ISSN 0135-3748

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНСТИТУТ СОЛНЕЧНО-ЗЕМНОЙ ФИЗИКИ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РАН

# МЕЖДУНАРОДНАЯ БАЙКАЛЬСКАЯ МОЛОДЕЖНАЯ НАУЧНАЯ ШКОЛА ПО ФУНДАМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКЕ

## XVII КОНФЕРЕНЦИЯ МОЛОДЫХ УЧЕНЫХ

## «Взаимодействие полей и излучения с веществом»

*Иркутск*
*5–10 сентября 2022*




# МЕЖДУНАРОДНАЯ БАЙКАЛЬСКАЯ МОЛОДЕЖНАЯ НАУЧНАЯ ШКОЛА ПО ФУНДАМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКЕ

**Труды**
**XVII Конференции молодых ученых**
**«Взаимодействие полей и излучения с веществом»**

*Иркутск 2022*

БШФФ-2022 — ISSN 0135-3748 — 2022 — 432 с. — 1 USB-флеш-накопитель — 150 экз.
УДК 533.9, 533.951, 537.87, 621.371, 515.164.15, 517.958, 52.732, 520.8, 523.98, 523.985.3, 524.1, 524.3, , 534.23, 535.375.56, 535.8, 535.37, 539.14, 550.510.535, 550.338.2, 550.388, 550.388.2, 551.513, 551.513.11, 551.521.64, 551.583, 621.371.3.

Труды XVII Конференции молодых ученых «Взаимодействие полей и излучения с веществом»

Настоящий сборник состоит из двух частей. В первую включены лекции, прочитанные на Международной Байкальской молодежной научной школе по фундаментальной физике (БШФФ-2022), посвященной актуальным проблемам физики ближнего космоса и астрофизики.

Во вторую часть включены доклады, представленные на XVII научной конференции молодых ученых «Взаимодействие полей и излучения с веществом», которая традиционно проводится в рамках БШФФ. Тематика докладов охватывает широкий круг актуальных проблем астрофизики и физики Солнца, физики околоземного космического пространства, физики нижней и средней атмосферы, теоретической физики, лазерной физики. Особое внимание уделено исследованиям ионосферы и атмосферы Земли, изучению активных процессов на Солнце и космических лучей, а также разработке и оптимизации инструментов и методов гелиогеофизических исследований.

The issue consists of two parts. The first one includes lectures given at the Baikal Young Scientists' International School on Fundamental Physics (BYSIS-2022).

The second part includes reports presented at the XVII Young Scientists' Conference "Interaction of Fields and Radiation with Matter" which is traditionally held in the frame of BYSIS. Topics od reports cover the wide spectrum of urgent problems of astrophysics, solar physics, physics of near-Earth space, physics of low and middle atmosphere, theoretical physics, and laser physics. The special attention is given to research into the Earth's ionosphere and atmosphere, active processes on the Sun, cosmic rays, as well as into development and optimization of instruments and techniques for heliogeophysical investigations.

**Ответственный редактор** — И.П. Яковлева
**Редакторы —** Н.О. Волкова, М.В. Никонова, Е.Н. Коржова
**Технические редакторы** — И.Г. Амбаева, М.В. Никонова

Организаторы мероприятия:

- Ордена Трудового Красного Знамени Институт солнечно-земной физики СО РАН;
- Иркутский государственный университет;
- Физический факультет Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова;
- Российский новый университет

*Лекция. БШФФ-2022. С. 3–8*

УДК 537.87, 621.371, 515.164.15, 517.958

# МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ КОРОТКИХ РАДИОВОЛН МЕТОДАМИ БИХАРАКТЕРИСТИК И ВОЛНОВОЙ ТЕОРИИ КАТАСТРОФ

**А.С. Крюковский**

Российский новый университет, Москва, Россия
kryukovsky56@yandex.ru

# SIMULATION OF PROPAGATION OF SHORT RADIO WAVES BY METHODS OF BICHARACTERISTICS AND THE WAVE THEORY OF CATASTROPHES

**A.S. Kryukovsky**

Russian New University, Moscow, Russia
kryukovsky56@yandex.ru

**Аннотация.** Рассмотрены методы моделирования распространения радиоволн декаметрового диапазона в неоднородной анизотропной ионосферной плазме: метод бихарактеристик и волновая теория катастроф. Исследованы лучевая, каустическая и амплитудная структуры электромагнитных полей. Приведены результаты математического моделирования амплитуды поля x- и o-волны в окрестности каустик, полученные на основе решения расширенной бихарактеристической системы Лукина. Рассмотрены равномерные асимптотики, содержащие специальные функции волновых катастроф и описывающие амплитудно-фазовые структуры волновых полей в окрестности особых каустик каспоидного, омбилического и модального типов.

**Ключевые слова:** распространение, радиоволны, ионосфера, бихарактеристики, лучи, каустики, волновые катастрофы, асимптотики, моделирование, x- и o-волны.

**Abstract.** Methods for modeling the propagation of decameter radio waves in inhomogeneous anisotropic ionospheric plasma are considered: the method of bicharacteristics and the wave catastrophe theory. The ray, caustic and amplitude structures of electromagnetic fields are investigated. We present the results of mathematical modeling of the amplitude of the x- and o-wave field in the vicinity of caustics obtained through the solution of Lukin's extended bicharacteristic system. Uniform asymptotics are considered that contain special functions of wave catastrophes and describe the amplitude-phase structures of wave fields in the vicinity of singular caustics of cuspoid, umbilical, and modal types.

**Keywords:** propagation, radio waves, ionosphere, bicharacteristics, rays, caustics, wave catastrophes, asymptotics, modeling, x- and o-waves**.**

## ВВЕДЕНИЕ

Настоящая лекция посвящена вопросам моделирования распространения коротких электромагнитных волн методами бихарактеристик и волновой теории катастроф. Актуальность темы определяется активным применением декаметровых радиоволн для решения современных задач радиолокации, радионавигации, дальней радиосвязи, загоризонтного зондирования, а также для исследования верхней атмосферы Земли — ионосферы и магнитосферы.

Теоретическим исследованиям распространения радиоволн в ионосфере Земли посвящены классические монографии [Гинзбург, 1967; Дэвис, 1973; Гершман и др., 1984]. В современное понимание проблемы распространения радиоволн в ионосфере важный вклад внесли работы [Краснушкин, 1947; Зернов, 1980; Куркин и др., 1981; Черкашин, 1971; Лукин, Палкин, 1982; Иванов, 2006; Куницын и др., 2007; Иванов и др., 2015;] и др.

Удобным и наглядным инструментом, предназначенным для описания распространения радиоволн коротковолнового диапазона в ионосфере Земли, является лучевой подход, основанный на применении гамильтонова формализма [Казанцев и др., 1967] и численном интегрировании бихарактеристической системы:

$$\frac{d\vec{r}}{d\tau}=\frac{\partial\Gamma}{\partial\vec{k}},\ \frac{d\vec{k}}{d\tau}=-\frac{\partial\Gamma}{\partial\vec{r}}$$
$$\frac{dt}{d\tau}=-\frac{\partial\Gamma}{\partial\omega},\ \frac{d\omega}{d\tau}=\frac{\partial\Gamma}{\partial t}, \qquad (1)$$

$$\Gamma=k_1^2+k_2^2+k_3^2-\varepsilon\frac{\omega^2}{c^2}, \qquad (2)$$

в которой $\vec{k}$ — волновой вектор; $\vec{r}$ — координаты луча; $t$ — групповое время; $\tau$ — параметр интегрирования; $\omega$ — круговая частота; $\Gamma$ — гамильтониан. Решением системы (1), (2) являются функции

$$\vec{r}=\vec{r}(\zeta,\eta,t_0;\tau),\ \vec{k}=\vec{k}(\zeta,\eta,t_0;\tau),$$
$$t=t(\zeta,\eta,t_0;\tau),\ \omega=\omega(\zeta,\eta,t_0;\tau), \qquad (3)$$

зависящие от $\zeta,\eta,t_0$ и параметра $\tau$, меняющегося вдоль траектории.

Бихарактеристическая система описывает траектории лучей и волновые вектора в неоднородной магнитоактивной (возможно нестационарной) среде. На основе решения бихарактеристической системы можно рассчитать фазу, учесть поглощение вдоль траекторий и вращение вектора поляризации.

Помимо лучевого метода, существует ряд альтернативных подходов к решению задач о распространения радиоволн в ионосфере. Это метод параболического уравнения, метод нормальных волн, метод суммирования гауссовых пучков, метод интерференционного интеграла и др.

Обобщением метода бихарактеристик является метод расширенной бихарактеристической системы Лукина [Лукин, Спиридонов, 1969; Kryukovskii et al., 2012]:

$$\frac{d\vec{r}_\zeta}{dt} = -\frac{\partial}{\partial\zeta}\left(\frac{\partial\Gamma}{\partial\vec{k}}\Big/\frac{\partial\Gamma}{\partial\omega}\right),$$
$$\frac{d\vec{k}_\zeta}{dt} = \frac{\partial}{\partial\zeta}\left(\frac{\partial\Gamma}{\partial\vec{r}}\Big/\frac{\partial\Gamma}{\partial\omega}\right), \quad (4)$$

$$\frac{d\vec{r}_\eta}{dt} = -\frac{\partial}{\partial\eta}\left(\frac{\partial\Gamma}{\partial\vec{k}}\Big/\frac{\partial\Gamma}{\partial\omega}\right),$$
$$\frac{d\vec{k}_\eta}{dt} = \frac{\partial}{\partial\eta}\left(\frac{\partial\Gamma}{\partial\vec{r}}\Big/\frac{\partial\Gamma}{\partial\omega}\right), \quad (5)$$

который стал основой определения напряженности волновых полей, поскольку позволяет вычислять якобианы расходимости лучевого потока. Методом расширенной бихарактеристической системы можно найти не только поля в регулярных областях, но и поле на каустике. Каустики — это огибающие лучевых семейств. В лучевом приближении на каустиках интенсивность поля обращается в бесконечность, поскольку якобиан расходимости равен нулю. В действительности на каустике интенсивность поля существенно возрастает, но остается конечной.

Поскольку в фазовом координатно-импульсном пространстве траектории не пересекаются, на основе решения бихарактеристической системы можно рассчитать каустическую структуру волнового поля методом канонического оператора Маслова (КОМ) [Маслов, 1965] с использованием специальных функций волновых катастроф (СВК) [Лукин, Палкин, 1982].

На основе теории особенностей дифференцируемых отображений [Арнольд и др., 1982, 1984] и метода КОМ для решения задач о распространении и дифракции коротковолнового излучения в неоднородных средах с частотной дисперсией построена волновая теория катастроф (ВТК) [Крюковский, Лукин, 1998; Крюковский и др., 2006].

ВТК позволила получить наглядную геометрическую (лучевую и каустическую) интерпретацию особых фокальных дифракционных структур электромагнитных полей и рассчитать значения полей в этих областях.

## СТРУКТУРА ПОЛЯ В ОКРЕСТНОСТИ КАУСТИКИ

В качестве примера рассмотрим амплитудную структуру электромагнитного поля на поверхности земли в окрестности каустики. В декаметровом диапазоне выражение для эффективной диэлектрической проницаемости можно представить в виде формулы Эпплтона—Хартли [Дэвис, 1973]:

$$\varepsilon_\pm = 1 - \frac{2v(1-v)}{2(1-v) - u\sin^2\alpha \pm \sqrt{u^2\sin^4\alpha + 4u(1-v)^2\cos^2\alpha}}. \quad (6)$$

В (6) знак «+» соответствует обыкновенной волне (о-волна), а знак «–» — необыкновенной (х-волна). Угол между вектором напряженности магнитного поля Земли и волновым вектором $\vec{k}$ обозначен как $\alpha$, $v$ и $u$ — это отношения квадратов плазменной частоты и гирочастоты к квадрату рабочей частоты:

$$v = \frac{\omega_p^2}{\omega^2} = \frac{4\pi e^2 N}{m_e\omega^2},\ u = \frac{\omega_H^2}{\omega^2} = \frac{e^2 H_0^2}{m_e^2 c^2 \omega^2}, \quad (7)$$

где $N(\vec{r})$ — концентрация электронов; $e$ — заряд электрона; $m_e$ — масса электрона; $H_0$ —напряженность магнитного поля Земли. Углы $\gamma$ и $\varphi$ определяют ориентацию напряженности магнитного поля. На рис. 1 представлена модель среднеширотной дневной ионосферы, использованная при вычислениях.

Источник излучения монохроматический (частота $f$=9.5 МГц), расположен на поверхности земли в начале координат. Лучи выходят из источника в плоскости ($x$, $z$), т. е. $\eta$=0.

На рис. 2 *а*, *б* показаны лучевые траектории в плоскостях ($x$, $z$) и ($y$, $z$) для х-волны. В виде фона на рис. 1, 2 приведено распределение электронной концентрации в ионосфере. Семейства обыкновенных и необыкновенных лучей образуют структуры, содержащие два каустических острия. Лучи с большими углами выхода просачиваются сквозь ионосферу, а с небольшими углами отражаются от слоев E и F и возвращаются на землю. Из-за влияния магнитного поля Земли лучи при распространении покидают начальную плоскость ($x$, $z$) (рис. 2, *б*), но, так как горизонтальные градиенты отсутствуют, $\varphi$=90° и магнитное поле постоянное, то, достигая земли, они возвращаются в плоскость ($x$, $z$).

Верхнее каустическое острие определяется слоем F, образующим главный максимум, а нижнее каустическое острие (катастрофа $A_3$) вызвано слоем E. Лучевая структура для о-волны похожа на лучевую структуру х-волны, но первая каустика, пересекающая поверхность земли, в случае х-волны расположена ближе к источнику (642.5 км), а в случае о-волны дальше (699.5 км) [Kryukovskii et al., 2020; Kryukovsky et al., 2021].

При движении от источника вдоль поверхности, сначала возникает каустика х-волны, которая является границей «мертвой зоны», а затем каустика о-волны. Поле х-волны формируют два луча: луч, коснувшийся каустики х-волны и луч, не коснувшийся этой каустики. Каустическое поле о-волны взаимодействует с полем х-волны.

Рассмотрим структуру электромагнитного поля в окрестности первой каустики. Поле х-волны правее каустики х-волны определяется как сумма вкладов двух лучей ($\kappa$=$x$):

$$u_g^\kappa \cong b_1^\kappa \cdot \exp\left(i\left(\Phi_1^\kappa - \pi/2\right)\right) + b_2^\kappa \cdot \exp\left(i\Phi_2^\kappa\right). \quad (8)$$

Луч с индексом 1 уже коснулся каустики, а луч с индексом 2 — нет. Геометрооптическое (ГО) поле о-волны, формирующееся правее каустики о-волны, тоже двухлучевое (8) ($\kappa$=$o$). Амплитудные коэффициенты $b_j$ в (10) имеют вид

$$b_j = E_0 \exp[-\psi_j]\sqrt{\left|J_0 J_j^{-1}\right|}. \quad (9)$$

В выражении (9) $\psi_j$ — поглощение, определяемое частотой соударения электронов; $J_j$ — якобиан расходимости, вычисленный на основе расширенной бихарактеристической системы Лукина (4), (5);

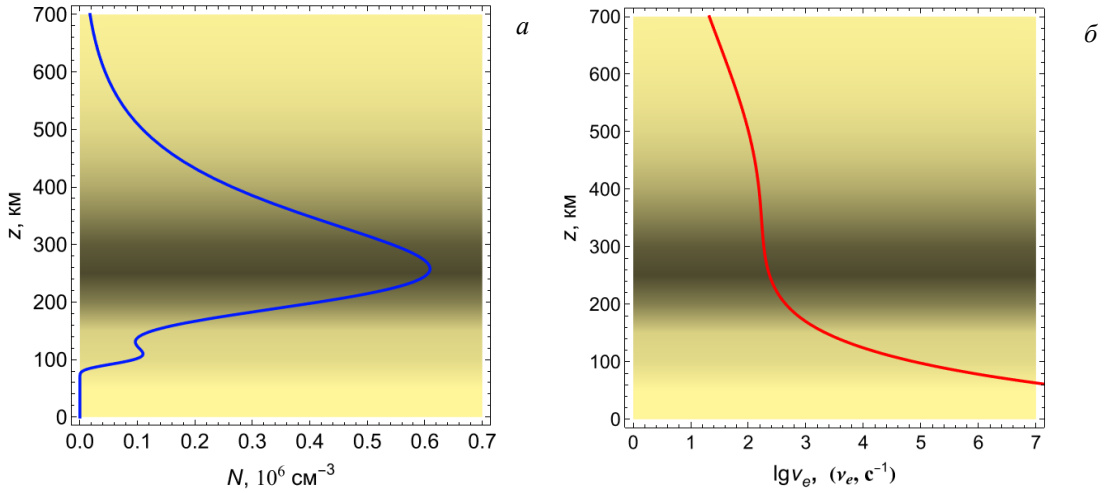



*Рис. 1.* Зависимость от высоты электронной концентрации $N$ (*а*) и эффективной частоты соударений электронов $\nu_e$ (*б*) [Bova et al., 2019; Kryukovskii et al., 2020]

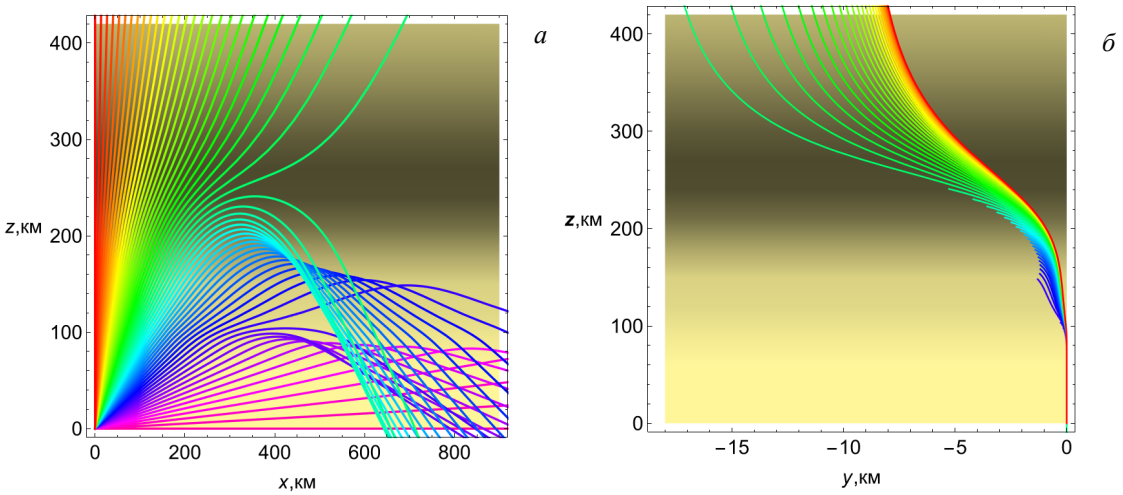



*Рис. 2.* Проекции лучей: *а* — на плоскость (*x, z*), *б* — на плоскость (*y, z*)

$J_0$ — начальное значение якобиана; $E_0$ — начальное значение поля. Поглощение $\psi_j$, как и фаза $\Phi_j$, вычисляются вдоль лучевой траектории [Kryukovskii et al., 2020]. Мощность изотропного источника излучения 1 кВт.

Поскольку на каустике якобиан $J_j$ обращается в нуль, в окрестности каустики коэффициенты $b_j$, а вместе с ними и решения (8) стремятся к бесконечности, что неверно. Поле на каустике и в ее окрестности находится с помощью равномерной асимптотики, содержащей функцию Эйри и ее производную [Лукин, Палкин, 1982; Кравцов, 1964]:

$$u_c \cong \exp(i\theta)\left(l_1 \cdot Ai(\lambda) - i\, l_2 \cdot dAi(\lambda)/d\lambda\right), \qquad (10)$$

В формуле (10) $Ai(\lambda)$

$$Ai(\lambda) = \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(i\left(\xi^3 + \lambda\xi\right)\right) d\xi \qquad (11)$$

— функция Эйри [Airy, 1838], $\theta$ — фаза бегущей волны, $\lambda$ — аргумент функции Эйри. При $\lambda<0$, т. е. в области света, пересекаются два луча. Поэтому

$$\theta = 0.5\left(\Phi_1 + \Phi_2\right), \quad \lambda = -3\cdot 2^{-4/3}\left|\Phi_1 - \Phi_2\right|^{2/3}. \qquad (12)$$

Коэффициенты (10) $l_1$ и $l_2$ в первом приближении имеют вид:

$$l_1 \cong \frac{b_1 + b_2}{2\sqrt{\pi}}\sqrt[4]{-3\lambda}, \quad l_2 \cong \frac{3\left(b_1 - b_2\right)}{2\sqrt{\pi}}\,\frac{1}{\sqrt[4]{-3\lambda}}. \qquad (13)$$

Как видно из формул (10)–(13), коэффициенты асимптотического разложения, фаза бегущей волны и аргумент функции Эйри вычисляются через фазы и амплитуды двух лучей в фиксированной точке. Поэтому возникает проблема определения с высокой точностью в каждой точке амплитуд и фаз этих лучей, которые приходят по разным, но близким траекториям, т. е. необходимо решать задачу «пристрелки».

Вместо этого реализован другой алгоритм, аналогичный методу интерполяционной локальной асимптотики [Karepov, Kryukovskii, 2001], который отличается от классического локального подхода [Kryukovskii, 1996]. Сначала находится положение каустики $x_c$ на оси $x$ и угол выхода луча $\zeta_c$, касающегося каустики в этой точке. Если угол $\zeta < \zeta_c$, луч принадлежит подсемейству лучей, коснувшихся каус-

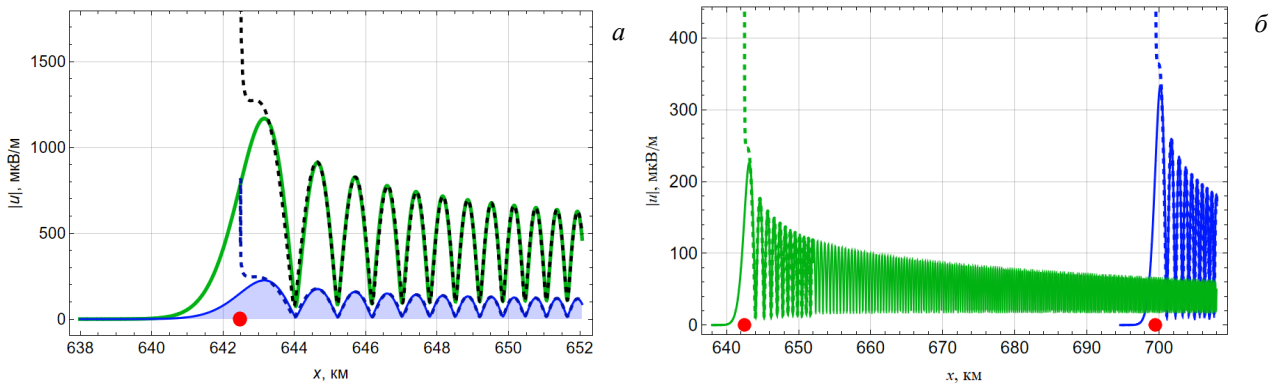



*Рис. 3.* Амплитуда волнового поля: в окрестности каустики х-волна с учетом и без учета поглощения (*а*); х- и о-волны с учетом поглощения (*б*)

тики. Если угол $\zeta > \zeta_c$, луч принадлежит подсемейству лучей, не коснувшихся каустики. Для каждого луча находится точка пересечения с поверхностью Земли и вычисляются связанные с ним характеристики (амплитуда, фаза, время прихода и др.). Далее методом наименьших квадратов для каждого подсемейства лучей находятся интерполяционные формулы для амплитудных коэффициентов и фаз. Зная интерполяционные формулы в каждой точке, вычисляются амплитуды и фазы уже двух пересекающихся лучей и находятся лучевые и каустические поля.

На рис. 3, *а* показана амплитуда поля х-волны в окрестности каустики [Kryukovsky et al., 2021]. Каустические решения, вычисленные по формуле (10), показаны сплошными линиями. Штриховой линией показаны ГО решения (8). Верхние кривые выполнены без учета поглощения, а нижнее расчеты — с учетом. Максимальное значение амплитуды смещено в область света относительно положения каустики. Каустика отмечена точкой.

Значения амплитуды поля на каустике соответствуют среднему значению амплитуды поля в области света вблизи каустики. При удалении от каустики уменьшаются амплитуды осцилляций и их период (~1 км). Каустическая асимптотика совпадает с ГО-приближением всюду в области света, кроме левой окрестности главного максимума амплитуды поля. Чтобы оценить максимальное значение амплитуды поля в окрестности каустики с помощью ГО-приближения, достаточно определить точку, где кривая образует перегиб, прежде чем уходит на бесконечность. Аналогичный результат получается и для о-волны.

На рис. 3, *б* сопоставлены амплитуда поля х-волны (зеленая линия) и о-волны (синяя линия), вычисленные в каустическом (10) (сплошная линия) и ГО-приближении (8) (штриховая линия) вдоль поверхности земли с учетом поглощения. Положения каустик х- и о-волны показаны красными точками.

Если не учитывать поглощение, амплитуды поля о- и х- волны в окрестности каустики отличаются незначительно. Однако при учете поглощения амплитуда поля в окрестности каустики значительно меньше для х-волны, чем для о-волны.

Амплитуды суммарного поля в ГО (штриховая линия) и в каустическом приближении (сплошная линия) х- и о-волны в окрестности каустики о-волны показаны на рис. 4, *а*. Расчет выполнен с учетом ионосферного поглощения, но без учета поляризации и позволяет оценить влияние х-волны на поле о-волны в окрестности каустики о-волны при условии сохранения когерентности. Левее каустики (красная точка) прослеживаются регулярные осцилляции, которые создает двухлучевое поле х-волны.

При учете поглощения по первому минимуму ГО поля справа от каустики можно судить о максимальном значении амплитуды поля вблизи каустики, так как в этом случае классическая структура амплитуды поля в окрестности каустики сохраняется.

Амплитуда поля о- и х-волны с учетом поглощения (зеленая линия) и без учета поглощения (синяя линия) показаны на рис. 4, *б*. Абсолютные значения амплитуд отличаются более чем в три раза, хотя структуры амплитуд поля качественно совпадают. При отсутствии поглощения главный максимум сопоставим с соседними вершинами.

## ОСНОВЫ ВОЛНОВОЙ ТЕОРИИ КАТАСТРОФ

Помимо гладкой каустики, на рис. 2, *а* хорошо видны две точки возврата — два каустических острия. Это волновые катастрофы $\mathbf{A_3}$. В окрестности каустического острия волновое поле выражается через функцию Пирси и две ее первые производные [Budden, 1976]:

$$u_c \cong \exp(i\theta)\left(l_1 \cdot I^{A_3}(\lambda_1, \lambda_2) + l_2 \cdot \partial I^{A_3}(\lambda_1, \lambda_2)/\partial\lambda_1 + l_3 \cdot \partial I^{A_3}(\lambda_1, \lambda_2)/\partial\lambda_2\right), \quad (14)$$

В формуле (14) $I^{A_3}(\lambda_1, \lambda_2)$

$$I^{A_3}(\lambda_1, \lambda_2) = \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(i(\xi^4 + \lambda_2\xi^2 + \lambda_1\xi)\right) d\xi \quad (15)$$

— функция Пирси, $\theta$ — по-прежнему фаза бегущей волны; $\lambda_1$, $\lambda_2$ — аргументы функции Пирси [Pearcey, 1946], $l_1$, $l_2$, $l_3$, — коэффициенты равномерного асимптотического разложения, которые выражаются, как в случае с функцией Эйри, через фазы и амплитуды уже трех лучей.

Однако в ионосфере встречаются и гораздо более сложные фокусировки. Это каспоидные особенности $\mathbf{A_N}$ («ласточкин хвост» — $N$=4, «бабочка» — $N$=5,

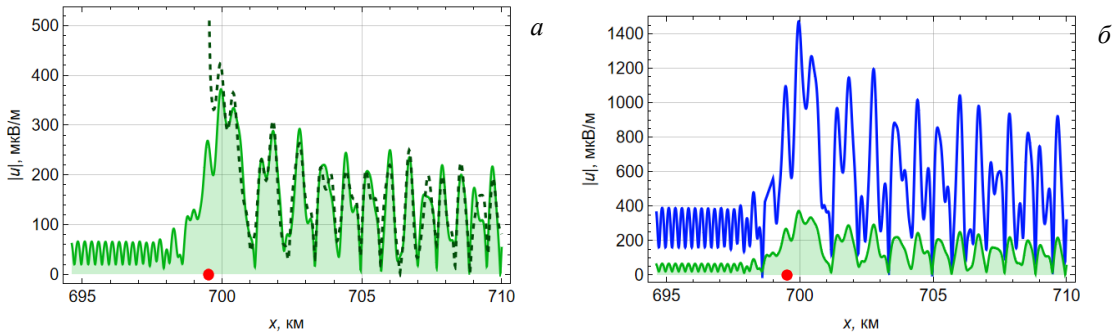



*Рис. 4.* Амплитуды поля х- и о-волны в окрестности х-каустики с учетом поглощения, ГО и равномерная асимптотики (*а*); с учетом поглощения и без учета поглощения (*б*)

«вигвам» — $N$=6) [Лукин, Палкин, 1982], а также омбилические особенности: простые $D_4^{\pm}$, $D_5$,… и модальные $P_9$, $X_9$, $J_{10}$ [Крюковский и др., 2006]. Согласно ВТК, равномерная асимптотика в окрестности таких особенностей (катастроф) имеет вид [Крюковский, 2013]

$$u_c \cong \exp(i\theta)\times$$
$$\times\left( l_1 \cdot I^{\Sigma}(\vec{\lambda}, a) + \sum_{j=2}^{N_c+1} l_j \frac{\partial I^{\Sigma}}{\partial \lambda_{j-1}} + \sum_{j=N_c+2}^{N} l_j \frac{\partial I^{\Sigma}}{\partial a_{j-N_c-1}} \right), \quad (16)$$

где $N_C$ — коразмерность особенности; $N = N_c + \dim \vec{a} + 1$ — кратность особенности,

$$I^{\Sigma}(\lambda_1, ..., \lambda_{N_c}; \vec{a}) =$$
$$= \int_{-\infty}^{+\infty} ... \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left( i F_{\Sigma}(\vec{\xi}, \vec{a}, \vec{\lambda}) \right) d\xi_1 ... d\xi_{\kappa} \quad (17)$$

— СВК катастрофы типа Σ, $F_{\Sigma}(\vec{\xi}, \vec{a}, \vec{\lambda})$ — универсальная деформация, $\dim \vec{a}$ — модальность

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в лекции рассмотрено моделирование распространения радиоволн декаметрового диапазона в неоднородной ионосферной плазме методом бихарактеристик и методами волновой теорией катастроф. Исследованы лучевая, каустическая и амплитудная структуры электромагнитных полей с учетом магнитного поля Земли. Представлены результаты моделирования амплитуды поля х- и о-волн в окрестности каустик, полученные на основе решения расширенной бихарактеристической системы Лукина. Сопоставлено равномерное (каустическое) приближение и неравномерное (лучевое, ГО) приближение. Выполнена оценка влияния х-волны на амплитуду поля о-волны в окрестности каустики. Рассмотрены равномерные асимптотики, описывающие амплитудно-фазовые структуры волновых полей в окрестности особых каустик.

Работа поддержана Российским научным фондом (грант № 20-12-00299).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Арнольд В.И., Варченко А.Н., Гусейн-Заде С.М. *Особенности дифференцируемых отображений*. Ч. I. М.: Наука, 1982. 304 с.; ч. II. М.: Наука, 1984. 335 с.

Гершман Б.Н., Ерухимов Л.М., Яшин Ю.Я. *Волновые явления в ионосферной и космической плазме*. М.: Наука, Главная редакция физико-математической литературы, 1984. 392 с.

Гинзбург В.Л. *Распространение электромагнитных волн в плазме*. 2-е изд. М.: Наука, 1967. 684 с.

Дэвис К. *Радиоволны в ионосфере*. М.: Мир, 1973. 502 с.

Зернов Н.Н. Рассеяние волн КВ-диапазона при наклонном распространении в ионосфере. *Изв. вузов. Радиофизика*. 1980. Т. 23, № 2. С. 151–158.

Иванов Д.В. *Методы и математические модели исследования распространения в ионосфере сложных декаметровых сигналов и коррекции их дисперсионных искажений*. Монография. Йошкар-Ола: Марийский гос. технический ун-т, 2006. 266 с.

Иванов В.А., Иванов Д.В., Михеева Н.Н., Рябова М.И. *Дисперсионные искажения системных характеристик широкополосных ионосферных радиоканалов*. Йошкар-Ола: ПГТУ, 2015. 159 с.

Казанцев А.Н., Лукин Д.С., Спиридонов Ю.Г. Метод исследования распространения радиоволн в неоднородной магнитоактивной ионосфере. *Косм. иссл.* 1967. Т. 5. Вып. 4. С. 593–600.

Кравцов Ю.А. Об одной модификации метода геометрической оптики. *Изв. вузов. Радиофизика*. 1964. Т. 7, № 4. С. 664–673.

Краснушкин П.Е. *Метод нормальных волн в применении к проблеме дальних радиосвязей*. М.: МГУ, 1947. 52 с.

Крюковский А.С. *Равномерная асимптотическая теория краевых и угловых волновых катастроф*. Монография. М.: РосНОУ, 2013. 368 с.

Крюковский А.С., Лукин Д.С. Построение равномерной геометрической теории дифракции методами краевых и угловых катастроф. *Радиоэлектроника*. 1998. Т. 43, № 9. С. 1044–1060.

Крюковский А.С., Лукин Д.С., Палкин Е.А., Растягаев Д.В. Волновые катастрофы — фокусировки в дифракции и распространении электромагнитных волн. *Радиоэлектроника*. 2006. Т. 51, № 10. С. 1155–1192.

Куницын В.Е., Терещенко Е.Д., Андреева Е.С. *Радиотомография ионосферы*. М.: Физматлит, 2007. 345 с.

Куркин В.И., Орлов И.И., Попов В.Н. *Метод нормальных волн в проблеме коротковолновой радиосвязи*. М.: Наука, 1981. 124 с.

Лукин Д.С., Палкин Е.А. *Численный канонический метод в задачах дифракции и распространения электромагнитных волн в неоднородных средах*. М.: МФТИ, 1982. 159 с.

Лукин Д.С., Спиридонов Ю.Г. Применение метода характеристик для численного решения задач распространения радиоволн в неоднородной и нелинейной среде. *Радиоэлектроника*. 1969. Т. 14, № 9. С. 1673–1677.

Маслов В.П. *Теория возмущений и асимптотические методы*. М.: МГУ, 1965. 553 с.

Черкашин Ю.Н. Применение метода параболического уравнения для расчета волновых полей в неоднородных средах. *Радиотехника и электроника*. 1971. Т. 16, № 1. С. 173–174.

Airy G.B. On the intensity of fight in the neighborhood of a caustic. *Trans. Camb. Phil. Soc*. 1838. Vol. 6. P. 379–402.

Bova Yu.I., Kryukovsky A.S., Lukin D.S. Propagation of frequency-modulated electromagnetic radiation in the Earth's ionosphere with allowance for absorption and the external magnetic field. *J. Communications Technology and Electronics*. 2019. Vol. 64, no. 1. P. 1–12.

Budden K.G. Radio caustics and cusps in the ionosphere. *Proc. Roy. Soc.* London. 1976. Vol. A350, no. 1661. P. 143–164.

Karepov S.L., Kryukovskii A.S. Calculation of a wave field using the method of local interpolating asymptotics. *J. Communications Technology and Electronics*. 2001. Vol. 46, no. 1. P. 34–40.

Kryukovskii A.S. Local uniform asymptotics of wave fields in the vicinity of basic and boundary cuspoidal caustics. *J. Communications Technology and Electronics*. 1996. Vol. 41, no. 1. P. 51–57.

Kryukovskii A.S., Lukin D.S., Bova Yu.I. Simulation of the field in the vicinity of caustics of ordinary and extraordinary waves during ionospheric propagation. *J. Communications Technology and Electronics*. 2020. Vol. 65, no. 12. P. 1364–1373.

Kryukovskii A.S., Lukin D.S., Kir'yanova K.S. Method of extended bicharacteristic system in simulating wave propagation in ionospheric plasma. *J. Communications Technology and Electronics*. 2012. Vol. 57, no. 9. P. 1039–1045.

Kryukovsky A.S., Lukin D.S., Rastyagaev D.V., Bova Y.I. The method of mathematical modeling of wave fields and caustic structures in the process of propagation of electromagnetic radiation in the ionospheric plasma. *Proc. XXXIVth General Assembly and Scientific Symposium of the International Union of Radio Science (URSI GASS)*. 2021. Rome, 28 August – 4 September Publisher: IEEE, P. 1–4.

Pearcey T. The structure of an electromagnetic field in the neighborhood of a cusp of a caustic. *Philos. Mag*. 1946. Vol. 37. P. 311–317.

*Лекция. БШФФ-2022. С. 9–14*

УДК 537.86

# ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ИОНОСФЕРЫ ЗЕМЛИ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН УКВ-ДИАПАЗОНА

**Д.С. Лукин, Д.В. Растягаев**

Российский новый университет, Москва, Россия
rdv@rosnou.ru

# STUDYING THE INFLUENCE OF THE EARTH'S IONOSPHERE ON VHF RADIO WAVE PROPAGATION

**D.S. Lukin, D.V. Rastyagaev**

Russian New University, Moscow, Russia
rdv@rosnou.ru

**Аннотация.** Исследуется влияние ионосферы Земли на поляризационные характеристики радиоволн мегагерцового диапазона. Рассмотрен частотный диапазон, пограничный для применимости понятия «фарадеевское вращение», т. е. рассмотрены частоты, для которых представление о распространении радиоволн с обыкновенной и необыкновенной поляризацией вдоль одной и той же траектории является весьма условным. Проанализировано влияние ионосферы Земли на характеристики высокочастотных радиосигналов в зависимости от пространственной модели ионосферной плазмы, географических координат, ориентации магнитного поля, ионосферных неоднородностей. К таким характеристикам относятся угол фарадеевского вращения, девиация фазы, отклонение траектории радиосигнала и другие. Проведено сопоставление результатов моделирования поляризационных характеристик декаметрового и дециметрового диапазонов.

**Ключевые слова:** ионосфера, девиация фазы, фарадеевское вращение, поляризационные характеристики, распространение декаметровых и дециметровых радиоволн.

**Abstract.** We study the Earth's ionosphere effect on polarization characteristics of radio waves in megahertz range. The frequency range is considered, which is borderline for the applicability of the concept of "Faraday rotation", that is, the frequencies are considered for which the idea of the propagation of radio waves with ordinary and extraordinary polarization along the same trajectory is very conditional. The effect of the Earth's ionosphere on the characteristics of high-frequency radio signals is analyzed depending on the spatial model of the ionospheric plasma, geographic coordinates, magnetic field orientation, and ionospheric inhomogeneities. These characteristics include Faraday rotation angle, phase deviation, deviation of the radio signal trajectory, and others. We compare the results of modeling of polarization characteristics in decameter and decimeter ranges.

**Keywords:** ionosphere, phase deviation, Faraday rotation, polarization characteristics, propagation of decameter and decimeter radio waves.

## ВВЕДЕНИЕ

Необходимость решения задач радиосвязи, радионавигации, радиолокации, а также проблемы дистанционного зондирования среды распространения делают актуальным изучение распространения электромагнитных волн в верхней и нижней атмосфере. Исследование процессов распространения волн в ионосфере Земли сопряжено с известными трудностями решения дифференциальных уравнений второго порядка с переменными коэффициентами. Точное решение может быть построено относительно небольшого круга задач. Полученные таким образом решения не охватывают всего многообразия реальных характеристик неоднородных сред, представляющих непосредственный интерес для практического исследования. Применение лучевых (асимптотических) методов волновой теории, с одной стороны, и численных методов с другой, позволяет значительно продвинуться в этой области.

Лучевые методы являются традиционным инструментом исследования процессов распространения коротких волн в различных средах [Казанцев и др., 1967б; Лукин, Спиридонов, 1969; Лукин, Палкин, 1982; Крюковский и др., 2009].

Настоящая работа посвящена исследованию влияния ионосферы Земли на поляризационные характеристики радиоволн мегагерцового диапазона. Актуальность работы определяется необходимостью совершенствования методов расчета излучения, проходящего ионосферные плазменные слои, с целью решения современных задач радиосвязи, радиолокации и радионавигации, а также задач дистанционного зондирования Земли из космоса [Иванов, 2006; Вертоградов и др., 2018; Данилкин и др., 2014; Ипатов и др., 2014, Bova et al, 2021; Крюковский и др., 2022]. В работе рассматривается частотный диапазон, для которого представление о распространении радиоволн с обыкновенной и необыкновенной поляризацией вдоль одной и той же траектории является весьма условным (пограничным для применимости понятия «фарадеевское вращение»). Проведен анализ влияния ионосферы Земли на параметры высокочастотных радиосигналов в зависимости от пространственной модели ионосферной плазмы для заданных географических координат и ориентации магнитного поля. Исследованы следующие характеристики: поворот вектора поляризации (угол фарадеевского вращения), фазовый сдвиг (девиация фазы), отклонение угла прицеливания, отклонение траектории радиосигнала от прямой, поляризационные коэффициенты и другие.

## МЕТОД БИХАРАКТЕРИСТИК ИССЛЕДОВАНИЯ ОСОБЕННОСТЕЙ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН

В основе лучевых методов лежит система обыкновенных дифференциальных уравнений Гамильтона. При моделировании лучевых траекторий в плазме

гамильтонову бихарактеристическую систему уравнений можно преобразовать к следующему виду [Казанцев и др., 1967; Лукин, Спиридонов, 1969; Казанцев, Лукин, 1967а; Казанцев, и др., 1967в; Крюковский и др., 2015; Крюковский, Скворцова, 2016]:

$$\frac{d\vec{r}}{d\tau} = -\frac{\partial \Gamma}{\partial \vec{k}} \Big/ \frac{\partial \Gamma}{\partial \omega}, \frac{d\vec{k}}{d\tau} = \frac{\partial \Gamma}{\partial \vec{r}} \Big/ \frac{\partial \Gamma}{\partial \omega}, \quad (1)$$

где Γ — гамильтониан

$$\Gamma = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon(\vec{r}, \vec{k}, \omega).$$

В формулах (1), (2) введены обозначения: $\vec{k}$ — волновой вектор; $\vec{r} = (x, y, z)$ — координаты луча; $f$ — рабочая частота излучения; $\omega = 2\pi f$ — круговая частота; $t$ — параметр вдоль лучевой траектории (групповое время); $\varepsilon(\vec{r}, \vec{k}, \omega)$ — эффективная диэлектрическая проницаемость среды распространения.

Для рабочих частот излучения дециметрового диапазона плазменная частота $\omega_p$

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi e^2 N(\vec{r})}{m_e} \quad (3)$$

много меньше рабочей частоты ω, тогда можно считать, что

$$\varepsilon(\vec{r}, \vec{k}, \omega) = 1 - v, v = \frac{\omega_p^2}{\omega^2}. \quad (4)$$

В формулах (3), (4) $m_e$ — масса электрона; $e$ — заряд электрона; $N(\vec{r})$ — электронная концентрация.

При более низкой частоте (десятки мегагерц) среду распространения уже нельзя считать изотропной. Поэтому для вычисления эффективной диэлектрической проницаемости применена формула Эпплтона—Хартри (Лассена) [Дэвис, 1973; Гинзбург, 1967]:

$$\varepsilon_{\pm} = 1 - \frac{2v(1-v)}{2(1-v) - u\sin^2\theta \pm \sqrt{u^2\sin^4\theta + 4u(1-v)^2\cos^2\theta}}, \quad (5)$$

где величина $u$ — отношение квадрата гирочастоты частоты $\omega_H$ к квадрату рабочей частоты

$$u = \left(\frac{\omega_H}{\omega}\right)^2 = \frac{e^2 H_0^2}{m_e^2 c^2 \omega^2}, \quad (6)$$

где $H_0$ — величина напряженности магнитного поля Земли.

В формуле (5) θ — угол между волновым вектором $\vec{k}$ и вектором напряженности магнитного поля Земли $\vec{H}_0 = (H_{0x}, H_{0y}, H_{0z})$, ориентация которого задается углами γ и φ:

$$H_{0x} = H_0 \cos\gamma\cos\varphi,\ H_{0y} = H_0 \cos\gamma\sin\varphi,$$
$$H_{0z} = H_0 \sin\gamma.$$

Угол φ противоположен углу магнитного склонения, а угол γ — углу магнитного наклонения. В расчетах, приведенных в работе, предполагалась, что φ=0, а γ=–57°. Знак «+» в формуле (5) соответствует обыкновенной волне, «–» — необыкновенной.

## ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В работе в качестве модельных задач исследуется распространение радиоволн мегагерцового диапазона в ионосфере Земли. В качестве источника радиоволн рассматривается космический аппарат (КА), высота круговой орбиты которого равна 420 км. Приемник излучения расположен на Земле в начале координат. Для моделирования процессов распространения выбраны две рабочие частоты: 20 и 460 МГц. Геометрия задачи показана на рис. 1: орбита КА показана черной толстой линией, в нижней части — поверхность Земли, на которой расположен приемник. Распределение электронной концентрации показано серым цветом. Более темные области соответствуют более высокой концентрации электронов в соответствии с легендой, на которой 1 ед. = $10^6$ см$^{-3}$. В работе выбрана двуслоевая модель ионосферы, содержащая слои F (верхний) и E (нижний).

Показаны траектории лучей, приходящих в точку наблюдения, в плоскости распространения XZ. При движении КА слева направо угол наклона лучей в точке приема меняется от 150° до 30° относительно положительного направления оси X. Начальный волновой вектор $\vec{k}(0)$ определяется углом выхода луча. Видно, что при частоте излучения 460 МГц все лучи — прямые линии (панель *б*), однако при частоте 20 МГц (панель *а*) отклонение крайних лучей довольно заметно. Различия в траекториях лучей о- и х-волн в рамках масштаба рисунка незаметны.

Ниже показаны графики полного электронного содержания *TEC* вдоль лучей в зависимости от времени *t* и координаты *x*, вычисленные в точке приема (рис. 2, *а*), а также зависимость группового времени *t* от координаты *x* (рис. 2, *б*).

Несовпадение кривых на рис. 2, *а* объясняется отличием лучевых траекторий для различных типов волн. Из рис. 2, *б* видно, что максимальное групповое время для частоты 460 МГц существенно меньше, чем для частоты 20 МГц.

## ДЕВИАЦИЯ ФАЗЫ

Исследуем зависимость скорости изменения фазы (производной фазы по групповому времени) от высоты. Величина определяется формулой:

$$\Phi_0'(t) = \frac{dx}{dt}k_x(t) + \frac{dy}{dt}k_y(t) + \frac{dz}{dt}k_z(t) = \Phi'(t) - \omega. \quad (8)$$

Далее проинтегрировав производную (8)

$$\Phi(t) = \int_0^t \Phi'(\eta)d\eta, \quad (9)$$

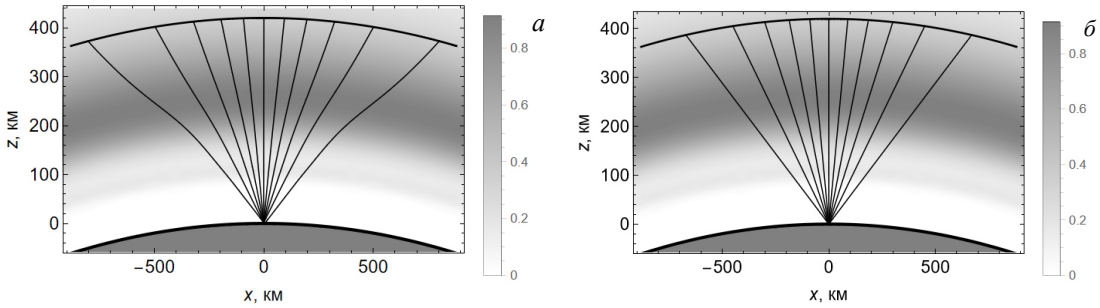



*Рис. 1.* Лучевые траектории и распределение электронной концентрации в ионосфере: *а* — *f*=20 МГц; *б* — *f*=460 МГц

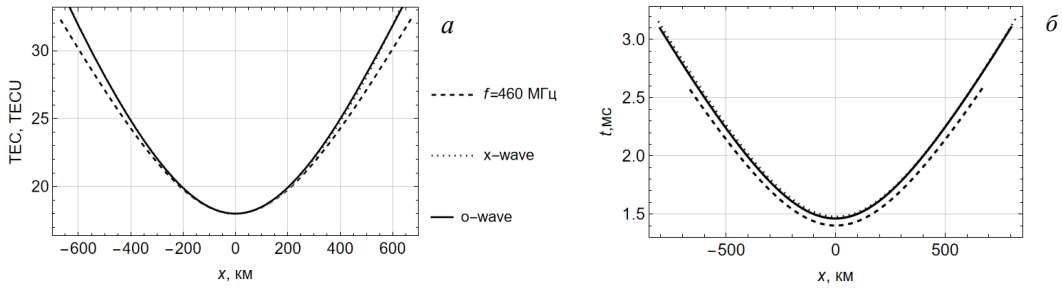



*Рис. 2*. Графики TEC вдоль лучей от координаты *x* (*а*); зависимость группового времени *t* от координаты x выхода луча (*б*)

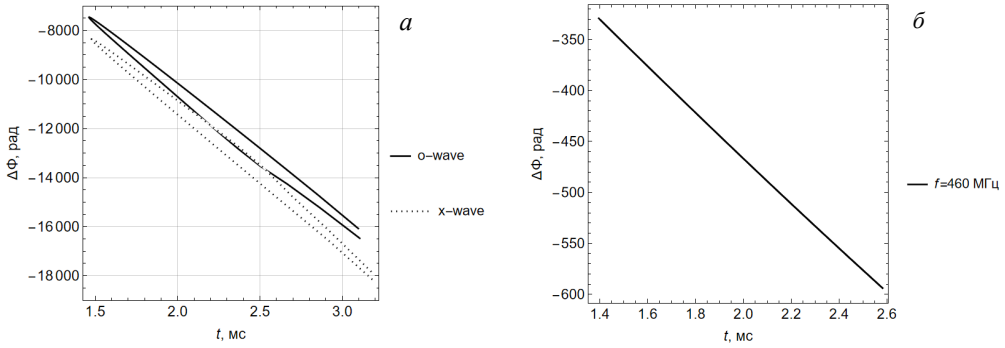



*Рис. 3*. Зависимость девиации фазы ΔФ от группового времени *t* для *f*=20 МГц (*а*); *f*=460 МГц (*б*)

определяем ΔФ — зависимость отклонения (девиации) фазы от группового времени в точке приема сигнала (рис. 3).

$$\Delta\Phi = \Phi - \omega R / c. \qquad (10)$$

В формуле (10) $\omega R/c$ — фаза луча вдоль траектории в отсутствии ионосферного слоя.

Каждая кривая на панели *а* имеет две ветви. Крайнее левое значение девиации фазы соответствует вертикальному лучу (см. рис. 1). Сравнивая на рис. 3 панели *а*, *б*, видим, что при частоте 460 МГц кривая не расщепляется и абсолютное значение девиации фазы существенно меньше.

## ВРАЩЕНИЕ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Известно, что при распространении обыкновенной волна и необыкновенной волны вдоль одной и той же лучевой траектории, можно говорить о вращении плоскости поляризации (фарадеевском вращении) [Дэвис, 1973]. Угол фарадеевского вращения Ω находится интегрированием вдоль лучевой траектории разности Δμ показателей преломления обыкновенной и необыкновенной волны [Бова и др., 2018; Дэвис, 1973; Гинзбург, 1967]:

$$\Omega(t) = \frac{1}{2} \times \frac{\omega}{c} \int_0^t \Delta\mu \left( \left( dx/dt \right)^2 + \left( dy/dt \right)^2 + \left( dz/dt \right)^2 \right)^{1/2} dt. \qquad (11)$$

Проведя вычисления, можно установить, что абсолютные значения Δμ в случае рабочей частоты 460 МГц на 4 порядка меньше, чем в случае частоты 20 МГц.

На рис. 4 представлена зависимость квадрата косинуса угла θ между волновым вектором и напряженность магнитного поля от высоты для каждого луча.

Для крайнего правого луча (см. рис. 1) $\cos^2\theta$ близок к нулю (θ=93°). Существует луч, для которого $\cos^2\theta$ близок к единице, так как θ близок к нулю.

Зависимость угла фарадеевского вращения Ω от группового времени в точке приема сигнала, вычисленная по формуле (12), показана ниже на рис. 5.

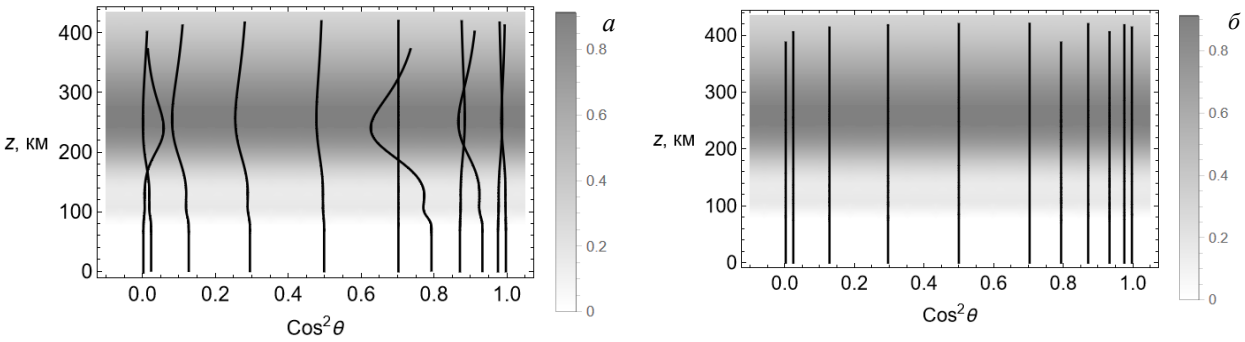



*Рис. 4.* Зависимость величины $\cos^2\theta$ от высоты вдоль лучей: *а* — $f$=20 МГц; *б* — $f$=460 МГц

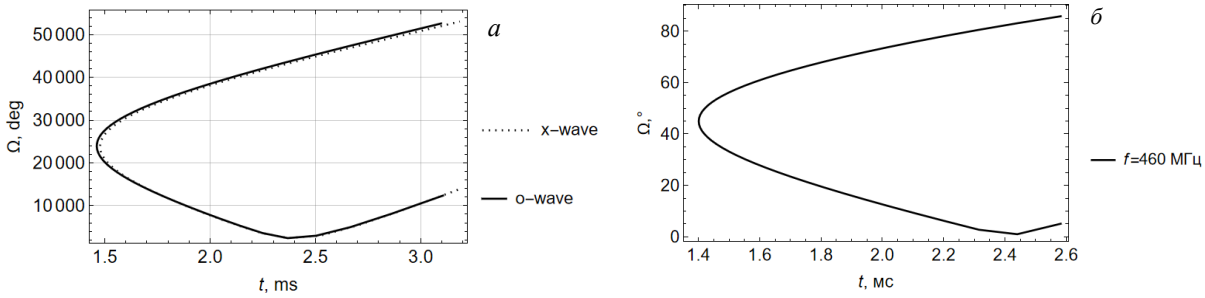



*Рис. 5.* Зависимость угла Ω от группового времени $t$: *а* — $f$=20 МГц; *б* — $f$=460 МГц

Для частоты 20 МГц (рис. 5, *а*) говорить о фарадеевском вращении можно довольно условно. На рис. 5, верхняя ветвь кривой соответствует левой части рис. 1, а нижняя ветвь кривой — правой части. Вертикальный луч соответствует левому краю рис. 5.

## КОЭФФИЦИЕНТЫ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Рассмотрим коэффициенты поляризации волн [Дэвис, 1973] вдоль траекторий, позволяющие определить соотношения между компонентами вектора напряженности электрического поля $\vec{E}$ вдоль лучевых траекторий. Будем считать, что компонента $E_2$ вектора $\vec{E}$ лежит в плоскости, образованной волновым вектором $\vec{k}$ и вектором напряженности магнитного поля $\vec{H}_0$ и ортогональна компоненте $E_1$. Компонента $E_1$ направлена вдоль волнового вектора $\vec{k}$, а компонента $E_3$ ортогональна компонентам $E_1$ и $E_2$ и составляет с ними правую тройку.

Тогда справедливы выражения [Дэвис, 1973]

$$\frac{E_3}{E_2} = R_{\mp}, \quad R_- = iR_0, \quad R_+ = iR_x, \tag{13}$$

где

$$R_{\mp} = \frac{i}{2Y_L}\left(\frac{Y_T^2}{1-v} \mp \sqrt{\frac{Y_T^4}{(1-v)^2} + 4Y_L^2}\right). \tag{14}$$

В формуле (14) «–» соответствует обыкновенной волне, а «+» — необыкновенной, введены обозначения

$$Y_L = \sqrt{u}\cos\theta, \quad Y_T = \sqrt{u}\sin\theta. \tag{15}$$

На рис. 6 показан результат численного расчета коэффициента $R_o$.

Видно, что большая часть линий сгруппирована в окрестности –1, что говорит о почти круговой поляризации для этих лучей. Интересно отметить, что хотя при $\theta=\pi/2$ $R_o=0$ на частоте 460 МГц, уже при $\theta=93°$ коэффициент $R_o$ близок к +1 и поляризация волны опять становится круговой.

Коэффициент $R_x$ может быть вычислен из соотношения $R_o R_x=1$ (см. [Дэвис, 1973]).

Отношение продольной электрической компоненты волнового поля к поперечной определяет соотношение (16)

$$\frac{E_1}{E_2} = \operatorname{tg}\psi_{o,x} = -\frac{R_{o,x}Y_T}{1-v}\left(1-\varepsilon_{\pm}\right) \tag{16}$$

Результаты численного моделирования в случае обыкновенной волны показаны на рис. 7.

Анализируя результаты проведенных расчетов видно, что продольная компонента по модулю существенно меньше поперечных даже на частоте 20 МГц, а на частоте 460 МГц она пренебрежимо мала.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе методом бихарактеристик выполнено сравнение поляризационных параметров радиоволн дециметрового (460 МГц) и декаметрового (20 МГц) диапазонов. Рассмотрены эффекты рефракции, фарадеевского вращения и девиации фазы при пролете КА в меридианном направлении, исследованы поляризационные коэффициенты. Представлены результаты математического моделирования. Результаты работы актуальны для решения современных задач радиосвязи, радиолокации и радионавигации, а также задач дистанционного зондирования Земли из космоса [Kutuza et al, 1996; Кутуза, Мошков, 1988; Andreeva, et al, 2016; Franke et al, 2003].

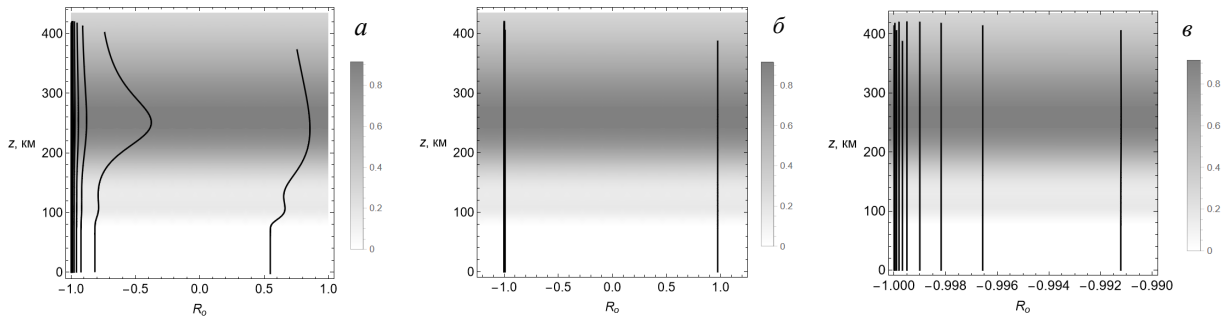



*Рис. 6*. Коэффициент поляризации $R_o$: $f$=20 МГц (*а*); $f$=460 МГц (*б*); $f$=460 МГц (фрагмент) (*в*)

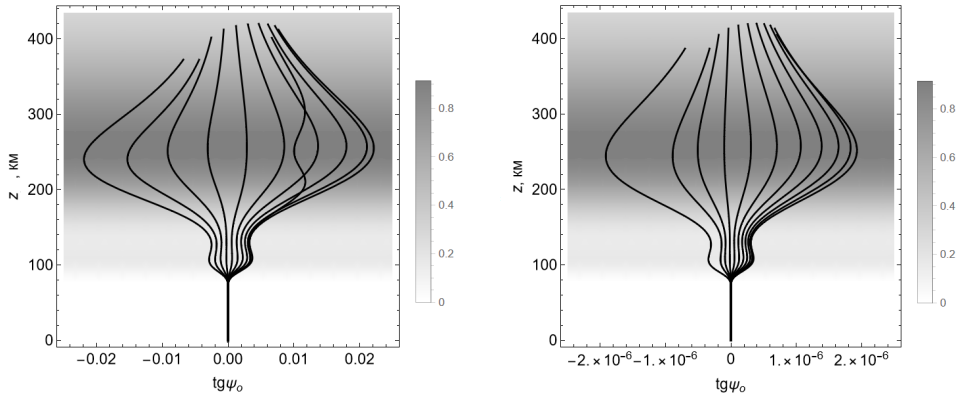



*Рис 7*. Отношение $\frac{E_1}{E_2} = \mathrm{tg}\,\psi_o$ для обыкновенной волны для $f$=20 МГц (*а*), $f$=460 МГц (*б*)

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ


Бова Ю.И., Крюковский А.С., Кутуза Б.Г. и др. Исследование влияния ионосферы на распространение электромагнитных волн Р-диапазона. *Физические основы приборостроения*. 2018. Т. 7, № 1 (27). С. 54–61.

Вертоградов Г.Г., Урядов В.П., Выборнов Ф.И. Моделирование распространения декаметровых радиоволн в условиях волновых возмущений концентрации электронов. *Изв. вузов. Радиофизика*. 2018. Т. 61, № 6. С. 462–473.

Гинзбург В.Л. *Распространение электромагнитных волн в плазме*. 2-е изд. М.: Наука, 1967.

Данилкин Н.П., Жбанков Г.А., Журавлев С.В., Котонаева Н.Г. Трансионосферное радиозондирование с учетом отражения радиоволн от Земли. *Геомагнетизм и аэрономия*. 2014. Т. 54, № 4. С. 508.

Дэвис К. *Радиоволны в ионосфере*. М.: Мир, 1973. 502 с.

Иванов Д.В. *Методы и математические модели исследования распространения в ионосфере сложных декаметровых сигналов и коррекции их дисперсионных искажений*. Монография. Йошкар-Ола: Марийский гос. технический ун-т. 2006. 266 с.

Ипатов Е.Б., Крюковский А.С., Лукин Д.С. и др. Методы моделирования распространения электромагнитных волн в ионосфере с учетом распределений электронной концентрации и магнитного поля Земли. *Радиотехника и электроника*. 2014. Т. 59, № 12. С. 1180–1187.

Казанцев А.Н., Лукин Д.С. Исследование ионосферного распространения радиоволн. *Радиотехника и электроника*. 1967а. Т. 12, № 2. С. 1891–1910.

Казанцев А.Н., Лукин Д.С., Спиридонов Ю.Г. Метод исследования распространения радиоволн в неоднородной магнитоактивной ионосфере. *Косм. иссл.* 1967б. Т. 5, вып. 4. С. 593–600.

Казанцев А.Н., Лукин Д.С., Фоминых С.И. Метод расчета рефракции радиоволн и рефракционных ошибок при определении траектории ИСЗ. *Косм. иссл*. 1967в. Т. 5, № 4. С. 602–607.

Крюковский А.С., Кутуза Б.Г., Лукин Д.С., Растягаев Д.В. Исследование поляризационных характеристик радиоволн мегагерцового диапазона в ионосфере Земли. *Труды военно-космической академии им. А.Ф. Можайского*. 2022 (в печати).

Крюковский А.С., Лукин Д.С., Растягаев Д.В. Исследование особенностей распространения коротких радиоволн в неоднородной анизотропной ионосфере. *Электромагнитные волны и электронные системы*. 2009. Т. 14, № 8. С. 17–26.

Крюковский А.С., Лукин Д.С., Растягаев Д.В., Скворцова Ю.И. Математическое моделирование распространения частотно-модулированных радиоволн в ионосферной плазме. *Радиотехника и электроника*. 2015. Т. 60, № 10. С. 1001–1009.

Крюковский А.С., Скворцова Ю.И. Математическое моделирование распространения радиоволн в нестационарной плазме с учетом кривизны поверхности земли и ионосферных слоев. *Вестник Российского нового университета. Сер. Сложные системы: модели, анализ и управление.* 2016. № 1-2. С. 34–40.

Кутуза Б.Г., Мошков А.В. Влияние фарадеевского вращения плоскости поляризации в ионосфере при измерении из космоса радиоизлучения поверхности океана. *Исследование Земли из космоса*. 1988. № 5. С. 94–98.

Лукин Д.С., Палкин Е.А. *Численный канонический метод в задачах дифракции и распространения электромагнитных волн в неоднородных средах*. М.: МФТИ, 1982. 159 с.

Andreeva E.S., Frolov V.L., Kunitsyn V.E., et al. Radiotomography and HF ray tracing of the artificially disturbed ionosphere above the Sura heating facility. *Radio Sci*. 2016. Vol. 51, no. 6. P. 638–644. DOI: 10.1002/2015RS005939.

Bova Y., Kryukovsky A., Kutuza B., Stasevich V. The influence of ionospheric inhomogeneities on remote sensing of the Earth from space. *Proc. the European Conference on Synthetic Aperture Radar EUSAR*–13. 2021. P. 902–907.

Franke S.J., Yeh K.C., Andreeva E.S., Kunitsyn V.E. A study of the equatorial anomaly ionosphere using tomographic images. *Radio Sci*. 2003. Vol. 38, no. 1. P. 1011–1020.

Kryukovsky A.S., Bova Y.I., Rastyagaev D.V., Kutuza B.G. Effects of ionospheric inhomogeneities on remote sensing of the Earth by space-borne P-band SAR. *Radio Sci*. 2022. Vol. 57, no. 6. e2021RS007341.

Kutuza B.G., Kalinkevitch A.A., Ephimov A.I., et al. Application of SAR operating at P-band for space experiments. *Proc. EUSAR'96*. Germany, Konigswinter, 1996. P. 309–313.

УДК 533.951

# ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МОЩНЫХ КВ-РАДИОВОЛН С ПЛАЗМОЙ F-ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ (ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ)

**С.М. Грач**

Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия
sgrach@rf.unn.ru

# INTERACTION BETWEEN POWERFUL HF RADIO WAVES AND PLASMA OF THE IONOSPHERIC F REGION (PHYSICAL FOUNDATIONS)

**S.M. GRACH**

Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod, Nizhny Novgorod, Russia
sgrach@rf.unn.ru

**Аннотация.** В лекции кратко описаны основные явления, происходящие в верхней ионосфере (F-слой) под воздействием излучения мощных коротковолновых наземных радиопередатчиков, а также физические процессы, лежащие в основе этих явлений.

**Ключевые слова:** ионосфера, мощные радиоволны, искусственная ионосферная турбулентность, плазма, неустойчивости, искусственное радиоизлучение, оптическое свечение, ускорение электронов, слои искусственной ионизации

**Abstract.** The lecture briefly describes the main phenomena occurring in the upper ionosphere (F layer) under pumping of high-power high-frequency wave radiated by terrestrial radio transmitters, as well as the physical processes underlying these phenomena.

**Keywords**: ionosphere, powerful radio waves, artificial ionospheric turbulence, plasma, parametric instabilities, stimulated electromagnetic emission, optical glow, electron acceleration, artificial ionization layers.

Кратко излагаются основные свойства искусственной ионосферной турбулентности (ИИТ), возникающей в области отражения мощной радиоволны обыкновенной поляризации с частотой $f_0$, а также описываются физические процессы, лежащие в основе ее возбуждения. ИИТ включает в себя высокочастотные квазипотенциальные плазменные волны с частотами $f \sim f_0$ и различные низкочастотные возмущения: ионно-звуковые и нижнегибридные волны, вынужденные ионно-звуковые колебания и неоднородности концентрации плазмы, вытянутые вдоль геомагнитного поля, с поперечными масштабами от десятков сантиметров до километров. Плазменные ВЧ-волны ускоряют электроны до энергий 10–50 эВ, что приводит в результате столкновений этих электронов с нейтральными частицами к дополнительной ионизации ионосферной плазмы, в том числе к образованию искусственных отражающих слоев и генерации оптического свечения ионосферы. Нагрев электронов электрическим полем плазменных волн приводит к подавлению фонового свечения за счет уменьшения концентрации возбужденных нейтральных частиц из-за уменьшения коэффициента рекомбинации с ростом температуры. Рассмотрены свойства искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ) и возможности исследования свойств ИИТ с помощью ИРИ, в том числе зависимость основных свойств ИИТ от соотношения $f_0$ и гармоник электронной циклотронной частоты. Обсуждаются результаты исследования модификации профиля электронной концентрации в ионосфере под действием мощной радиоволны.

# АТМОСФЕРНО-ИОНОСФЕРНЫЕ СВЯЗИ И КЛИМАТ

**Е.А. Мареев**

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия
mareev@ipfran.ru

# ATMOSPHERE—IONOSPHERE COUPLING AND CLIMATE

**E.A. Mareev**

Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchnyi, Russia
mareev@ipfran.ru

**Аннотация.** Представлен краткий обзор проблем, связанных с изучением атмосферно-ионосферных связей в условиях изменяющегося климата (земного и космического). Последние экспериментальные и теоретические работы привели к более глубокому пониманию физических процессов, определяющих взаимодействие геосферных оболочек, и возможной роли космических факторов (в первую очередь, солнечной активности) в формировании погоды и климата Земли. В настоящей лекции дан обзор последних экспериментальных и теоретических достижений в данной области.

Основное внимание уделено следующим вопросам:

1. Современное описание глобальной электрической цепи (ГЭЦ), связывающей воедино области грозы и хорошей погоды и непосредственно отражающей как состояние климатической системы Земли, так и влияние факторов космического окружения.

1а. ГЭЦ постоянного тока (DC-circuit). Энергетика глобальной электрической цепи.

1б. Глобальные электромагнитные резонансы Земля—ионосфера. ГЭЦ переменного тока (AC-circuit).

2. Модели земной системы и глобальной электрической цепи. Учет обратных связей между электрическими явлениями, изменениями состава и радиационным балансом.

2а. Параметризация грозовой активности и ионосферного потенциала в моделях прогноза погоды и климата.

2б. Роль глобальных климатических мод, включая ЭНЮК и осцилляцию Маддена—Джулиана.

3. Высокоэнергичные события в атмосфере и ближнем космосе, связанные с грозовой активностью, включая транзиентные светящиеся явления (TLE) — спрайты, джеты и др., а также потоки энергичных частиц (Terrestrial Gamma Flashes, TGF; Thunderstorm Ground Enhancements, TGE).

4. Глобальные биогеохимические циклы. Эволюция газового и аэрозольного состава атмосферы.

Кратко обсуждаются также внутренние гравитационные волны в атмосфере и их источники как важный фактор атмосферно-ионосферных связей.

Следует отметить, что результаты, достигнутые за последние годы, позволяют поставить новую задачу по разработке такой модели ГЭЦ, которая будет сочетать интерактивные электрический, биогеохимический и аэрозольный блоки. В электрическом блоке должны быть параметризованы молниевые вспышки, сторонние токи глобальной цепи, глобальные электромагнитные резонансы. В биогеохимическом блоке должны быть учтены источники и стоки парниковых газов для экосистем суши и океана. Аэрозольный блок должен учитывать антропогенные и естественные источники аэрозольных частиц и их роль как ядер конденсации и ядер льдообразования в облаках. Такая модель даст возможность единым образом учитывать эффекты земной и космической погоды, а также давать прогноз различных сценариев динамики системы биосфера — глобальная электрическая цепь с учетом обратных связей в этой системе.

**Ключевые слова:** атмосфера, ионосфера, климат, глобальная электрическая цепь, высокоэнергичные события, космическая погода.

**Abstract.** The lecture presents a brief overview of the problems associated with the study of atmosphere-ionosphere relations in a changing (terrestrial and space) climate. Recent experimental and theoretical work has led to a deeper understanding of the physical processes that determine the interaction of geospheric shells and the possible role of cosmic factors (particularly solar activity) in the formation of the Earth's weather and climate. This lecture provides an overview of the latest experimental and theoretical advances in this field. The main attention is paid to the following issues:

1. A modern description of the global electric circuit (GEC), linking together the areas of thunderstorms and fair weather and directly reflecting both the state of the Earth's climate system and the influence of space environment factors.

1a. Direct current GEC (DC-circuit). Energetics of the global electrical circuit.

1b. Global electromagnetic resonances Earth-ionosphere. Alternating current GEC (AC-circuit).

2. Models of the Earth system and the global electrical circuit. Accounting for feedbacks between electrical phenomena, changes in composition and radiation balance.

2a. Parameterization of thunderstorm activity and ionospheric potential in weather and climate forecast models.

2b. Role of global climate modes, including the ENSO and the Madden-Julian oscillation.

3. High-energy events in the atmosphere and near space associated with thunderstorm activity, including transient luminous phenomena (TLE) — sprites, jets, etc., as well as energetic particle fluxes (Terrestrial Gamma Flashes, TGF and Thunderstorm Ground Enhancements, TGE).

4. Global biogeochemical cycles. Evolution of the gaseous and aerosol composition of the atmosphere.

Internal gravity waves in the atmosphere and their sources are also briefly discussed as an important factor in atmosphere-ionosphere relations.

It should be concluded in particular that the results achieved in recent years make it possible to set a new task of developing such a GEC model that will combine interactive electrical, biogeochemical, and aerosol units. Lightning flashes, charging currents of the global circuit, global electromagnetic resonances must be parameterized in the electrical unit. The biogeochemical unit should take into account sources and sinks of greenhouse gases for land and ocean ecosystems. The aerosol unit should take into account anthropogenic and natural sources of aerosol particles and their role as condensation nuclei and ice formation nuclei in clouds. Such a model will make it possible to take into account the effects of terrestrial and space weather in a unified way, as well as to predict various scenarios for the dynamics of the biosphere-global electrical circuit system, taking into account feedbacks in this system.

**Keywords:** atmosphere, ionosphere, climate, global electrical circuit, high-energy events, space weather.

УДК 524.1-52

# ИССЛЕДОВАНИЕ СУТОЧНОГО ХОДА ПОТОКА РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ ПО ДАННЫМ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ GOES-13 И GOES-14

**[1]А.А. Абунин, [1]М.А. Абунина, [1]А.В. Белов, [1]Н.С. Шлык, [1]И.И. Прямушкина, [2]О.Н. Крякунова, [2]Н.Ф. Николаевский**

[1]Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, Москва, Троицк, Россия
abunin@izmiran.ru
[2]Институт ионосферы, Алматы, Казахстан

# INVESTIGATION OF DIURNAL VARIATIONS IN RELATIVISTIC ELECTRON FLUX USING GOES-13 AND GOES-14 SPACECRAFT DATA

**[1]A.A. Abunin, [1]M.A. Abunina, [1]A.V. Belov, [1]N.S. Shlyk, [1]I.I. Pryamushkina, [2]O.N. Kryakunova, [2]N.F. Nikolayevskiy**

[1]Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation RAS, Moscow, Troitsk, Russia
abunin@izmiran.ru
[2]Institute of the Ionosphere, Almaty, Kazakhstan

**Аннотация.** Одной из задач солнечно-земной физики является исследование поведения электронов в околоземном космическом пространстве. В данной работе исследуется суточный ход потока релятивистских электронов с энергиями более 2 МэВ на геостационарной орбите с учетом местоположения космических аппаратов GOES-13 и GOES-14. Это позволит в дальнейшем более точно прогнозировать поведение потока этих частиц.

**Ключевые слова:** солнечно-земные связи, высокоэнергичные магнитосферные электроны.

**Abstract.** The study of electrons' behavior in near-Earth space is one of problems of solar-terrestrial physics. In this study, diurnal variations in relativistic electron flux with energies above 2 MeV in geostationary orbit are investigated taking into account the location of GOES-13 and GOES-14 spacecraft. This will make it possible to predict the behavior of electron flux more accurately.

**Keywords:** solar-terrestrial relations, high-energy magnetospheric electrons.

## ВВЕДЕНИЕ

Потоки высокоэнергичных электронов с энергиями более 2 МэВ на геостационарной орбите являются важнейшим аспектом при анализе состояния космической погоды [Белов и др., 2017; Gaidash et al., 2017]. Это связано с тем, что данные релятивистские частицы могут вызывать сбои в работе космических аппаратов вплоть до их полной потери (см., например, [Reagan et al., 1983; Baker, 2001; Wrenn et al., 2002; Белов и др., 2004; Webb, Allen, 2004; Wrenn, 2009]). Высокоэнергичные электроны могут вызывать, например, глубокий диэлектрический заряд космических аппаратов, ускорять деградацию солнечных батарей и т. д.

Известно множество работ, посвященных изучению физики процессов генерации этих частиц (см., например, [Baker et al., 1998, Reeves et al., 1998; Vassiliadis et al., 2005; Thorne, 2010; Meredith et al., 2015; Потапов, 2017; Лазутин, 2018]), а также методам прогнозирования поведения потока высокоэнергичных электронов (см., например, [Mathie, Mann, 2000; Kessel, 2008; Degtyarev et al., 2009; Потапов, 2016; Белов и др., 2017]). Несмотря на множество проведенных в этой области исследований, до сих пор нет полного понимания того, каким образом происходит генерация этих частиц в околоземном пространстве во время межпланетных возмущений. Тем не менее, существуют модели, позволяющие достаточно хорошо прогнозировать поведение этих частиц. Большинство этих моделей опираются на информацию о состоянии солнечного ветра и уровне геомагнитной активности.

Целью данной работы является исследование суточного хода потока релятивистских электронов для дальнейшего учета полученных зависимостей при прогнозировании поведения этих частиц.

## ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

В качестве основной анализируемой характеристики поведения электронов магнитосферного происхождения на геостационарной орбите был выбран измеряемый на космических аппаратах серии GOES поток этих частиц с энергиями более 2 МэВ. В частности, анализировались данные с космических аппаратов GOES-13 (орбитальная позиция или местоположение приблизительно равняется 75° W) и GOES-14 (орбитальная позиция — 105° W). Для анализа использовались данные 2010–2017 гг. (GOES-13) и 2010–2020 гг. (GOES-14).

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для примера на рис. 1 изображено поведение потока электронов с энергиями более 2 МэВ по данным GOES-13 за период с 14 по 24 ноября 2016 г. При детальном рассмотрении данных можно выделить суточную волну потока высокоэнергичных частиц. Это связано с местоположением космического аппарата. Суточную волну можно увидеть практически всегда, за исключением тех дней, когда значения потока частиц находятся на уровне фоновых значений или в момент прихода мощных межпланетных возмущений.

При анализе была получена усредненная суточная кривая за период с 2010 по 2017 г. по данным GOES-13

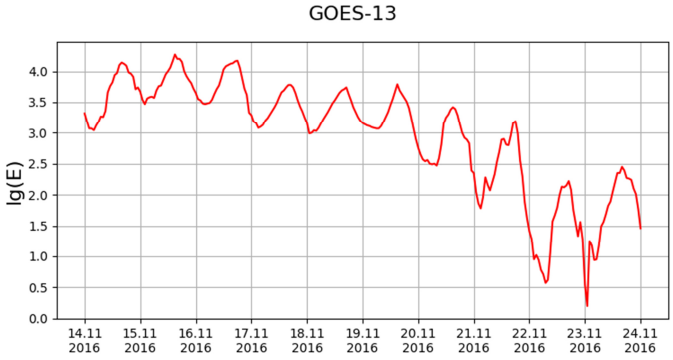



*Рис. 1*. Поведение потока электронов с энергиями более 2 МэВ по данным GOES-13 за период с 14 по 24 ноября 2016 г.

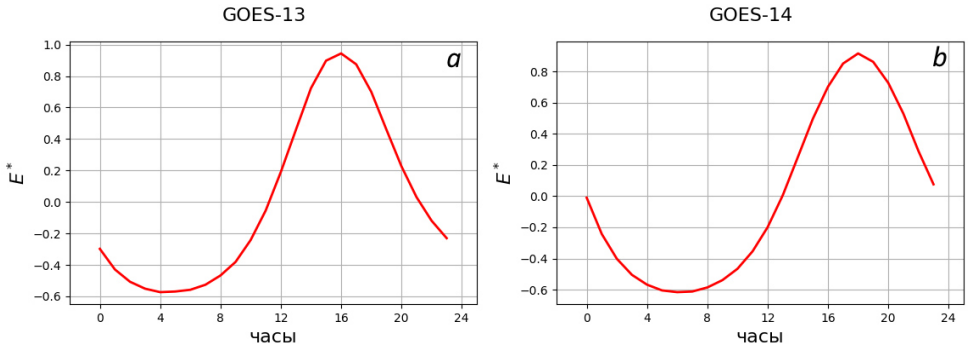



*Рис. 2*. Суточный ход потока электронов, полученный путем усреднения часовых данных: *a* — по данным GOES-13 (орбитальная позиция ~75° W, 2010–2017 гг., всего 2647 дней); *b* — по данным GOES-14 (орбитальная позиция ~105° W, 2010–2020 гг., всего 1345 дней)

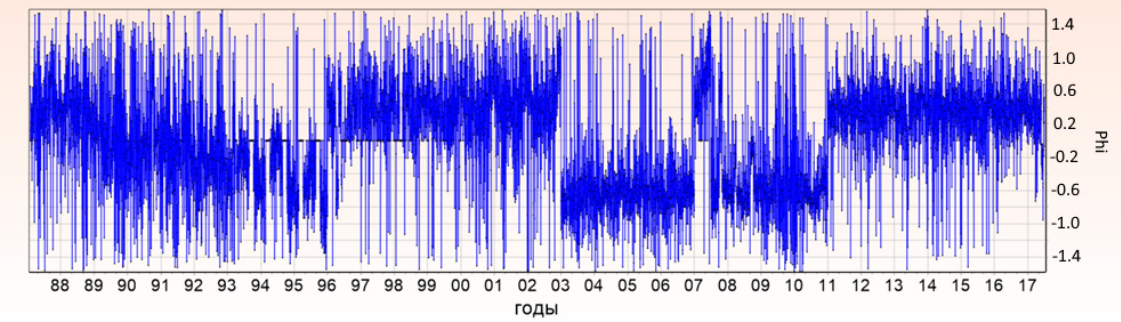



*Рис. 3*. Поведение фазы суточной вариации логарифма потока релятивистских электронов в 1987–2017 гг.

(рис. 2, *a*) и за период с 2010 по 2020 г. по данным GOES-14 (рис. 2, *b*). По оси ординат отложен поток электронов, нормированный следующим образом:

$$E^* = \sum_{h=1}^{24} \frac{E_h - \overline{E}}{\overline{E}},$$

где $E_h$ — поток электронов за конкретный час в сутках, $\overline{E}$ — усредненное значение потока электронов за сутки. Таким образом, при усреднении использовались данные за 2647 дней (рис. 2, *a*). Видно, что максимум суточной волны приходится на 16 UT.

Следует отметить, что при изменении местоположения космического аппарата будет изменяться и фаза. На рис. 2, *b* представлена усредненная суточная кривая по данным GOES-14 (орбитальная позиция – 105° W). Из-за пропусков в данных было рассмотрено всего 1345 дней. Максимум суточной волны для GOES-14 сдвинут на два часа вправо относительно максимума суточной волны, полученной по данным GOES-13, и приходится на ~18 UT. В обоих случаях волна достаточно выраженная.

Если же вычислить фазу суточной вариации логарифма потока электронов за более длительный период, можно увидеть ее значительные изменения (рис. 3). Это объясняется тем, что положение космических аппаратов серии GOES в определенные периоды времени изменялось. Если же рассматривать данные только одного конкретного аппарата, будет хорошо видна стабильность фазы, а ее достаточно редкие, но большие изменения связаны с низкими значениями амплитуды вариаций потока электронов в отдельные дни, а также с приходом мощных межпланетных возмущений.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как отмечалось выше, существует ряд моделей, которые позволяют прогнозировать поведение потока электронов с энергиями более 2 МэВ на геоста-

ционарной орбите. Зная суточную вариацию потока этих частиц, можно более точно прогнозировать его поведение. Кроме того, в дальнейшем при помощи гармонического анализа планируется получить в аналитическом виде функцию, отражающую суточный ход потока высокоэнергичных электронов. Это поможет учитывать местоположение космических аппаратов в прогностических моделях и тем самым улучшить качество прогнозов.

Работа поддержана Комитетом науки Министерства образования и науки Республики Казахстан (грант № AP08855916).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Белов А.В., Вилорези Дж., Дорман Л.И. и др. Влияние космической среды на функционирование искусственных спутников Земли. *Геомагнетизм и аэрономия*. 2004. Т. 44, № 4. С. 502–510.

Белов А.В., Крякунова О.Н., Абунин А.А. и др. Особенности поведения высокоэнергичных магнитосферных электронов в 1987–2007 гг. *Известия РАН: Сер. физическая.* 2017. Т. 81, № 2. С. 244–247.

Лазутин Л.Л., Дмитриев А.В., Суворова А.В. Динамика электронного радиационного пояса во время магнитных возмущений и в спокойное время. *Солнечно-земная физика*. 2018. Т. 4, № 1. С. 51–60.

Потапов А.С. Релятивистские электроны внешнего радиационного пояса и методы их прогноза (обзор). *Солнечно-земная физика*. 2017. Т. 3, № 1. С. 46–58.

Потапов А.С., Рыжакова Л.В., Цэгмэд Б. Метод прогнозирования потока релятивистских электронов на геостационарной орбите. *Вестник СибГАУ*. 2016. Т. 17, № 3. С. 611–617.

Baker D.N. Satellite anomalies due to space storms. *Space Storms and Space Weather Hazards*. 2001. Vol. 38. P. 285–311.

Baker D.N., Pulkkinen T.I., Li X., Kanekal S.G., et al. Coronal mass ejections, magnetic clouds, and relativistic magnetospheric electron events: ISTP. *J. Geophys. Res*. 1998. Vol. 103, no. A8. P. 17279–17291.

Degtyarev V.I., Kharchenko I.P., Potapov A.S., et al. Qualitative estimation of magnetic storm efficiency in producing relativistic electron flux in the Earth's outer radiation belt using geomagnetic pulsations data. *Adv. Space Res.* 2009. Vol. 43. P. 829–836.

Gaidash S.P., Belov A.V., Abunina M.A., Abunin A.A. Space weather forecasting at IZMIRAN. *Geomagnetism and Aeronomy*. 2017. Vol. 57, no. 7. P. 869–876.

Mathie R.A., Mann I.R. A correlation between extended intervals of ULF wave power and storm-time geosynchronous relativistic electron flux enhancements. *Geophys. Res. Lett*. 2000. Vol. 27. P. 3261–3264.

Meredith N.P., Horne R.B., Isles J.D., Rodriguez J.V. Extreme relativistic electron fluxes at geosynchronous orbit: Analysis of GOES $E>2$ MeV electrons. *Space Weather*. 2015. Vol. 13, iss. 3. P. 170–184.

Reagan J.B., Meyerott R.E., Gaines E.E., et al. Space charging currents and their effects on spacecraft systems. *IEEE Transactions on Electrical Insulation*. 1983. Vol. EI-18. P. 345–348.

Reeves G.D., Baker D.N., Belian R.D., et al. The global response of relativistic radiation belt electrons to the January 1997 magnetic cloud. Geophys. Res. Lett. 1998. Vol. 17, iss. 25. P. 3265–3268.

Thorne R.M. Radiation belt dynamics: The importance of wave-particle interactions. *Geophys. Res. Lett*. 2010. Vol. 37, iss. 22. P. L22107.

Vassiliadis D., Fung S.F., Klimas A.J. Solar, interplanetary, and magnetospheric parameters for the radiation belt energetic electron flux. *Geophys. Res. Lett*. 2005. Vol. 110, iss. A4. CiteID A04201. DOI: 10.1029/2004JA010443.

Webb D.F., Allen J.H. Spacecraft and ground anomalies related to the October–November 2003 solar activity. *Space Weather*. 2004. Vol. 2, iss. 3. CiteID S03008. DOI: 10.1029/2004SW000075.

Wrenn G.L. Chronology of «killer» electrons: Solar cycles 22 and 23. J. *Atm. Solar-Terr. Phys*. 2009. Vol. 71, iss. 10-11. P. 1210–1218.

Wrenn G.L., Rodgers D.J., Ryden K.A. A solar cycle of spacecraft anomalies due to internal charging. *Ann. Geophys*. 2002. Vol. 20, iss. 7. P. 953–956.

*Секция А. Астрофизика и физика Солнца. БШФФ-2022. С. 21–23.*

УДК 524.1-352

# ФОРБУШ-ЭФФЕКТЫ, СОЗДАННЫЕ ВЫБРОСАМИ СОЛНЕЧНОГО ВЕЩЕСТВА С МАГНИТНЫМИ ОБЛАКАМИ

**М.А. Абунина, А.В. Белов, Н.С. Шлык, А.А. Абунин**

Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, Москва, Троицк, Россия
abunina@izmiran.ru

# FORBUSH EFFECTS CREATED BY CORONAL MASS EJECTIONS WITH MAGNETIC CLOUDS

**M.A. Abunina, A.V. Belov, N.S. Shlyk, A.A. Abunin**

Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation RAS, Troitsk, Moscow, Russia
abunina@izmiran.ru

**Аннотация.** Изучается влияние магнитных облаков на вариации плотности космических лучей, регистрируемых нейтронными мониторами. Выделяются статистические закономерности и характерные особенности форбуш-эффектов, обусловленных межпланетными возмущениями с магнитными облаками (342 события). Обсуждается поведение основных параметров солнечного ветра, межпланетного магнитного поля и космических лучей во время прохождения магнитных облаков мимо Земли. Установлено, что чаще всего максимальная скорость солнечного ветра внутри магнитного облака регистрируется в начале события, а максимальное значение межпланетного магнитного поля — как в начале, так и в середине.

**Ключевые слова:** космические лучи, форбуш-эффект, межпланетные возмущения, магнитные облака.

**Abstract.** We study the influence of magnetic clouds on cosmic ray density variations recorded by neutron monitors. The statistical patterns and characteristic features of such events are determined using data on 342 Forbush effects caused by interplanetary disturbances containing magnetic clouds. The behavior of the main parameters of solar wind, interplanetary magnetic field, and cosmic rays during the passage of magnetic clouds beside the Earth are discussed. The maximum solar wind velocity inside a magnetic cloud was found to be most often observed at the beginning, while the maximum value of the interplanetary magnetic field was recorded both at the beginning and in the middle of the event.

**Keywords:** cosmic rays, Forbush effect, interplanetary disturbances, magnetic clouds.

## ВВЕДЕНИЕ

Форбуш-эффекты (ФЭ) — это изменения плотности и анизотропии космических лучей (КЛ) в крупномасштабных возмущениях солнечного ветра (СВ). Существуют два основных типа возмущений: рекуррентные и спорадические. К первым относятся вращающиеся вместе с Солнцем высокоскоростные потоки плазмы из корональных дыр (например, работа [Richardson, 2018] и ссылки в ней); ко вторым — межпланетные корональные выбросы массы (МКВМ) ([Belov, 2009; Papaioannou et al., 2020] и ссылки в них). В МКВМ могут присутствовать магнитные облака (МО) — межпланетный выброс определенного типа, обладающий рядом характеристик, среди которых наиболее значимыми являются сильное межпланетное магнитное поле (ММП), плавное вращение его компонент на большие углы и пониженная температура. Также из-за большой величины ММП и низких протонных температур МО свойственны низкие значения плазменной бета ($\beta<1$) [Burlaga et al., 1981, 1982].

В данной работе приводятся только основные результаты, более подробное изложение можно найти в [Абунина и др., 2021].

## ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

Мы объединили несколько существующих списков магнитных облаков, взятых из работ [Lynch et al., 2003, 2005; Huttunen et al., 2005; Marubashi, Lepping, 2007; Gopalswamy et al., 2010; Richardson, Cane, 2010; Kim et al., 2013] и онлайн-каталогов [https://wind.nasa.gov/mfi/mag_cloud_pub1.html, https://wind.nasa.gov/mfi/mag_cloud_S1.html, https://cdaw.gsfc.nasa.gov/meetings/2010_fluxrope/LWS_CDAW2010_ICMEtbl.html, http://www.srl.caltech.edu/ACE/ASC/DATA/level3/icmetable2.htm, http://www.iki.rssi.ru/omni/catalog], чтобы изучить некоторые статистические зависимости. Из указанных выше источников было получено 342 МО за 1995–2021 гг. Каждое из выделенных МО было частью МКВМ, в результате влияния которого был зарегистрирован ФЭ в данных НМ. Данные по ФЭ и всем сопутствующим параметрам СВ, ММП, КЛ и геомагнитной активности (ГА) были включены в базу данных форбуш-эффектов и межпланетных возмущений (FEID — Forbush Effects and Interplanetary Disturbances, [http://spaceweather.izmiran.ru/eng/dbs.html], созданную в ИЗМИРАН.

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Приведем пример форбуш-эффекта, вызванного взаимодействием МКВМ с МО. На рис. 1 показано поведение основных параметров СВ, КЛ и ГА в период прохождения МО мимо Земли.

Видно, что основные особенности МО явно выражены во всех приведенных параметрах: общее ММП достаточно высокое ($B_{max}$=19.4 нТл), вектор поля плавно вращается на большой угол (верхняя панель); скорость СВ плавно падает на протяжении всего МО; зарегистрированы низкие значения плазменной бета (вторая панель); температурный индекс также значительно ниже единицы, что согласно [Мелкумян и др., 2020] является явным признаком МО.

Рассмотрим соотношение величины вариаций КЛ внутри МО *AMC* и общей величины ФЭ $A_F$ (рис. 2, *а*). Видно, что связь между амплитудой ФЭ и вариациями

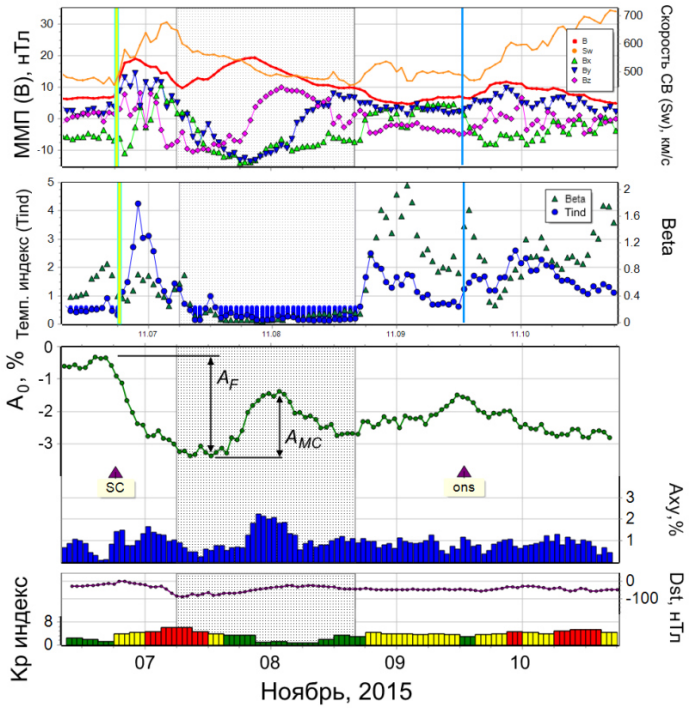



*Рис. 1.* Поведение основных параметров СВ, КЛ и ГА во время прохождения магнитного облака мимо Земли 7–8 ноября 2015 г. Верхняя панель — изменения скорости СВ, модуля и компонент ММП $B$; вторая панель — плазменная бета и температурный индекс; третья панель — вариации плотности $A_0$ и экваториальной составляющей векторной анизотропии КЛ $A_{xy}$; нижняя панель — поведение геомагнитных индексов $Dst$ и $K_p$. Толстой вертикальной прямой (SC) обозначено время регистрации SSC, тонкой прямой (ons) — начало следующего события в FEID, область с серой заливкой — время прохождения МО мимо Земли

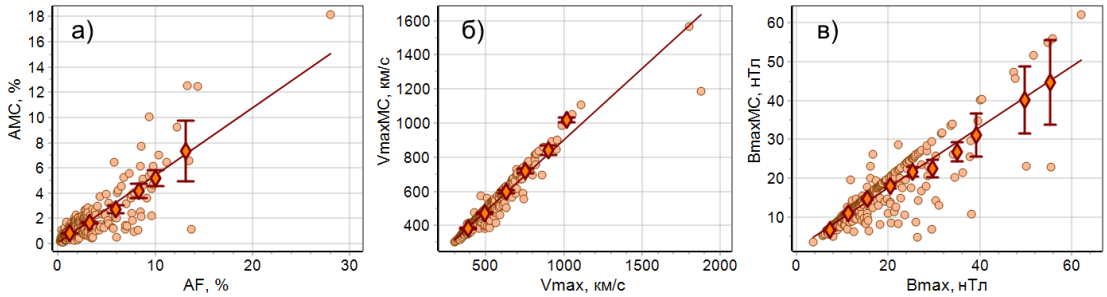



*Рис. 2.* Связи основных параметров ФЭ и МО: *а* — величины ФЭ $A_F$ с величиной вариаций КЛ внутри МО *AMC*; *б* — максимальной скорости СВ; *в* — величины ММП во всем межпланетном возмущении и внутри МО

плотности КЛ внутри МО существует ($r$=0.85±0.03). Можно также заключить, что вклад МО в амплитуду ФЭ значителен в большинстве случаев — примерно 60 % вариаций КЛ регистрируются внутри МО.

На рис. 2, *б*, *в* показаны соотношения максимальных значений скорости СВ (*б*) и величины ММП (*в*) во всем межпланетном возмущении и в самом МО. Видно, что связь между максимальными значениями скорости СВ и величины ММП внутри МО и во всем межпланетном возмущении очень тесная: $r(V)$=0.96±0.02, $r(B)$=0.86±0.02. Это свидетельствует о том, что параметры МО являются основными и определяющими, т. е., если все межпланетное возмущение имеет высокую скорость, то и МО будет достаточно высокоскоростным.

Далее мы рассмотрели время регистрации максимальных значений основных параметров СВ и ММП внутри МО. Мы определили эти временные параметры не в часах, а в процентах от продолжительности МО, поэтому можно сравнивать МО любой длительности. На рис. 3 показаны гистограммы распределения времени регистрации максимальных значений скорости СВ (*а*) и модуля ММП (*б*) внутри МО.

По распределению времени достижения максимальных значений параметров СВ можно определить, что чаще всего максимальная скорость СВ внутри МО регистрируется в его начале (для 220 МО в интервале времени 0–20 %), а в поведении максимального поля внутри МО наблюдается несколько другая картина. Явно выделяются две группы событий: в первой максимум ММП регистрируется в начале события (0–20 %, для 111 МО), во второй максимум ММП достигается в середине события (в интервале времени 30–60 % для 92 МО). Отметим, что возрастание $V_{max}$ и $B_{max}$ в конце МО (последние столбцы

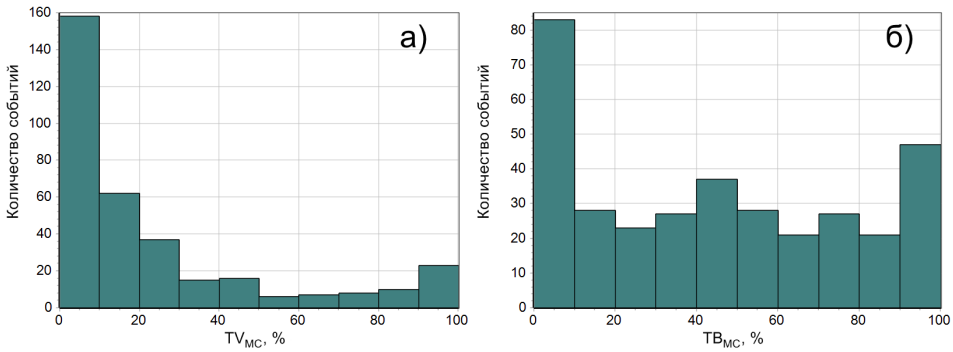



*Рис. 3.* Распределение времени регистрации максимальных значений скорости СВ (*а*) и модуля ММП (*б*) внутри МО

на рис. 3) связано с взаимодействием с последующим межпланетным возмущением.

## ВЫВОДЫ

Мы выделили и изучили межпланетные возмущения, содержащие магнитные облака, и связанные с ними форбуш-эффекты (342 события за 1995–2021 гг.). Полученные данные позволяют проводить статистические исследования и получать статистически значимые результаты. Один из главных результатов заключается в том, что МО создают большую часть ФЭ, т. е. подтверждаются выводы других авторов, например, [Richardson, Cane, 2011], на значительно большем статистическом материале и с более точными исходными данными, чем в более ранних работах. Вариации КЛ внутри МО тесно связаны с максимальными параметрами СВ и ММП внутри МО.

Изученные нами МО весьма разнообразны. По распределению времени регистрации максимальных параметров СВ и ММП можно отметить, что чаще всего максимальная скорость СВ внутри МО регистрируется в начале события, а максимальное значение ММП — как в начале, так и в середине.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Абунина М.А., Белов А.В., Шлык Н.С. и др. Форбуш-эффекты, созданные выбросами солнечного вещества с магнитными облаками. *Геомагнетизм и аэрономия*. 2021. Т. 61, № 5. С. 572–582.

Мелкумян А.А., Белов А.В., Абунина М.А. и др. Поведение скорости и температуры солнечного ветра в межпланетных возмущениях, создающих форбуш-понижения. *Геомагнетизм и аэрономия*. 2020. Т. 60, № 5. С. 547–556.

Belov A.V. Forbush effects and their connection with solar, interplanetary and geomagnetic phenomena. *Proc. IAU Symposium*. 2009. Vol. 257. P. 439–450.

Burlaga L., Sittler E., Mariani F., Schwenn R. Magnetic loop behind an interplanetary shock: Voyager, Helios, and IMP 8 observations. *J. Geophys. Res*. 1981. Vol. 86. P. 6673–6684.

Burlaga L.F., Behannon K.W. Magnetic clouds: Voyager observations between 2 and 4 AU. *Solar Phys*. 1982. Vol. 81. P. 181–192.

Gopalswamy N., Xie H., Mäkelä P., et al. Interplanetary shocks lacking type II radio bursts. *Astrophys. J*. 2010. Vol. 710. P. 1111–1126.

Huttunen K., Schwenn R., Bothmer V., Koskinen H. Properties and geoeffectiveness of magnetic clouds in the rising, maximum and early declining phases of solar cycle 23. *Ann. Geophys*. 2005. Vol. 23. P. 625–641.

Kim R.-S., Gopalswamy N., Cho K.-S., Moon Y.-J., Yashiro S. Propagation characteristics of CMEs associated with magnetic clouds and ejecta. *Solar Phys*. 2013. Vol. 284. P. 77–88.

Lynch B.J., Zurbuchen T.H., Fisk L.A. Internal structure of magnetic clouds: Plasma and composition. *J. Geophys. Res*. 2003. Vol. 108, iss. A6. P. 1239.

Lynch B.J., Gruesbeck J.R., Zurbuchen T.H., Antiochos S.K. Solar cycle-dependent helicity transport by magnetic clouds. *J. Geophys. Res*. 2005. Vol. 110. A08107.

Marubashi K., Lepping R. Long-duration magnetic clouds: a comparison of analyses using torus- and cylindershaped flux rope models. *Ann. Geophys*. 2007. Vol. 25, iss. 11. P. 2453–2477.

Papaioannou A., Belov A., Abunina M., et al. Interplanetary coronal mass ejections as the driver of non-recurrent Forbush decreases. *Astrophys. J*. 2020. Vol. 890. P. 101.

Richardson I.G., Cane H.V. Near-Earth interplanetary coronal mass ejections during solar cycle 23 (1996–2009): Catalog and summary of properties. *Solar Phys*. 2010. Vol. 264. P. 189–237.

Richardson I.G., Cane H.V. Galactic cosmic ray intensity response to interplanetary coronal mass ejections/magnetic clouds in 1995–2009. *Solar Phys*. 2011. Vol. 270. P. 609–627.

Richardson I.G. Solar wind stream interaction regions throughout the heliosphere. *Living Reviews in Solar Physics*. 2018. Vol. 15.

URL: https://wind.nasa.gov/mfi/mag_cloud_pub1.html (дата обращения 19 мая 2022 г.).

URL: https://wind.nasa.gov/mfi/mag_cloud_S1.html (дата обращения 19 мая 2022 г.).

URL: https://cdaw.gsfc.nasa.gov/meetings/2010_fluxrope/LWS_CDAW2010_ICMEtbl.html (дата обращения 19 мая 2022 г.).

URL: http://www.srl.caltech.edu/ACE/ASC/DATA/level3/icmetable2.htm (дата обращения 19 мая 2022 г.).

URL: http://www.iki.rssi.ru/omni/catalog (дата обращения 19 мая 2022 г.).

URL: http://spaceweather.izmiran.ru/eng/dbs.html (дата обращения 19 мая 2022 г.).

*Секция А. Астрофизика и физика Солнца. БШФФ-2022. С. 24–26.*

УДК 537.84

# СРАВНЕНИЕ ГЕНЕРАЦИИ МЕЛКОМАСШТАБНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В РАМКАХ ДВУХ МОДЕЛЕЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

**[1]И.З. Абушзаде, [2]Е.В. Юшков, [2]Д.Д. Соколов**

[1]Филиал Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Баку, Азербайджан
ilyasabushzade@gmail.com
[2]Московский государственный университете им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

# COMPARISON OF SMALL-SCALE MAGNETIC FIELD GENERATION WITHIN TWO TURBULENCE MODELS

**[1]I.Z. Abushzada, [2]E.V. Yushkov, [2]D.D. Sokoloff**

[1]Baku Branch of Lomonosov Moscow State University, Baku, Azerbaijan
ilyasabushzade@gmail.com
[2]Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

**Аннотация.** Исследуется мелкомасштабная генерация магнитной энергии в турбулентном потоке на основании сравнения двух подходов. В первом используется модель Казанцева с короткими временными корреляциями случайного поля скорости, во втором — магнитогидродинамическая оболочечная (каскадная) модель, описывающая спектральный транспорт гидродинамической и магнитной энергии. Вводя слабое магнитное поле в начальный момент в обеих моделях, при достаточно больших магнитных числах Рейнольдса мы наблюдаем экспоненциальный рост магнитной энергии и пытаемся ответить на вопрос, имеет ли этот эффект одинаковую природу в обеих моделях. Показано, что в общем случае скорости роста и масштабы локализации магнитной энергии могут сильно различаться в двух подходах, но, несмотря на это, мы предлагаем способ выбора корреляционного времени случайного поля и спектрального энергетического диапазона, при котором оба подхода демонстрируют совпадающие результаты.

**Ключевые слова:** МГД-динамо, колмогоровский спектр, турбулентный каскад энергии, коротко-коррелированное во времени случайное поле скорости.

**Abstract.** Small-scale generation of magnetic energy in a turbulent flow is studied based on a comparison of two approaches. The first one uses the Kazantsev model with short time correlations of a random velocity field, and the second one uses the magnetohydrodynamic shell model, which describes the spectral transport of hydrodynamic and magnetic energy. By introducing a weak magnetic field at the initial moment in both models, at sufficiently large magnetic Reynolds numbers, we observe an exponential growth of magnetic energy and try to answer the question whether this effect has the same nature in both models. We show that, in general case, the growth rates and scales of magnetic energy localization can differ greatly in the two approaches but despite this we propose a method for choosing the correlation time of a random field and spectral energy range, in which both approaches demonstrate coinciding results.

**Keywords:** MHD dynamo, Kolmogorov spectrum, turbulent energy cascade, short-time-correlated random velocity field.

## ВВЕДЕНИЕ

Крупномасштабные магнитные поля звезд и галактик формируются в процессе работы механизма МГД-динамо, преобразующего кинетическую энергию конвективного движения плазмы в энергию генерируемого магнитного поля. Исторически выделяют два типа работы динамо: крупномасштабное, или динамо среднего поля, работающее на пространственных масштабах, сопоставимых с размерами астрофизических объектов, и мелкомасштабное, или турбулентное динамо, в котором магнитное поле генерируется на масштабах, сравнимых с корреляционной длиной поля скорости или меньших ее.

Мелкомасштабное магнитное динамо представляет собой необычное явление, в котором переход энергии гидродинамической турбулентности в энергию магнитного поля может происходить при нулевом среднем поле. Другой особенностью является то, что мелкомасштабное динамо не требует никаких специфических условий, таких как, например, зеркальная асимметричность потока или наличие дифференциального вращения. Другими словами, этот тип динамо существенно отличается от более привычного для астрофизиков крупномасштабного динамо, поэтому изучен он гораздо хуже. Тем не менее, во многих физических системах при достаточно больших значениях магнитного числа Рейнольдса на начальных временах мелкомасштабное динамо может быть даже более важным, чем крупномасштабное динамо, из-за существенно больших скоростей роста и возможности работы в большем диапазоне масштабов.

Стандартным подходом при исследовании мелкомасштабной генерации является модель коротко-коррелированной турбулентности, предложенная А.П. Казанцевым, в рамках которой им было выведено эволюционное уравнение для корреляционной функции магнитного поля (позже данная модель была развита в работах Вайнштейна и Кичатинова (см., например, [Вайнштейн, 1986]). Самым слабым местом этой модели является не столько предположение о временах корреляции поля скорости, много меньших характерного корреляционного времени магнитного поля, сколько заведомо ложная гипотеза о равенстве корреляционных времен на разных масштабах. Окончательная проверка противоречий, вносимых этой гипотезой, остается за экспериментом (см., например, [Tzeferacos, 2018]). В настоящей же работе мы делаем попытку проверить эту гипотезу, сравнивая мелкомасштабную генерацию в модели Казанцева с генерацией магнитной энергии в оболочечной комплекснозначной модели. Заметим, что

множество таких моделей было разработано во второй половине прошлого века для систем гидродинамического типа (см., например, работу [Гледзер, 1981] и библиографию в ней). Эти модели описывают спектральный транспорт магнитной энергии в реалистичной колмогоровской турбулентности, что помогает избежать предположения о коротко коррелированности и проверить корректность стандартного подхода.

## МОДЕЛЬ КАЗАНЦЕВА

Модель Казанцева — стандартная модель для изучения мелкомасштабной генерации, которая описывает поведение корреляционного тензора магнитного поля в коротко-коррелированной турбулентности, где время корреляции поля скорости много меньше корреляционного времени магнитного поля (детали см. например [Казанцев, 1967]). В зеркально-асимметричном изотропном случае корреляционный тензор магнитного поля определяется следующим образом:

$$B_i(x_1,t_1)B_j(x_2,t_2) = \\ =\left(M+\frac{r}{2}\frac{\partial M}{\partial r}\right)\delta_{ij}-\frac{r_i r_j}{2r}\frac{\partial M}{\partial r}.$$

При этом единственным исходным уравнением является уравнение магнитной индукции, которое усредняется по случайному полю скорости с короткими временными корреляциями

$$\partial_t \mathbf{B} = \mathrm{rot}\left(\mathbf{v}\times\mathbf{B}\right)+\eta\Delta\mathbf{B}.$$

Для корреляционного тензора, определенного через функцию $M$, зеркально симметричное уравнение Казанцева выглядит следующим образом:

$$\frac{\partial M}{\partial t}=\frac{2}{r^4}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^4\eta\frac{\partial M}{\partial r}\right)+\frac{2M}{r^4}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^4\frac{\partial\eta}{\partial r}\right),$$

где $\eta$ — турбулентная диффузия, зависящая от корреляционной функции поля скорости $F$ как

$$\eta(r)=\frac{1}{R_\mathrm{m}}+\tau\frac{F(0)-F(r)}{3}.$$

Здесь $R_\mathrm{m}$ — магнитное число Рейнольдса; $\tau$ — корреляционное время поля скорости, одинаковое на всех масштабах, что, как было сказано выше, является основным тонким местом подхода.

## КАСКАДНАЯ МОДЕЛЬ

Чтобы проверить справедливость предположения о коротко-коррелированности, воспользуемся каскадным подходом, описывающим каскадные процессы переноса энергии по спектру от интегрального масштаба до диссипативного, идея которого состоит в рассмотрении цепочки переменных, каждая из которых описывает пульсации поля скорости $U_n$ и магнитного поля $B_n$ в интервале волновых чисел $k_n<|\mathbf{k}|<k_{n+1}$, где $k_n=1/\lambda^n$ (см., например, [Фрик, 2010]). Используемая нами модель определяется системой уравнений

$$d_t U_n = ik_n\left(\Lambda_n(U,U)-\Lambda_n(B,B)\right)-\frac{k_n^2 U_n}{R_\mathrm{e}},$$

$$d_t B_n = ik_n\left(\Lambda_n(U,B)-\Lambda_n(B,U)\right)-\frac{k_n^2 B_n}{R_\mathrm{m}},$$

в которой нелинейное слагаемое имеет вид

$$\Lambda_n(X,Y)=q^2\left(X_{n+1}Y_{n+1}+X^*_{n+1}Y^*_{n+1}\right)- \\ -X^r_{n-1}Y_n-X_nY^r_{n-1}+ \\ +iq\left(2X^*_nY^i_{n-1}+X^r_{n+1}Y^i_{n+1}-X^i_{n+1}Y^r_{n+1}\right)+ \\ +X_{n-1}Y_{n-1}+X^*_{n-1}Y^*_{n-1}-q^2\left(X^r_{n+1}Y_n+X_nY^r_{n+1}\right)+ \\ +iq(2X^*_nY^i_{n+1}+X^r_{n-1}Y^i_{n-1}-X^i_{n-1}Y^r_{n-1}).$$

При выполнении законов сохранения полной энергии, магнитной и перекрестной спиральностей, решая систему дифференциальных уравнений, можно получить эволюцию магнитного и гидродинамического спектра в виде весьма реалистичной картины. Важно отсутствие утверждения, что используемая каскадная модель точная или единственно возможная, но при этом она физически осмысленна и лишена основных недостатков подхода Казанцева, в частности, не имеет ограничений на времена корреляций и неизменность поля скорости.

## СРАВНЕНИЕ ДВУХ МОДЕЛЕЙ

Зная спектр энергии гидродинамического поля, из каскадной модели можно восстановить спектр энергии магнитного поля. Обычно в модели Казанцева применяют гауссов спектр для описания гидродинамической энергии, но мы пользуемся гидродинамической энергией из каскадной модели, по спектру которой считаем корреляционную функцию, отвечающую за поле скорости:

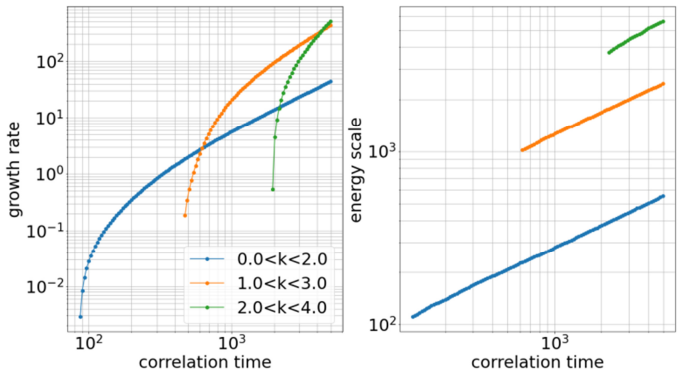
$$F(r)=\frac{1}{4\pi^3}\int_0^\infty E_v(k)\frac{\sin(kr)-kr\cos(kr)}{(kr)^3}dk.$$

По данной корреляционной функции считаем турбулентную диффузию $\eta$, после чего вводим ее в уравнение Казанцева и смотрим, как меняется корреляционная функция магнитного поля $M$. Наконец, по функции $M$ восстанавливаем спектр энергии магнитного поля

$$E_B(k)=4\pi\int_0^\infty M(r)\left(\sin(kr)-kr\cos(kr)\right)dr.$$

При сопоставлении результатов двух моделей было показано, что масштаб и скорость генерации в модели Казанцева гораздо больше, чем в каскадной. Но это происходило при пересчете всего гидродинамического спектра, что как раз не стыкуется с предположением о равенстве корреляционных времен на всех масштабах. Чтобы это проверить, мы брали спектр гидродинамической энергии, делили его на промежутки, для каждого из которых считали скорость генерации и масштабы генерации (волновое число, соответствующее максимуму плотности энергии).

Было показано, что генерация сильно зависит от корреляционного времени, носит пороговый характер и останавливается при достаточно малых корреляционных временах. Для разных масштабов такой




Зависимости скорости генерации (слева) и масштаба генерации (справа) от корреляционного времени. Разные цвета соответствуют трем спектральным интервалам, выбираемым из спектра гидродинамической энергии: синий — интервал волновых чисел 0–2; оранжевый — 1–3; зеленый — 2–4.

порог начала генерации оказывался разным, но все равно при достаточно больших временах скорость генерации оказывалась тем больше, чем меньший масштаб выбирается из гидродинамического спектра. Так, для мелкомасштабной части гидродинамического спектра при любых корреляционных временах, при которых наблюдается генерация, не удается сделать масштаб генерации таким же малым, как для каскадной генерации. Другими словами, для мелкомасштабной части гидродинамического спектра не удается добиться совпадения масштабов и скоростей генерации в обеих моделях. Если же брать крупномасштабную часть гидродинамического спектра, можно подобрать корреляционное время, так что скорость генерации получается порядка 1 и масштабы лежат в диапазоне $10^2 < k < 10^3$, что отлично совпадает с каскадной моделью (см. рисунок).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено численное сравнение двух подходов к анализу МГД-генерации магнитного поля в случайных плазменных средах: модели Казанцева и оболочечной (каскадной) модели. При сравнении энергетический колмогоровский спектр оболочечной модели, преобразовывался в корреляционную функцию поля скорости и вкладывался в модель Казанцева. В модели Казанцева определялось корреляционное время поля скорости, для которого масштабы и скорости генерации магнитного поля совпадали бы в обеих моделях. Сравнение моделей показало, что только для крупномасштабной части гидродинамического спектра можно подобрать такое время корреляции, что масштабы генерации и скорости генерации в двух моделях будут совпадать. Напротив, если брать развитый гидродинамический спектр вплоть до диссипативного масштаба, в модели Казанцева скорости генерации оказываются гораздо больше, масштабы генерации — много меньше, чем в каскадной, а порог генерации при этом чрезвычайно высок. Таким образом, если предполагать, что обе модели описывают один и тот же эффект мелкомасштабной генерации, рецепт их применимости заключается в том, что за работу мелкомасштабной генерации ответственна крупномасштабная часть гидродинамического спектра. Работа выполнена при поддержке гранта фонда БАЗИС № 21-1-3-63-1.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Гледзер Е.Б., Должанский Ф.В., Обухов А.М. *Системы гидродинамического типа и их применение*. М.: Наука, 1981. 368 с.

Казанцев А.П. *ЖЭТФ*. 1967. Т. 53, № 5. С. 1806–1813.

Фрик П.Г. *Турбулентность: подходы и модели*. Изд. 2-е, испр. и доп. М.—Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2010. 332 с.

Vainshtein S., Kichatinov L. The dynamics of magnetic fields in a highly conducting turbulent medium and the generalized Kolmogorov—Fokker—Planck equations. *J. Fluid Mech*. 1986. Vol. 168. P. 73–87.

*Секция А. Астрофизика и физика Солнца. БШФФ-2022. С. 27–29.*

УДК 537.84

# РОЛЬ ВЕКТОРНОГО ПОТЕНЦИАЛА В ВЫВОДЕ ОСНОВНЫХ МОДЕЛЕЙ ДИНАМО-ТЕОРИИ

**[1]Р.Р. Аллахвердиев, [2]Е.В. Юшков, [2]Д.Д. Соколов**

[1]Филиал Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Баку, Азербайджан
ramin.a.verdi@gmail.com
[2]Московский государственный университете им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

# ROLE OF VECTOR POTENTIAL IN THE DERIVATION OF DYNAMO THEORY BASIC MODELS

**[1]R.R. Allakhverdiev, [2]E.V. Yushkov, [2]D.D. Sokolov**

[1]Baku Branch of Lomonosov Moscow State University, Azerbaijan
ramin.a.verdi@gmail.com
[2]Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

**Аннотация.** Вмороженность магнитного поля в турбулентный поток проводящей жидкости или плазмы при больших магнитных числах Рейнольдса может приводить к экспоненциальному росту магнитной энергии за счет накопленной гидродинамической энергии движения среды. Этот процесс описывается теорией магнитогидродинамического динамо и может быть условно разделен на два режима: в первом вместе с энергией растет среднее магнитное поле; во втором растет только энергия, среднее же магнитное поле остается равным нулю. Эти два режима носят названия «динамо среднего поля» и «турбулентное динамо» и описываются соответственно уравнениями Штеенбека—Краузе—Рэдлера и Казанцева. Эти уравнения являются прямым следствием усреднения уравнения магнитной индукции по случайному полю скорости, где в первом случае ищется первый момент магнитного поля, во втором — второй. С помощью метода мультипликативных интегралов мы выводим обе динамо-модели, демонстрируя удобство усреднения векторного потенциала магнитного поля, а не самого поля. Использование векторного потенциала существенно упрощает математический аппарат вывода и, как следствие, выглядит весьма многообещающим для обобщения стандартных моделей на случай неоднородной и анизотропной турбулентности.

**Ключевые слова:** магнитогидродинамика, конвективная турбулентность, динамо среднего поля, турбулентное динамо, метод мультипликативных интегралов.

**Abstract.** Magnetic field freezing into turbulent flow of conducting liquid or plasma at high magnetic Reynolds numbers can lead to exponential increase in magnetic energy due to accumulated hydrodynamic energy of medium motion. This process is described by the theory of magneto-hydrodynamic dynamo and can be conditionally classified as two modes: in the first one the average magnetic field increases with the energy, and in the second one only the energy increases while the average magnetic field remains equal to zero. These two regimes are «mean-field dynamo» and «turbulent dynamo», and they are described by the Steenbeck—Krause—Radler and Kazantsev equations, respectively. These equations present a direct consequence of averaging the magnetic induction equation over a random velocity field. In the first case, the first moment is obtained, and in the second — the second moment of the magnetic field. Using the method of multiplicative integrals we derive both dynamo models, demonstrating the convenience of averaging the vector potential of the magnetic field but not the field itself. The use of the vector potential greatly simplifies the mathematical apparatus of the derivation and looks very promising for generalizing standard models to the case of inhomogeneous and anisotropic turbulence.

**Keywords:** magnetohydrodynamics, convective turbulence, mean-field model, turbulent dynamo, method of functional integrals.

## ВВЕДЕНИЕ

Природа формирования устойчивых магнитных оболочек астрофизических тел еще в первой половине прошлого столетия привлекла особое внимание астрофизиков и специалистов теории плазмы [Larmor, 1919]. На первый взгляд казалось, что магнитные поля и магнитная энергия должны были бы диссипировать со временем в любой среде ввиду наличия диффузии, в то время как наблюдения показывали, что у ряда планет, звезд и галактик они не только не затухают, но даже осциллируют или растут со временем [Piddintgton, 1983]. На протяжении долгого времени было непонятно, какие именно условия делают возможным рост среднего магнитного поля и какой механизм его поддерживает. В настоящее время ответ более-менее ясен: считается, что к этому приводит классический эффект магнитной индукции. Другими словами, за счет вмороженности магнитного поля в проводящую среду, гидродинамическая энергия хаотического движения плазмы эффективно трансформируется в энергию магнитного поля. Раздел физики, изучающий условия такой трансформации энергий друг в друга, принято называть магнитным динамо (более подробно о теории динамо см., например, [Zeldovich, 1983]).

## МУЛЬТИПЛИКАТИВНОЕ РЕШЕНИЕ

В средах с бесконечной проводимостью магнитный поток через замкнутый проводящий контур сохраняется, т. е. магнитные силовые линии оказываются вмороженными в вещество и перемещаются вместе со средой [Alfven, 1942]. Таким образом, поле скорости жидких частиц однозначным образом определяет эволюцию магнитного поля в них. Рассмотрим жидкую частицу, переместившуюся в течение интервала времени $(s, s+ds)$ из точки $x_1$ в точку $x_2$. Векторный потенциал при таком перемещении изменяется как

$$A_i\left(x_2, s+ds\right) = A_i\left(x_1, s\right) + d_t A_i\left(x_1, s\right) ds,$$

при этом производная векторного потенциала определяется идеальным уравнением магнитной индукции $A_t=[\mathbf{v}, \mathrm{rot}\mathbf{A}]$.

Эволюцию векторного потенциала при перемещении из точки $\xi$ в точку $x$ на интервале времени $(t,$

$t$+$\Delta t$) через так называемый мультипликативный интеграл [Davis, 1970]

$$A_i\left(x, t+\Delta t\right) = \prod_t^{t+\Delta t}(\delta_{ij} - \nabla_i v_j(x, s)ds)A_j(\xi, t).$$

Учет магнитной диффузии в решении может быть реализован через замену детерминированной траектории частицы на пучок винеровских траекторий вида

$$\xi_k = x_k - \int_t^{t+\Delta t} v_k\left(x, s\right)ds + \sqrt{2\eta}\omega_k$$

с последующим усреднением. Здесь $\omega_k$ — случайный винеровский шум с нулевым первым моментом $<\omega_k>0$ и ненулевым вторым $<\omega_i\omega_k>=\delta_{ik}\Delta t$ [Simon, 1979].

После асимптотического разложения мультипликативного интеграла, тейлоровского разложения векторного потенциала и усреднения по винеровскому шуму выражение для векторного потенциала принимает вид

$$A_i\left(x, t+\Delta t\right) = A_i\left(x, t\right) +$$
$$+\varepsilon_{ijk}\left(v_j\Delta t - v_l\nabla_l v_j\frac{\Delta t^2}{4}\right)B_k -$$
$$-\left(\varepsilon_{ijk}v_j\nabla_i v_l\frac{\Delta t^2}{4} + \varepsilon_{ijk}v_j\nabla_k v_l\frac{\Delta t^2}{4} + \right)B_k -$$
$$-\varepsilon_{ijk}\left(\eta\delta_{lj}\Delta t + v_l v_j\frac{\Delta t^2}{2}\right)\nabla_l B_k.$$

## ДИНАМО СРЕДНЕГО ПОЛЯ

Рассмотрим коротко-коррелированное течение с корреляционным временем $\tau$. Коротко-коррелированость понимается в том смысле, что вне интервала $\Delta t$=2$\tau$ поле скорости не коррелирует с магнитным потенциалом, но при этом время $\tau$ настолько мало, что сам потенциал не успевает измениться на этом промежутке. Это позволяет развязать усреднение магнитного поля и скорости. Тогда, вводя обозначения для средних характеристик

$$V_i = < v_i >, W_i = \frac{\tau}{2} < v_l\nabla_l v_i >,$$
$$\alpha_{ik} = -\frac{\tau}{2}(\varepsilon_{ijk} < v_j\nabla_i v_l > + \varepsilon_{lji} < v_j\nabla_k v_l >),$$
$$\beta_{ik} = \eta\delta_{ik} + \tau < v_i v_k >$$

и оставляя обозначение для усредненного потенциала, перепишем решение в виде

$$A_i\left(x, t+\Delta t\right) = A_i\left(x, t\right) + \varepsilon_{ijk}\left(V_j - W_j\right)B_k\Delta t +$$
$$+\alpha_{ik}B_k\Delta t - \varepsilon_{ijk}\ \beta_{lj}\nabla_l B_k\Delta t.$$

Введенные обозначения $W_i$, $\alpha_{ik}$, $\beta_{ik}$ мы будем называть скоростью турбулентного дрейфа, тензором гидродинамической спиральности и тензором турбулентной диффузии соответственно. Деля теперь все уравнение на $\Delta t$ и формируя в левой части производную по времени с помощью формулы конечных приращений, получим уравнение для среднего векторного потенциала в коротко-коррелированном потоке

$$\dot{A}_i = \varepsilon_{ijk}\left(V_j - W_j\right)B_k + \alpha_{ik}B_k - \varepsilon_{ijk}\ \beta_{lj}\nabla_l B_k.$$

Взяв ротор от левой и правой части уравнения, несложно прийти к уравнению для среднего магнитного поля, которое традиционно мы называем обобщенным уравнением Штеенбека — Краузе — Рэдлера:

$$\dot{B}_i = \varepsilon_{inm}\nabla_n \times$$
$$\times\left(\varepsilon_{mjk}\left(V_j - W_j\right)B_k + \alpha_{mk}B_k - \varepsilon_{mjk}\beta_{lj}\nabla_l B_k\right).$$

Отличие от классического уравнения Штеенбека — Краузе — Рэдлера связано с рассмотрением локально анизотропной и неоднородной структуры турбулентности, по которой проводится усреднение. Если же мы предположим изотропность и однородность, то скорость турбулентного дрейфа можно занулить, а симметричные тензора спиральности $\alpha_{ik}$ и турбулентной диффузии $\beta_{ik}$ записать через символ Кронекера:

$$\alpha_{ik} = \alpha\delta_{ik}, \beta_{ik} = \beta\delta_{ik},$$

где $\alpha = -\frac{\tau}{3} < (\mathbf{v}, \mathrm{rot}\ \mathbf{v}) >$, $\beta = \eta + \frac{\tau}{3} < (\mathbf{v}, \mathbf{v}) >$.

Таким образом, уравнение среднего поля примет классический вид:

$$\dot{\mathbf{B}} = \mathrm{rot}\left(\left[\mathbf{V}, \mathbf{B}\right] + \alpha\mathbf{B} - \beta\mathrm{rot}\mathbf{B}\right).$$

## МОДЕЛЬ ТУРБУЛЕНТНОГО ДИНАМО

Турбулентное или мелкомасштабное динамо в случайном потоке описывает генерацию магнитной энергии, при этом среднее (крупномасштабное) магнитное поле может расти, а может и не меняться, а это значит, что модель турбулентного динамо должна описывать эволюцию второго момента магнитного поля или корреляционной функции. Общий вид тензора второго ранга можно записать в разных формах (см., например, [Batchelor, 1953; Monin, 2007]) и др., но традиционная форма записи для изотропного соленоидального однородного случайного магнитного поля описывается двумя функциями, $M(r, t)$ и $K(r, t)$, первая из которых отвечает за зеркально-симметричную часть тензора, а вторая — за зеркально-антисимметричную:

$$\left\langle B_i\left(r_1, t_1\right)B_j\left(r_2, t_2\right)\right\rangle = \left\langle B_i B_j\right\rangle(r, t) =$$
$$= \left(M + \frac{r}{2}M'\right)\delta^{ij} - \frac{M'}{2r}r^i r^j +$$
$$+K\varepsilon^{ijk}r^k.$$

здесь $r = r_1 - r_2, t = t_1 - t_2$, а производная по $r$ обозначается штрихом. Аналогично выглядит и тензор поля скорости, который также описывается зеркально-симметричной функцией $F(r)$ и антисимметричной $G(r)$.

Воспользуемся тем, что ранее мы получили выражение для векторного потенциала и перепишем корреляционный тензор магнитного поля через ротор

$$B_i B_j = \varepsilon^{jlm}\nabla_l(A_m B_i).$$

Предположим, что произведение векторного потенциала в одной точке на произведение магнитного

поля в другой точке определяется следующим выражением:

$$A_i B_j = \left( L + \frac{r}{2} L_r \right) \delta^{ij} - \frac{L_r}{2r} r^i r^j + \frac{1}{2} r^t \varepsilon^{ijt} M,$$

где $L$ — это некоторая функция, которую можно связать с функцией $K$ как

$$K = -\frac{r L_{rr} + 4 L_r}{2r}.$$

Используя метод мультипликативных интегралов, записываем выражение для векторного потенциала и индукции магнитного поля в следующий момент времени в точке $x$ и $y$. Перемножив эти уравнения, и воспользовавшись формулой конечных приращений Лагранжа, записываем производную от произведения векторного потенциала и индукции магнитного поля по времени:

$$\left( A_l B_j \right) = 2 \left( \eta + \frac{F_0 \Delta t}{2} \right) \delta^{mk} \nabla_m \nabla_k A_i B_j -$$
$$-2 G_0 B_i B_j + \Delta t \nabla \left( \varepsilon^{\mathrm{mik}} \nu_m \nu_j \right) B_c B_k +$$
$$+\Delta t \nabla_k \left( \varepsilon^{mic} B_m B_j \right) \nu_c \nu_k.$$

Чтобы получить уравнение для $\dot{M}$ умножаем левую и правую часть уравнения на $r^s \varepsilon^{ijs}$ и после ряда арифметических преобразований получаем:

$$\dot{M} = 2 r^{-4} \left( r^4 \tilde{\eta} M' \right)' + 2 M r^{-4} \left( r^4 \tilde{\eta}' \right)' - 4 \alpha K,$$

где $\tilde{\eta} = \eta + \frac{\Delta t}{2} \left( F(0) - F \right)$.

Чтобы получить уравнение для $\dot{K}$ мы должны свернуть уравнение по индексам $i$ и $j$, взять производную по $r$ от левой и правой части и поделить на $-2r$:

$$\dot{K} = -\frac{\left( \dot{A}_i B_i \right)}{2r} = -\frac{1}{2r} \frac{d}{dr} \left( 2 \left( \eta + \frac{F_0 \Delta t}{2} \right) \right.$$
$$\delta^{mk} \nabla_m \nabla_k A_i B_i - 2 G_0 B_i B_j + \Delta t \nabla_k \left( \varepsilon^{mic} \nu_m \nu_i \right) B_c B_k +$$
$$\left. +\Delta t \nabla_k \left( \varepsilon^{mic} B_m B_i \right) \nu_c \nu_k \right).$$

Подставив свертки тензоров, взяв производные и сделав ряд арифметических преобразований, мы можем записать уравнение для $\dot{K}$:

$$\dot{K} = r^{-4} (r^4 (\alpha M + 2 \tilde{\eta} K)')'.$$

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Модель среднего поля и модель Казанцева являются одними из основных в теории МГД-динамо. Первая модель описывает генерацию крупномасштабных магнитных полей, и несмотря на то, что требует специфических условий генерации, используется как основная для описания формирования магнитных полей планет, звезд и галактик. Вторая модель для генерации не требует, например, зеркальной асимметрии или дифференциального вращения, но и не генерирует среднее поле, а осуществляет лишь перекачку энергий на малых масштабах. Однако и первая, и вторая модель, для изучения баланса энергии и спиральности в турбулентном потоке играют в теории динамо принципиальную роль.

Используемый нами метод мультипликативных интегралов позволяет получить уравнение как для среднего поля, так и для энергии. При этом мы показали, что если при выводе пользоваться выражением для векторного потенциала вместо магнитного поля, как это делается в классическом подходе, то существенно уменьшается количество выкладок, и более того, проявляются и дополнительные преимущества. Так при использовании выражения для векторного потенциала при выводе уравнения для модели среднего поля мы получаем сначала уравнение для эволюции векторного потенциала, а взяв от него ротор получаем само уравнение среднего поля. Таким образом, та величина, которая стоит под ротором является так называемой турбулентной электродвижущей силой в явном виде, более того наличие ротора в правой части обеспечивает бездивергентность среднего поля. Кроме того, уравнения полученные для векторного потенциала естественным образом обобщаются на локально неизотропную и неоднородную турбулентность, эффекты которой еще предстоит изучить в будущем. Наконец, применение данного подхода к выводу модели Казанцева позволяет сразу напрямую получить выражения для $\dot{M}$ и $\dot{K}$ не проводя каких-то дополнительных преобразований, например, вынесение производной, что приходилось делать в классическом подходе. Работа проводилась при поддержке гранта фонда БАЗИС № 21-1-3-63-1.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Alfven H. *Nature*. 1942. Vol. 150 (3805). P. 405.

Batchelor G.K. *The Theory of Homogeneous Turbulence*. Cambridge University Press, 1953.

Davis W.P., Chatfield J.A. Concerning product integrals and exponentials. *Proc. Am. Math. Soc.* 1970.

Larmor J. *Rept. Brit. Assoc. Sci*, 1919. P. 159.

Monin A.S., Yaglom A.M. *Statistical Fluid Mechanics: Mechanics of Turbulence*. Mineola: Dover, 2007.

Piddington J. *Astrophys. Space Sci. J.* 1983. Vol. 90, iss. 1. P. 217–230.

Simon B. *Functional Integration and Quantum Physics*. Academic Press, 1979.

Zeldovich Ya.B., Ruzmaikin A.A., Sokoloff D.D. *Magnetic Fields in Astrophysics*. New York, 1983.

*Секция А. Астрофизика и физика Солнца. БШФФ-2022. С. 30–32.*

УДК 533.95

# РАСПРОСТРАНЕНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ КРУТИЛЬНЫХ АЛЬФВЕНОВСКИХ ВОЛН В МАГНИТНЫХ ТРУБКАХ

**[1, 2]С.А. Белов, [1, 2]Д.С. Рящиков, [1, 2]Н.Е. Молевич, [1, 2]Д.В. Агапова**

[1]Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН, Самара, Россия
mr_beloff@mail.ru
[2]Самарский национальный исследовательский университет им. академика С.П. Королева, Самара, Россия

# PROPAGATION OF NONLINEAR TORSIONAL ALFVÉN WAVES IN MAGNETIC FLUX TUBES

**[1, 2]S.A Belov, [1, 2]D.S. Riashchikov, [1, 2]N.E. Molevich, [1, 2]D.V. Agapova**

[1]Samara Branch of P.N. Lebedev Physical Institute RAS, Samara, Russia
mr_beloff@mail.ru
[2]Samara National Research University, Samara, Russia

**Аннотация.** Аналитически и численно рассмотрена генерация продольных возмущений плазмы нелинейными крутильными альфвеновскими волнами в однородной магнитной трубке. Показано, что профиль индуцированного возмущения плотности в данном случае не зависит от радиальной координаты, а величина возмущения определяется условиями непрерывности полного давления и радиальной скорости на границе магнитной трубки.

**Ключевые слова:** альфвеновские волны, солнечная атмосфера, магнитные трубки.

**Abstract.** The generation of longitudinal plasma perturbations by nonlinear torsional Alfvén waves in a uniform magnetic flux tube is considered analytically and numerically. It is shown that the profile of the induced density perturbation in this case does not depend on the radial coordinate, and the magnitude of the perturbation is determined by the continuity conditions for the total pressure and radial velocity at the boundary of the magnetic flux tube.

**Keywords:** Alfvén waves, solar atmosphere, magnetic flux tubes.

## ВВЕДЕНИЕ

Крутильные альфвеновские волны широко наблюдаются в солнечной атмосфере, например в фотосферных ярких точках [Jess et al., 2009], хромосферных спикулах [De Pontieu et al., 2012], а также корональных структурах [Kohutova et al., 2020]. Более того, существуют наблюдательные свидетельства генерации крутильных альфвеновских волн в результате солнечных вспышек [Aschwanden, Wang, 2020].

Интерес к наблюдениям альфвеновских волн обусловлен тем, что они рассматриваются в качестве потенциального переносчика энергии для нагрева солнечной короны и ускорения солнечного ветра. Однако наблюдения крутильных альфвеновских волн осложнены тем фактом, что в линейном приближении они несжимаемы. Нелинейные крутильные альфвеновские волны, в свою очередь, способны индуцировать возмущения плотности и других сжимаемых величин в плазме, что могло бы быть их наблюдательной сигнатурой, но из-за их неколлективной природы крутильных альфвеновских под вопросом оказывается объемная структура индуцированных ими возмущений. По этой причине наблюдаемую модуляцию радиоизлучения в солнечной короне связывают с воздействием быстрых, а не альфвеновских волн [Kolotkov et. al., 2018].

С другой стороны, наличие неоднородностей плазмы поперек магнитного поля может приводить к смешению фаз при распространении крутильных альфвеновских волн, приводя к генерации быстрых магнитоакустических волн и сложным радиальным паттернам возмущений [Nakariakov et. al., 1997; Boocock,Tsiklauri, 2022]. Кроме того, численное моделирование показывает, что стоячие крутильные альфвеновские волны могут создавать плотные волокна, тем самым создавая волноводы для МГД-мод других типов [Díaz-Suárez, Soler, 2021]. Численное моделированное, проведенное для условий однородной магнитной трубки, показало, что крутильные альфвеновские волны, амплитуда которых линейно зависит от радиуса, способны создавать однородное возмущение плотности [Shestov et al., 2017].

Целью данной работы является рассмотрение процесса генерации крутильными альфвеновскими волнами продольных возмущений плазмы в однородной магнитной трубке.

## ИНДУЦИРОВАННЫЕ ВОЗМУЩЕНИЯ ПЛАЗМЫ

Рассмотрим нелинейную динамику малых возмущений плазмы. Для этого преобразуем систему идеальных МГД-уравнений с помощью теории возмущений и учтем слагаемые вплоть до второго порядка малости включительно. Будем полагать, что возмущения имеют аксиальную симметрию, а магнитоакустические возмущения изначально отсутствуют в плазме. При таких условиях система уравнений, описывающая бегущие крутильные альфвеновские волны и индуцированные ими возмущения плазмы, имеет следующий вид:

$$\frac{\partial^2 B_\varphi}{\partial t^2} - C_A^2 \frac{\partial^2 \tilde{B}_\varphi}{\partial z^2} = 0, \tag{1}$$

$$\left[ \left( C_A^2 + C_S^2 \right) \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial}{\partial r} \right) \right) D_T - D_A D_S \right] \tilde{\rho} = 0, \tag{2}$$

$$\begin{aligned} &\left[ \left( C_A^2 + C_S^2 \right) \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial}{\partial r} \right) D_T - D_A D_S \right] \tilde{v}_z + \\ &+ \frac{1}{8\pi\rho_0} C_A^2 \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial}{\partial r} \right) \left( \frac{\partial^2 \tilde{B}_\varphi^2}{\partial t \partial z} \right) = 0, \end{aligned} \tag{3}$$

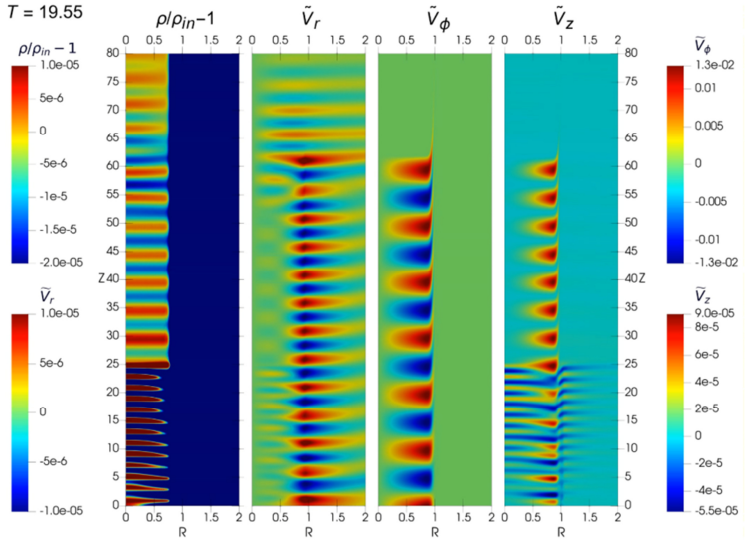



*Рис. 1*. Результаты численного моделирования распространения крутильных альфвеновских волн в однородной магнитной трубке для случая драйвера с линейно зависящей от радиуса амплитудой альфвеновской волны

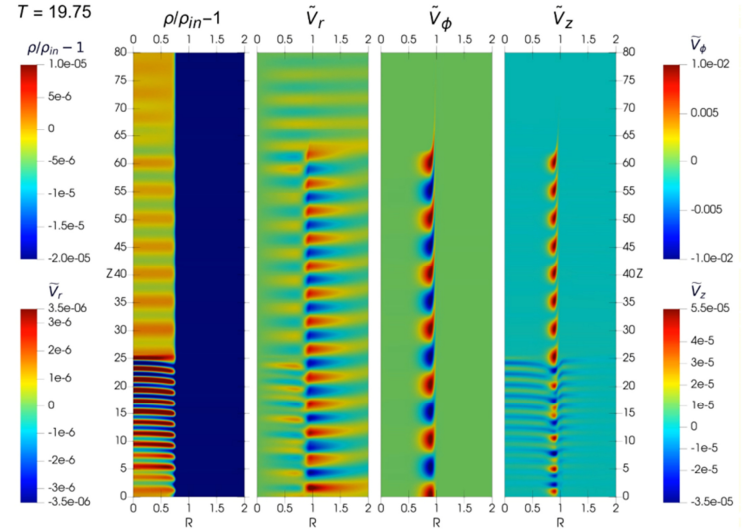



*Рис. 2*. Результаты численного моделирования распространения крутильных альфвеновских волн в однородной магнитной трубке для случая кольцевого драйвера

где $D_N = \partial^2/\partial t^2 - C_N^2 \partial^2/\partial z^2$. Уравнения (2) и (3) описывают возмущения плотности и продольной скорости, соответственно, для случая, когда альфвеновская волна имеет вид $\tilde{B}_\varphi = \tilde{B}_\varphi(r, \xi)$, где $\xi = z - C_A t$. Решение уравнения (3) можно искать в виде $\tilde{v}_z = \tilde{v}_z(r, \xi)$, тогда оно преобразуется к следующему уравнению:

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial}{\partial r}\right)\frac{\partial^2}{\partial \xi^2}\left[\tilde{v}_z - \frac{\tilde{B}_\varphi^2}{8\pi\rho_0 C_A}\right] = 0. \qquad (4)$$

Уравнение, совпадающее с уравнением (4), было получено ранее в [Scalisi et al., 2021]. Решение полученного уравнения можно представить в виде $\tilde{v}_z = \tilde{B}_\varphi^2/8\pi\rho_0 C_A + V(\xi)$, где $V(\xi)$ — произвольная функция $\xi$, определяемая из граничных условий. Из уравнения (2) также следует, что возмущение плотности $\tilde{\rho}$ может быть произвольной функцией $\xi$. Далее беря в расчет уравнение движения, спроецированное на направление внешнего магнитного поля, и учитывая решение уравнения(4), можно показать, что $\tilde{\rho} = \rho_0 C_A V / C_S^2$.

Таким образом, видно, что возмущение плотности, возникающее в результате прохождения крутильной альфвеновской волны в однородной магнитной трубке, не зависит от радиального профиля альфвеновской волны, а определяется только граничными условиями на оси трубки. Другими словами, величина индуцированного возмущения плотности будет определяться условиями непрерывности радиальной скорости и полного давления.

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ КРУТИЛЬНЫХ АЛЬФВЕНОВСКИХ ВОЛН В ОДНОРОДНОЙ МАГНИТНОЙ ТРУБКЕ

Для проведения численного моделирования распространения крутильных альфвеновских волн в од-

нородной магнитной трубке нами была использована постановка задачи, аналогичная представленной в работе [Shestov et al., 2017]. Для проверки теоретического вывода мы рассмотрели два типа драйверов. В первом случае амплитуда альфвеновской волны линейно зависела от радиальной координаты, во втором драйвер представлял собой возмущение небольшого кольца в магнитной трубке.

На рис. 1, 2 показаны результаты проведенных расчетов. Можно заметить, что возмущения плотности в обоих случаях, как и предполагалось теоретически, являются однородными по радиальной координате, чего нельзя сказать о возмущениях радиальной и аксиальной скоростей, индуцированных крутильной альфвеновской волной.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что при распространении нелинейных крутильных альфвеновских волн в однородной магнитной трубке происходит генерация сжимаемых возмущений плазмы. При этом индуцированное возмущение плотности не зависит от радиальной координаты, а его значение определяется условиями непрерывности радиальной скорости и полного давления на границе магнитной трубки.

Работа частично поддержана Министерством образования и науки (проекты FSSS-2020-0014, 0023-2019-0003) и РФФИ в рамках научного проекта № 20-32-90018.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Aschwanden M.J., Wang T. Torsional Alfvénic oscillations discovered in the magnetic free energy during solar flares. *Astrophys. J.* 2020. Vol. 891, no. 1. P. 99.

Boocock C., Tsiklauri D. Enhanced phase mixing of torsional Alfvén waves in stratified and divergent solar coronal structures. II. Non-linear simulations. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2022. Vol. 510, no. 2. P. 2618–2627.

De Pontieu B., et al. Ubiquitous torsional motions in type II spicules. *Astrophys. J. Lett.* 2012. Vol. 752, no. 1. P. L12.

Díaz-Suárez S., Soler R. Overdense threads in the solar corona induced by torsional Alfvén waves. *Astrophys. J. Lett*. 2021. Vol. 922, no. 2. P. L26.

Jess D.B., et al. Alfvén waves in the lower solar atmosphere. *Science*. 2009. Vol. 323, no. 5921. P. 1582–1585.

Kohutova P., Verwichte E., Froment C. First direct observation of a torsional Alfvén oscillation at coronal heights. *Astron. Astrophys*. 2020. Vol. 633. P. L6.

Kolotkov D. Y., Nakariakov V. M., Kontar E. P. Origin of the modulation of the radio emission from the solar corona by a fast magnetoacoustic wave. *Astrophys. J.* 2018. Vol. 861, no. 1. P. 33.

Nakariakov V.M., Roberts B., Murawski K. Alfvén wave phase mixing as a source of fast magnetosonic waves. *Solar Phys.* 1997. Vol. 175, no. 1. P. 93–105.

Scalisi J., et al. Propagation of torsional Alfvén pulses in zero-beta flux tubes. *Astrophys. J.* 2021. Vol. 911, no. 1. P. 39.

Shestov S.V., et al. Nonlinear evolution of short-wavelength torsional Alfvén waves. *Astrophys. J.* 2017. Vol. 840, no. 2. P. 64.

*Секция А. Астрофизика и физика Солнца. БШФФ-2022. С. 33–35.*

УДК 523.947; 533.951

# РАДИАЦИОННОЕ ЗАТУХАНИЕ МАГНИТОЗВУКОВЫХ ВОЛН В ПЛАЗМЕ СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЫ

**С.Б. Дертеев, Б.С. Гаваев, Н.К. Шивидов**

Калмыцкий государственный университет им. Б.Б. Городовикова, Элиста, Россия
derteevsergei@mail.ru

# RADIATION DAMPING OF MAGNETOACOUSTIC WAVES IN SOLAR CORONAL PLASMA

**S.B. Derteev, B.S. Gavaev, N.K. Shividov**

Kalmyk State University named after B.B. Gorodovikov, Elista, Russia
derteevsergei@mail.ru

**Аннотация.** Рассматриваются волны, представляющие интерес для корональной сейсмологии и решения проблемы нагрева верхних слоев атмосферы. Поведение волн сильно меняется в зависимости от параметров корональных петель, что требует точности их определения. В зависимости от условий в затухании медленных магнитозвуковых волн решающую роль может играть как эффект теплопроводности, так и дисбаланс между нагревом и энергетическими потерями. Показано, что эффекты излучения и теплопроводности приводят не только к затуханию волны, но и к ее дисперсии.

**Ключевые слова:** Солнце, солнечная корона, излучение корональной плазмы, магнитозвуковые волны, затухание волн.

**Abstract.** This paper deals with the waves that are of interest to coronal seismologists and may provide solution to the problem of coronal heating. The behavior of waves varies greatly depending on parameters of coronal loops, which requires accuracy in their determination. Depending on these conditions, both the effect of thermal conductivity and the imbalance between heating and energy losses can play a decisive role in attenuation of slow magnetoacoustic waves. The effects of thermal conductivity and radiation lead not only to wave attenuation, but also to its dispersion.

**Keywords:** Sun, solar corona, coronal plasma radiation, magnetoacoustic waves, wave attenuation.

## ВВЕДЕНИЕ

Наблюдаемое быстрое затухание медленных магнитозвуковых волн привлекает к себе внимание в связи с проблемой нагрева солнечной короны и решения задач корональной сейсмологии. На протяжении большого количества времени с момента обнаружения и идентификации таких волн эффект теплопроводности довольно успешно описывается классическими формулами, но в отношении функции нагрева/потерь имеются значительные трудности и неопределенности, которые обусловлены наличием различных механизмов излучения и не до конца изученным химическим составом корональной плазмы. В то же время функция нагрева/потерь играет важную и неоднозначную роль в волновых процессах, когда в некоторых случаях наблюдается не затухание колебаний, а наоборот, их усиление.

В настоящей работе мы приводим пример поведения волновых процессов под влиянием излучения при определенных способах задания функции излучения, основываясь на последних данных ее расчетов и используя при этом свойства корональной плазмы в конкретных условиях.

## ФУНКЦИЯ РАДИАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ И УРАВНЕНИЯ

Удельные энергетические потери корональной плазмы, представляющей собой оптически тонкую среду, определяется выражением $Q_{\text{rad}} = \rho\Lambda(T) - H$. Функция излучения $\Lambda(T)$ имеет сложный вид, обусловленный наличием множества составляющих излучения и их вкладом при различных температурах. В работах [Kolotkov et al., 2019; Belov et al., 2021] проведен анализ поведения волн в зависимости от свойств $H$, которая рассматривается как функция плотности и температуры. В связи с изучением волновых процессов в корональных структурах нас будет интересовать интервал значений от 0.5 до 10 МК. Кривая излучения на этом интервале имеет локальный минимум, что осложняет получение степенной аппроксимации с достаточной точностью. Для расчетов мы использовали данные, полученные с помощью последней версии CHIANTI-10 [www.chiantidatabase.org]. Мы изучаем колебания при $T_0$=1 МК, для чего строим квадратичные аппроксимации вида

$$\Lambda(T) = AT^2 + BT + C,$$

где $A = -1.739\cdot10^{14}$ эрг·г$^{-2}$см$^3$с$^{-1}$К$^{-2}$, $B = 3.395\cdot10^{20}$ эрг·г$^{-2}$см$^3$с$^{-1}$К$^{-2}$, $C = 0.653\cdot10^{20}$ эрг·г$^{-2}$см$^3$с$^{-1}$.

Мы рассматриваем 1.5D МГД-уравнения, которые в линейном приближении сохраняют все свойства магнитозвуковых возмущений. Вводим равновесное поле $\mathbf{B}_0 = (B_{0x}, B_{0y}, 0)$ или $\mathbf{B}_0 = B_0(\cos\theta, \sin\theta, 0)$, где $\theta$ — угол между вектором $\mathbf{B}_0$ и осью X, и его возмущение $\mathbf{B} = (0, B(x, t), 0)$. Аналогично вводим равновесные плотность и температуру, а также их возмущения $\rho_0 = \rho(x, t)$, $T_0 = T(x, t)$, не накладывая пока требование малости возмущений. Исходные уравнения

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho\frac{\partial v_x}{\partial x} = 0, \quad \frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + v_x\frac{\partial}{\partial x}, \tag{1}$$

$$\rho\frac{dv_x}{dt} = -\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{B_{0y} + B}{4\pi}\frac{\partial B}{\partial x}, \quad p = \frac{R}{M}\rho T, \tag{2}$$

$$\rho\frac{dv_y}{dt} = \frac{B_{0x}}{4\pi}\frac{\partial B}{\partial x}, \tag{3}$$

$$\frac{dT}{dt} + (\gamma - 1)T\frac{dv_x}{dt} = -\frac{(\gamma - 1)R}{M}\left(Q_{\text{cond}} + Q_{\text{rad}}\right), \tag{4}$$

$$\frac{dB}{dt} = -\left(B_{0y} + B\right)\frac{\partial v_x}{\partial x} + B_{0x}\frac{\partial v_y}{\partial x}. \quad (5)$$

Диссипативный эффект определяется здесь выражением $Q_{\text{cond}} = (-1/\rho)\nabla_{\|}\cdot\left(\varkappa_{\|}\nabla_{\|}T\right)$, где знак $\|$ обозначает дифференцирование вдоль магнитного поля в условиях солнечной короны. Основной вклад в процесс переноса тепла вносит теплопроводность вдоль магнитного поля. Предполагается также, что теплопроводность обусловлена главным образом взаимодействием электронов $\varkappa_{\|} \approx 2.28\cdot10^{-6}T^{5/2}$ эрг·см$^{-1}$с$^{-1}$K$^{-1}$. Близкие значения коэффициента теплопроводности приняты в работах [Ofman, Wang, 2002; de Moortel, Hood, 2003; Kolotkov et al., 2019]. Для функции $Q_{\text{rad}}$, которая имеет смысл не только радиационных потерь, но и нагрева плазмы, принимаем выражение $Q_{\text{rad}} = \rho\Lambda(T) - H$, где $H$, определяющую нагрев, выбираем постоянной. В равновесном состоянии с параметрами $\rho_0$, $T_0$ выполнено равенство $\rho_0\Lambda(T_0) - H = 0$.

## ДИСПЕРСИОННОЕ СООТНОШЕНИЕ И ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Для монохроматических возмущений можно записать дисперсионное соотношение между частотой ω и волновым числом $k$

$$\omega^5 + i\omega^4 A(k) - \omega^3\left(C_s^2 + V_A^2\right)k^2 -$$
$$-i\omega^2 B(k) + \omega C_s^2 V_A^2 k^4\cos^2\theta + iC(k) = 0,$$
$$A = a_1k^2 + a_2,$$
$$B = \left(a_1k^2 + a_2 - a_3\right)C_s^2k^2/\gamma + \left(a_1k^2 + a_2\right)V_A^2k^2,$$
$$C = \left(a_1k^2 + a_2 - a_3\right)C_s^2V_A^2k^4\cos^2\theta/\gamma,$$
$$a_1 = \frac{\gamma(\gamma-1)}{\rho_0 C_s^2}T_0\overline{\kappa}(T_0)\cos^2\theta,$$
$$a_2 = \frac{\gamma(\gamma-1)}{C_s^2}\rho_0\Lambda'(T_0)T_0^2,$$
$$a_3 = \frac{\gamma(\gamma-1)}{C_s^2}\rho_0\Lambda(T_0)T_0.$$

Результаты численного решения в случае медленных магнитозвуковых волн показаны на рис. 3–5. Кривые построены для трех значений θ. Использованы значения параметров, характерные для корональной плазмы и магнитного поля: $n_0$=5·10$^9$ см$^{-3}$, $C_s$=150 км·с$^{-1}$, $V_A$=10$C_s$. Прежде всего, отметим появление дисперсии волн, вызванной теплопроводностью. Есть и вторая причина, называемая дисбалансом между нагревом и потерями [Belov et al., 2021].

Нами проведено численное решение исходных уравнений в предположении малых колебаний $v << C_S$. При $T_0$=1 МК корональные петли наблюдаются в крайнем ультрафиолетовом диапазоне. Здесь радиационный эффект в затухании МГД-волн преобладает над эффектом теплопроводности [Aschwanden, Terradas, 2008]. Данный вывод был проверен нашим численным решением (см. рис. 3). Оказывается, что он действительно имеет место, но при определенных условиях. А именно, при $n_0$=10$^9$ см$^{-3}$ он не подтверждается, здесь доминирует эффект теплопровод-

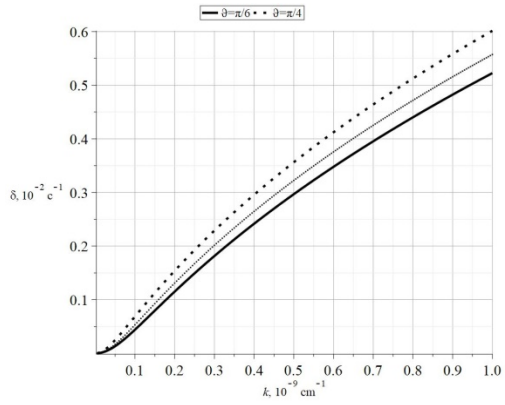



*Рис. 1.* Коэффициент затухания

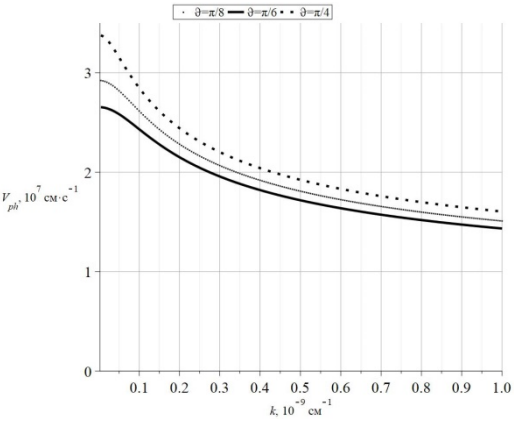



*Рис. 2.* Кривые фазовой скорости

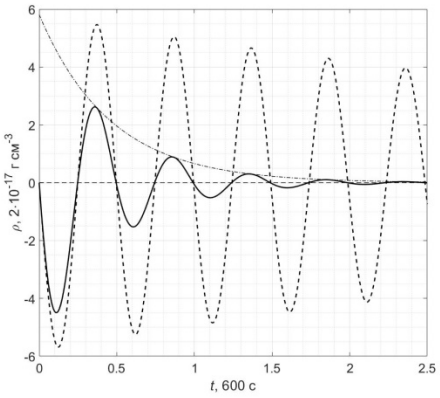



*Рис. 3.* Затухающие колебания для 1 МК

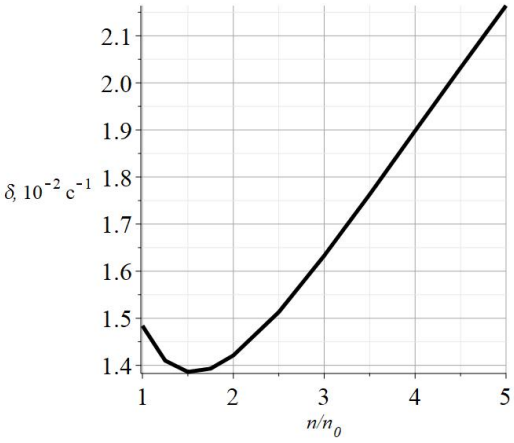



*Рис. 4.* Зависимость коэффициента затухания от плотности

ности, но при $n_0=5\cdot10^9$ см$^{-3}$ ситуация становится обратной (рис. 4). Отсюда мы заключаем, что в условиях короны роль неадиабатических эффектов сильно зависит от конкретных условий и свойств конкретных корональных петель. Для нахождения причин затухания необходимо тщательно подходить к определению параметров корональных петель.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Aschwanden M.J., Terradas J. The effect of radiative cooling on coronal loop oscillations. *Astrophys. J.* 2008. Vol. 686. P. L127–L130.

Belov S.A., Molevich N.E., Zavershinskii D.L. Dispersion of slow magnetoacoustic waves in the active region fan loops introduced by thermal misbalance. *Solar Phys*. 2021. Vol. 296. P. 122.

de Moortel I., Hood A.W. The damping of slow MHD waves in solar coronal magnetic fields. *Astron. Astrophys*. 2003. Vol. 408. P. 755–765.

Kolotkov D.Y., Nakariakov V.M., Zavershinskii D.I. Damping of slow magnetoacoustic oscillations by the misbalance between heating and cooling processes in the solar corona. *Astron. Astrophys*. 2019. Vol. 628. P. A133.

Ofman L., Wang T. Hot coronal loop oscillations observed by SUMER: Slow magnetosonic wave damping by thermal conduction. *Astrophys. J*. 2002. Vol. 580. P. L85–L88.

URL: www.chiantidatabase.org.

*Секция А. Астрофизика и физика Солнца. БШФФ-2022. С. 36–38.*

УДК 524.1

# АНАЛИЗ ТЕМПОВ СЧЕТА СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ СТАНЦИЙ УСТАНОВКИ TUNKA-GRANDE

**В.А. Ерофеева, А.Л. Иванова, Р.Д. Монхоев**

Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия
lalala02-02@mail.ru

# ANALYZING COUNT RATES OF SCINTILLATION STATIONS OF THE TUNKA-GRANDE ARRAY

**V.A. Erofeeva, A.L. Ivanova, R.D. Monkhoev**

Irkutsk State University, Irkutsk, Russia
lalala02-02@mail.ru

**Аннотация.** В работе было проведено исследование зависимости темпа счета от времени для сцинтилляционных станций установки Tunka-Grande. Были обработаны данные сцинтилляционных и мюонных станций, а также построена зависимость темпа счета от времени с использованием среды программирования Geany и Gnuplot. Установлено, что темп счета изменяется при смене сезонов.

**Ключевые слова:** темп счета, сцинтилляционная станция, космические лучи.

**Abstract.** This paper studies the dependence of the count rate on time at the Tunka-Grande scintillation array. We processed data from scintillation and muon stations and plotted the count rate as a function of time, using the Geany and Gnuplot. The count rate was found to change with season.

**Keywords:** count rate, scintillation station, cosmic rays.

## ВВЕДЕНИЕ

В зависимости от энергетического диапазона, в котором предполагается вести исследование первичных космических лучей (ПКЛ), используют прямые либо косвенные методы регистрации. Прямые методы применяют для исследования КЛ с энергиями приблизительно до 1 ПэВ в экспериментах на спутниках, баллонах, аэростатах.

Единственным методом исследования высокоэнергетического космического излучения с энергией выше 100 ТэВ является косвенный метод регистрации широких атмосферных ливней (ШАЛ) с помощью расположенной на поверхности Земли системы независимых детекторов. ШАЛ представляют собой потоки вторичных частиц и излучений, порожденных при взаимодействии ПКЛ с атмосферой Земли. В ШАЛ выделяют электронно-фотонную, адронную, проникающую (мюонную) компоненты и сопутствующие им излучения: черенковское, ионизационное и радиоизлучение [Сотникова, 2019]

Одним из экспериментов, ведущих исследование КЛ методом ШАЛ, является сцинтилляционная установка Tunka-Grande [Monkhoev et al., 2017].

## TUNKA-GRANDE

Сцинтилляционная установка Tunka-Grande [Ivanova et al., 2021] исследует ПКЛ методом регистрации электромагнитной и проникающей мюонной компонент ШАЛ.

Установка Tunka-Grande является частью астрофизической гамма-обсерватории TAIGA [Budnev et al., 2021] и предназначена для исследования энергетического спектра и массового состава КЛ. Установка находится на высоте ~700 м над уровнем моря на территории черенковской установки Тунка-133 и представляет собой сеть из 19 сцинтилляционных станций, каждая из которых включает в себя наземный детектор заряженных частиц и подземный мюонный детектор (рис. 1). Наземный детектор общей площадью 7.68 м$^2$ состоит из 12 сцинтилляционных счетчиков площадью 0.64 м$^2$ каждый. Подземный детектор общей площадью 5 м$^2$ состоит из восьми аналогичных счетчиков. Станции располагаются на площади ~0.5 км$^2$ в виде двух концентрических кругов: внутренний радиусом ~250 м и внешний ~400 м.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПА СЧЕТА НАЗЕМНЫХ ДЕТЕКТОРОВ УСТАНОВКИ TUNKA-GRANDE

Для анализа темпа счета наземных сцинтилляционных станций использовался банк экспериментальных данных 11.10.2020–21.05.2021.

Были построены распределения темпов счета каждого наземного детектора за весь период измерений (станция 12 была отключена). Ниже ограничимся только графиком (рис. 2) для второй станции (внутренний круг). Темп счета остальных сцинтилляционных станций с течением времени меняется аналогичным образом. Чтобы выделить поведение, на рис. 3 показан средний темп счета для каждой станции за 10 дней. Видно, что основные изменения темпа счета происходят при смене сезонов осень—зима и зима—весна. Скорее всего, это связано с тем, что именно в эти периоды наиболее часто происходит колебание температур около 0 ºС, что приводит к возникновению конденсата в сцинтилляционных счетчиках и влияет на их чувствительность.

Кроме того, был получен средний темп счета наземных детекторов за восемь месяцев наблюдений (рис. 4). Видно, что темп счета наземных детекторов внутреннего круга значительно выше, чем темп счета у наземных детекторов внешнего круга. Это происходит из-за триггера на события: событие фиксируется, если сработало не менее трех наземных детекторов. Для внутреннего круга станций вероятность выполнения условия срабатывания наземного детектора выше.

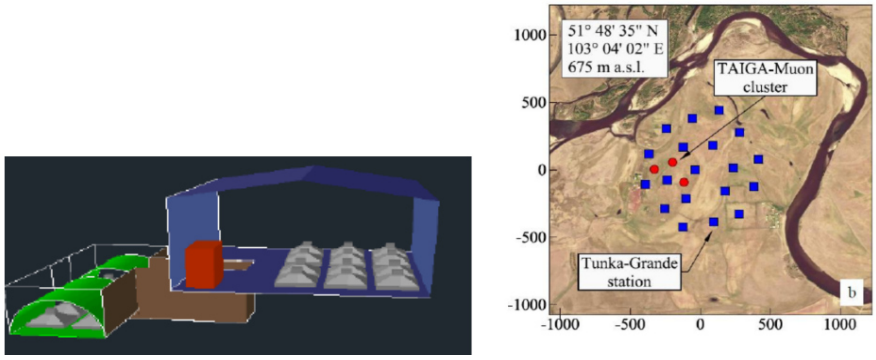



*Рис. 1*. Сцинтилляционная установка Tunka-Grande: схема сцинтилляционной станции (*а*) и расположение детекторов (синие квадраты) (*б*)

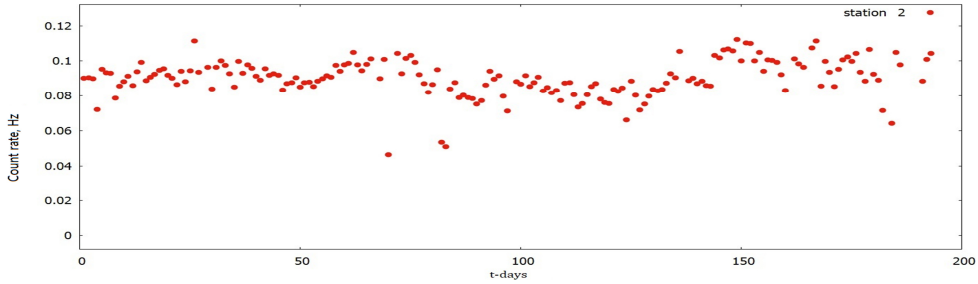



*Рис. 2*. Зависимость темпа счета наземного детектора второй станции с течением времени за весь период измерений

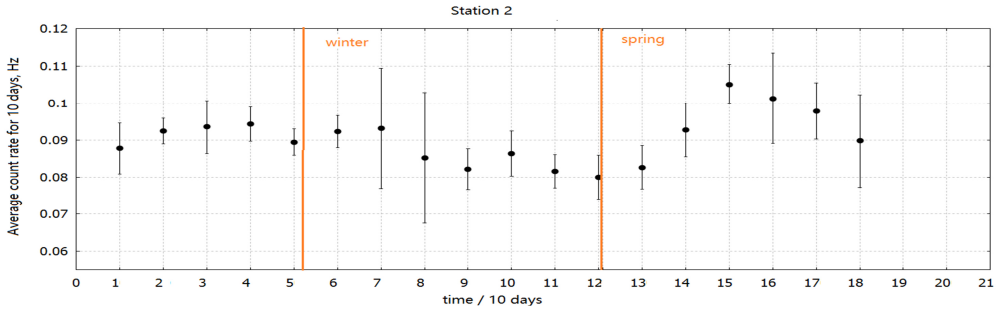



*Рис. 3*. То же, что на рис. 2, для усредненного темпа счет

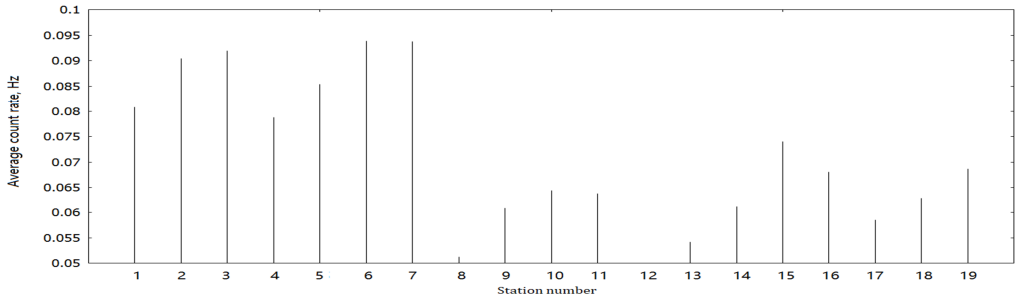



*Рис. 4.* Усредненный темп счета наземных детекторов установки Tunka-Grande (12-я сцинтилляционная станция в данный период была отключена)

## ТЕМП СЧЕТА ПОДЗЕМНЫХ ДЕТЕКТОРОВ УСТАНОВКИ TUNKA-GRANDE

Для анализа темпа счета подземных мюонных детекторов мы перешли к банку экспериментальных данных за 18.11.2017–14.04.2018, когда 12-я сцинтилляционная станция работала. Поведение темпа счета подземных детекторов совпало с результатом для наземных детекторов. Наблюдается аналогичная зависимость темпа счета от календарной смены сезонов (рис. 5, 6).

Диаграмма, отражающая средний темп счета каждого мюонного детектора за данный период измерений, показана на рис. 7.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Был проведен анализ темпов счета наземных и подземных детекторов установки Tunka-Grande. Средний темп счета станций внутреннего круга выше, чем для станций внешнего круга. Данное утверждение верно как для наземных сцинтилляционных

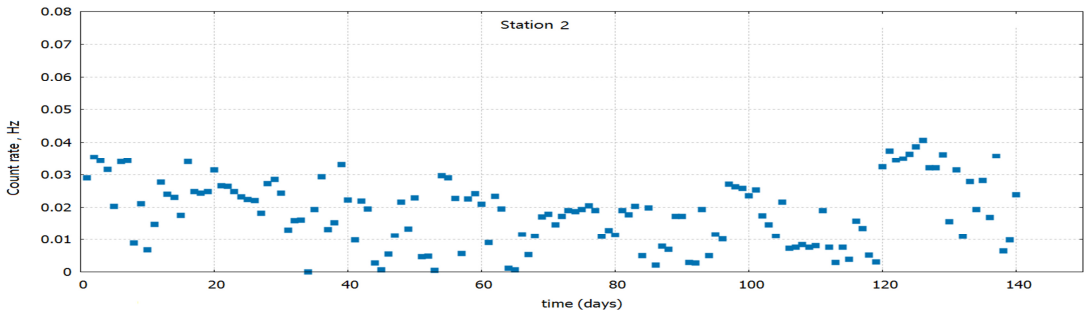



*Рис. 5.* Зависимость темпа счета 2-й подземной станции с течением времени за весь период измерений

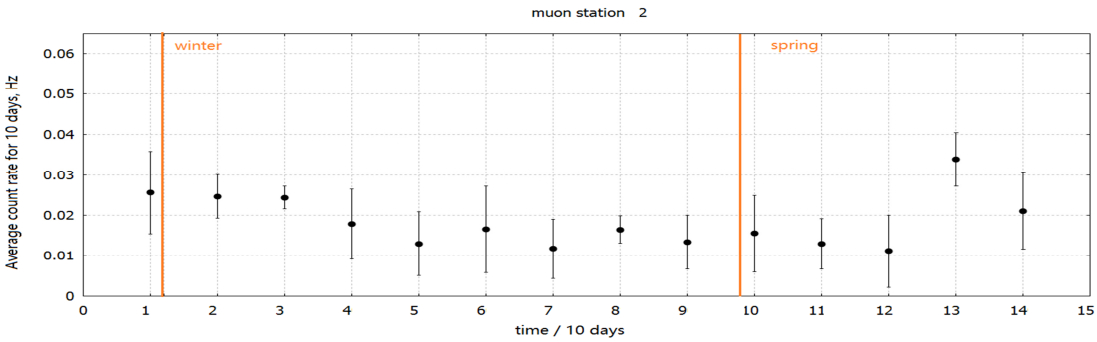



*Рис. 6.* Зависимость усредненного темпа счета 10-й станции с течением времени за весь период измерений

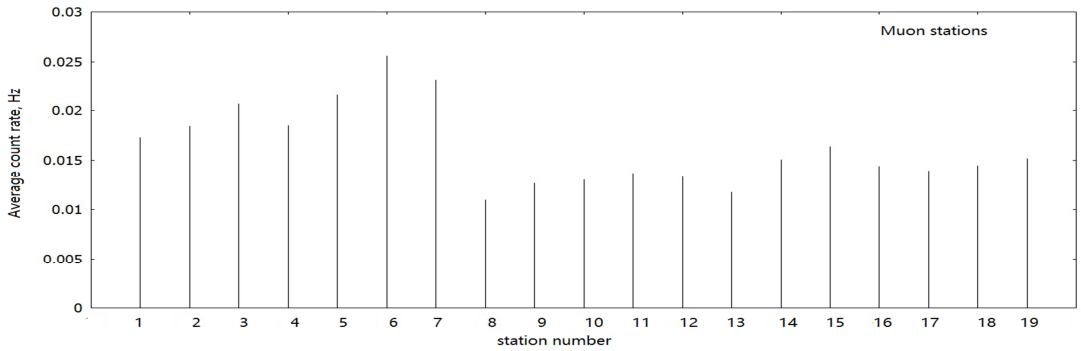



*Рис. 7.* Усредненный темп счета для каждой станциИ

детекторов, так и для подземных мюонных детекторов. Средний темп счета триггерных событий для подземных детекторов составляет 0.02 Гц, для наземных — 0.07 Гц.

Было установлено, что помимо калибровки установок, темп счета зависит от времени года. Осенью и весной при колебании температур около 0 ºС на установках может образовываться конденсат, что в итоге влияет на чувствительность детекторов и темп счета установки.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Сотникова Р.Т. Космические лучи и их источники: учебное пособие. Иркутск: Изд-во ИГУ, 2019. 139 с.

Budnev N., et al. (TAIGA Collaboration). TAIGA — an advanced hybrid detector complex for astroparticle physics, cosmic ray physics and gamma-ray astronomy. 2021. Vol. 395, iss. 731. 9 p.

Ivanova A.L., et al. (Tunka Collaboration). Tunka-Grande array for high-energy gamma-ray astronomy and cosmic-ray physics: preliminary results. *PoS ICRC2021*. 2021. Vol. 395, iss. 361, 8 p.

Monkhoev R., et al. (Tunka Collaboration). The Tunka-Grande Experiment. *JINST*. 2017. Vol. 12, iss. 06. C06019. 6 p.

*Секция А. Астрофизика и физика Солнца. БШФФ-2022. С. 39–42.*

УДК 52

# ИССЛЕДОВАНИЕ 130 ОБЛАСТЕЙ ЛОКАЛИЗАЦИИ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ НА СЕТИ МАСТЕР В ТЕЧЕНИЕ ЧЕТЫРЕХ ЛЕТ НАБЛЮДЕНИЙ

**[1, 2]О.А. Ершова, [2]Е.М. Минкина, [2]П.В. Балануца**

[1]Астрономическая обсерватория ИГУ, Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия
oliteya@gmail.com
[2]Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга МГУ, Москва, Россия

# FOUR-YEAR OBSERVATIONS OF 130 LOCALIZATION AREAS OF GAMMA-RAY BURSTS BY MASTER ROBOTIC NET

**[1, 2]O.A. Ershova, [2]E.M. Minkina. [2]P.V. Balanutsa**

[1]Astronomical Observatory of ISU, Irkutsk State University, Irkutsk, Russia
oliteya@gmail.com
[2]Sternberg Astronomical Institute, Moscow State University, Moscow, Russia

**Аннотация.** Работа посвящена исследованию гамма-всплесков: наблюдению их полей ошибок на телескопах-роботах Глобальной сети МАСТЕР МГУ [Lipunov et al., 2010], анализу раннего оптического излучения источников и сравнению их характеристик в оптическом, рентгеновском и гамма диапазонах. Представлены результаты анализа ранних наблюдений 130 областей локализации гамма-всплесков, проведенных на телескопах-роботах Глобальной сети МАСТЕР МГУ за 2011–2017 гг. в полностью автоматическом режиме. Из 130 гамма-всплесков в первые 60 с после срабатывания триггера на орбитальных обсерваториях Swift, Fermi, INTEGRAL, MAXI, Lomonosov, Konus-Wind, МАСТЕР навелся на 51, являясь мировым лидером по первым наведениям. Полная автоматизация наблюдений и собственное программное обеспечение обработки изображений в режиме реального времени позволили нам получить уникальные данные о раннем оптическом излучении, сопровождавшем гамма-всплески.

**Abstract.** This paper studies gamma-ray bursts: observation of error boxes on the MASTER SAI MSU Global Robotic Net in 2011–2017, analysis of early optical emission of sources in multiwavelength band on 130 GRB's localization areas. MASTER-Net is the world's first by pointings on 60s interval of trigger work. Fully automated observations in real time and software created by us allowed us to obtain unique data on early optical emission followed by gamma-ray bursts.

## ВВЕДЕНИЕ

Глобальная сеть телескопов-роботов МАСТЕР МГУ является лидером ранних наведений в исследовании областей локализации гамма-всплесков. Автоматический режим наблюдений позволяет получать в обработку до нескольких десятков и даже сотен тысяч источников и программно проводить их отождествление в соответствии с каталогами новых объектов, определяя движущиеся и стационарные объекты. Ключевыми особенностями сети являются идентичное приемное оборудование каждой обсерватории МАСТЕР, распределение по долготам и широтам земного шара (10 обсерваторий на настоящий момент), обеспечение быстрого наведения (десятки градусов в секунду) по целеуказанию, собственное программное обеспечение для обработки широкопольных изображений в режиме реального времени (1–2 мин после считывания с матрицы) с выделением новых или вспыхивающих объектов [Gorbovskoy et al., 2010]. Каждая обсерватория МАСТЕР — это быстрый (скорость позиционирования 30°/с) двойной широкопольный (2×4 кв. град.) и сверхширокопольный (2×384 кв. град.) цветной (BVRI+PP) поляризационный роботизированный телескоп. Ориентация поляризационных фильтров предполагает отсчет угла от направления на север против часовой стрелки: МАСТЕР-Амур — 45° камера 210, 135° камера 211; МАСТЕР-Тунка — 0° камера 206, 90°, камера 208; МАСТЕР-Кисловодск — 0º, 45° камера 200, 90°,135° камера 202, MASTER-SAAO — 135° камера 212, 45° камера 213.

Получены уникальные данные о раннем оптическом излучении, сопровождавшем гамма-всплески GRB 110801A, GRB120106A, GRB 120404A, GRB 120811C, GRB 120907A, GRB 121011A, GRB 130122A, GRB 130907A, GRB 131030A, GRB 131125A, GRB 140103A, GRB 140108A, GRB 140129B, GRB 140206A, GRB 140304A, GRB 140311B, GRB 140512A, GRB 140629A, GRB 140801A, GRB140907A, GRB 140930B, GRB141028A, GRB 141225A, GRB 150210A, GRB 150211A, GRB 150301B, GRB 150323C, GRB 150404A, Fermi trigger 449861706, GRB 150403A, GRB 150413A, GRB 150518A, GRB 150627A, GRB 151021A, GRB 151215A, GRB 160104A, GRB 160117B, GRB 160131A, GRB 160227A, GRB 160425A, GRB 160611A, GRB 160625B, GRB 160804A, GRB 160910A, GRB 161017A, GRB 161117A, GRB 161119A.

В работе рассмотрены результаты наблюдений в оптическом (МАСТЕР) и рентгеновском (Swift-BAT, XRT) диапазонах для следующих гамма-всплесков: GRB 130907A, GRB 120811C, GRB 110801A, GRB 120404A, GRB 140129B, GRB140311B, GRB 160227A, а также области локализации для нескольких десятков гамма-всплесков с обнаруженными в них оптическими транзиентами [Ershova et al., 2020]. Далее для примера приведен блок наблюдений для трех активных гамма-всплесков.

### GRB 130907A

Детектор Swift-BAT (15–150 кэВ) орбитальной обсерватории Swift зарегистрировал гамма-всплеск GRB 130907A 07.09.2013 в 21:14:13 UT. Рентгеновский детектор Swift-XRT (0.3–10 кэВ, рентгеновский телескоп) начал наблюдения через 66 с после

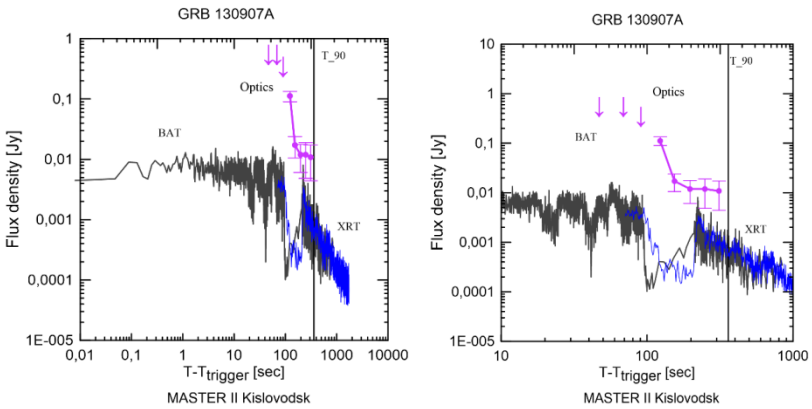



*Рис. 1*. Поведение яркости GRB 130907A в зависимости от времени по данным разных обсерваторий

триггера в 21:42:19.3 UT, оптический телескоп Swift-UVOT — через 77 с после триггера (длительностью 150 с). Первые детальные изображения вспышки были получены телескопом UVOT в окрестности точки с координатами, определенными Swift-XRT: $\alpha=14^h23^m34.03^s$; $\delta=+45^d36^m27.1^s$; здесь и далее эпоха J2000. Блеск объекта при наблюдениях в белом свете составил 15.55 зв. вел. Телескоп-робот МАСТЕР-Кисловодск навелся за 18 с в автоматическом режиме на координаты Swift-BAT в 21:42:00 UT и начал наблюдения (через 43 с от момента срабатывания триггера). Наблюдения были выполнены в двух перпендикулярных поляризациях, оптический транзиент присутствует на четырех первых изображениях с экспозициями 20, 30, 40, 50 с, что дало возможность программному обеспечению МАСТЕР автоматически обнаружить и подтвердить новый объект 15 зв. вел. в максимуме (оптический источник гамма-всплеска), сформировать и отправить телеграмму GCN. Вследствие большого зенитного расстояния (86°), на котором наблюдалась область локализации гамма-всплеска, объект виден на одиночных кадрах на протяжении первых пяти минут, в дальнейшем — только на суммарных кадрах. Отношение сигнал/шум во время съемки менялось в пределах от 3 до 6 (в зависимости от текущих метеоусловий). Наблюдения МАСТЕР в оптическом диапазоне выполнены до момента 360 с от начала события — в этот период Swift-BAT зарегистрировал 90 % энерговыделения всплеска.

Телескоп NOT (Nordic Optical Telescope) провел наблюдения транзиента с координатами RA, DEC (2000)=14 23 34.08+45 36 26,7, обнаруженного МАСТЕР и Swift-UVOT, измерив красное смещение $z=1.238$, что соответствует расстоянию 0.05 Гпк (при постоянной Хаббла 66.93).

Несмотря на значительное зенитное расстояние, на котором велись наблюдения, мы получили детализированную кривую блеска (рис. 1), которая позволяет корректно сравнивать результаты МАСТЕР и SWIFT. Провал, заметный на трех кривых в рентгеновском, гамма- и оптическом диапазонах, позволяет утверждать, что излучения всех трех видов возникли одновременно и имеют общую природу. Можно предположить, что оптическое и рентгеновское, а также ультрафиолетовое и инфракрасное излучения в данном случае являются частью послесвечения или переизлучения нагретого вещества, окружающего коллапсирующий объект.

**GRB 160227A**

В 19:32:08 UT 27.02.16 гамма-рентгеновская обсерватория SWIFT обнаружила GRB 160227A [Siegel et al., 2016]. Swift-XRT начал наблюдения через 151.8 с после триггера. Уточненные координаты Swift-XRT для этого всплеска: $\alpha=12^h59^m11.38^s$; $\delta=78^d40^m36.5^s$; радиус квадрата ошибок 5 угл. сек. Телескоп Swift-UVOT продолжил наблюдения в оптическом диапазоне через 150 с после триггера, обнаружив послесвечение яркостью 19.32±0.15 mag.

GRB 160227A наблюдался практически всей сетью МАСТЕР, что позволило построить кривую блеска на основании данных нескольких телескопов.

Телескоп МАСТЕР-Урал автоматически навелся и начал наблюдения GRB 160227A через 115 с после триггера SWIFT в 19:34:93 UT. На первом кадре с экспозицией 20 с в квадрате ошибок SWIFT-BAT был найден оптический источник с координатами $\alpha=12^h59^m14.13^s$; $\delta=+78^d40^m44.2^s$ и яркостью $17.3^m$. В течение часа было получено несколько одиночных и суммарных кадров, на которых видно уменьшение яркости гамма-всплеска от $17.0^m$ до $19.1^m$ ($m_{lim}=19.5$ mag). Наблюдения проведены в двух поляризациях.

Телескоп NOT начал наблюдения GRB 160227A 27.02.16 в 20:19:12 UT. Исследование спектра оптического послесвечения гамма-всплеска позволило оценить красное смещение $z=2.38$ [Xu et al., 2016].

Из 130 гамма-всплесков, оптическое исследование которых проведено на телескопах-роботах МАСТЕР, 85 событий зарегистрированы на орбитальной обсерватории Swift (первыми опубликованы), 33 — на Fermi, 5 — на INTEGRAL; координаты для трех получены по IPN-триангуляции, 4 получены на MAXI.

Телескоп NOT начал наблюдения GRB 160227A 27.02.16 в 20:19:12 UT. Исследование спектра оптического послесвечения гамма-всплеска позволило оценить красное смещение $z=2.38$. При рассмотрении кривой блеска (см. рис. 2) отчетливо заметна корреляция двух провалов на 174с, 383с, 607с и 2647с и пиков на 231с, 485с, 935с, 1765с и 2789с. в трех диапазонах излучения, далее оптическая кривая неравно-

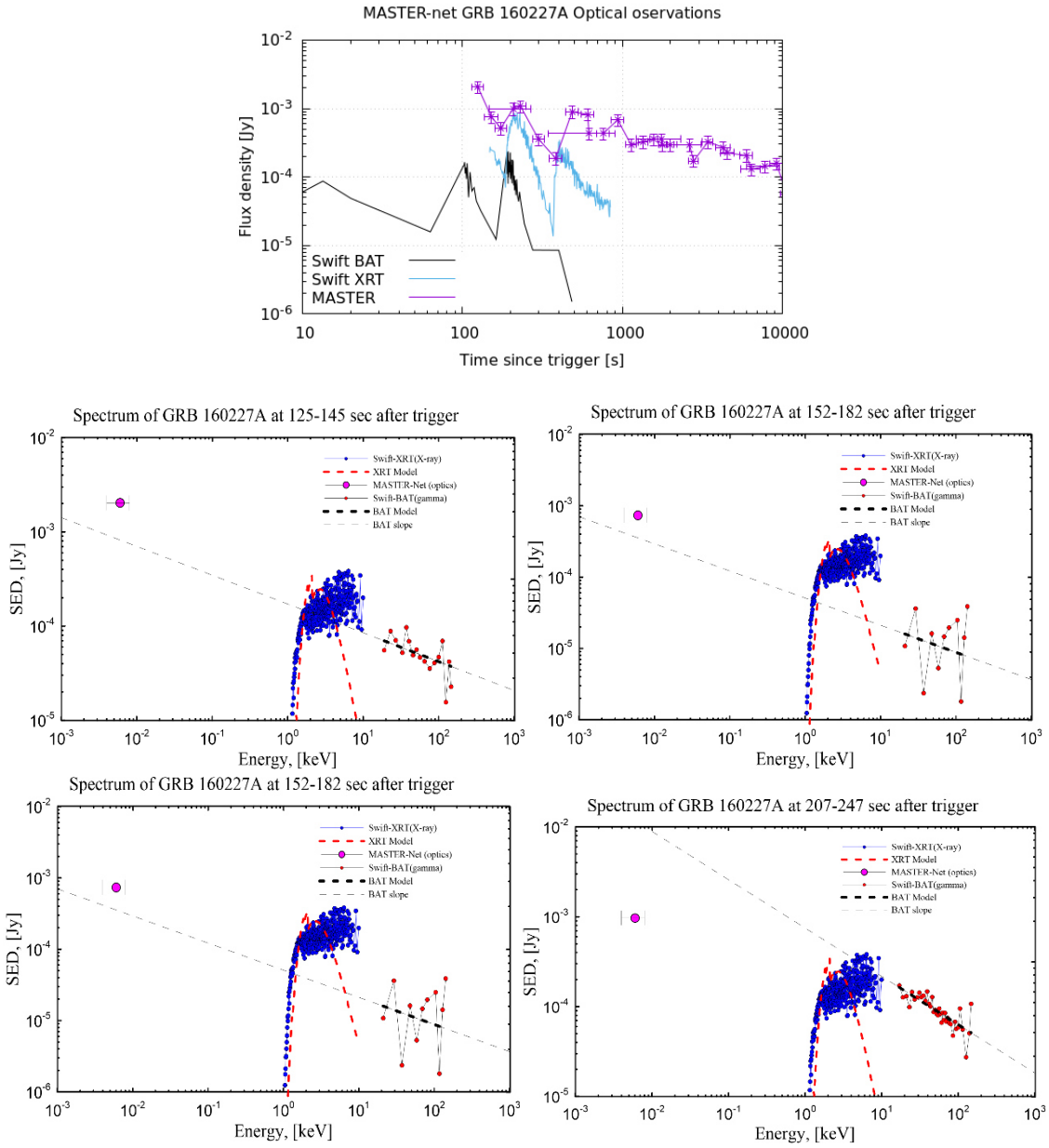



*Рис. 2*. GRB 160227A: кривая блеска с заметной корреляцией излучения трех типов от 100 до 1000 с, спектры GRB 160227A в интервале от 125 до 711 секунды после триггера

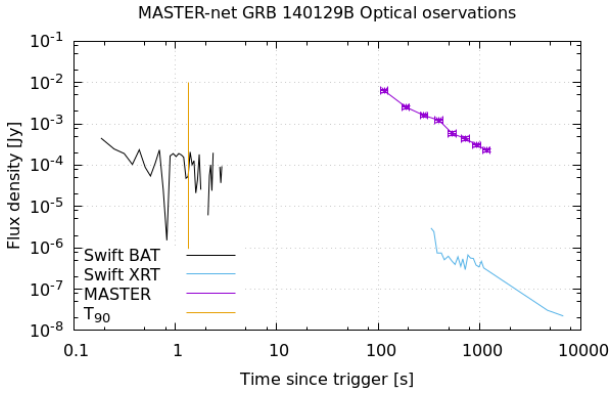



*Рис. 3*. Рентгеновская и оптическая кривые блеска для 140129B. Черная линия – гамма-излучение, фиолетовая – оптические точки, голубая – рентген, желтая – линия T_90

мерно спадает, в то время как данные в рентгеновском после 900с и гамма после 500 с обрываются.

## GRB 140129B

На рис. 3 показаны рентгеновская и оптическая кривые блеска для 140129B.

Обсерватория SWIFT зарегистрировала (Swift-BAT) гамма-всплеск GRB 140129B в 12:51:09 UT [Bernardini et al., 2014]. Детектор XRT начал наблюдения в 12:52:16.5 UT через 67.1 с после триггера, обнаружив рентгеновский источник в квадрате ошибок BAT. Телескоп UVOT начал наблюдения через 356 с после триггера в белом свете с экспозицией 150 с, обнаружив оптический источник по координатам $\alpha=21^h47^m01.67^s$; $\delta=+26^d12^m22.9^s$ с $m=16.9^m+-0.1^m$ (1σ) [Poleshchuk et al., 2014].

Телескоп МАСТЕР, расположенный в Тунке, навелся на гамма-всплеск GRB 140129B через 105 с после времени триггера 29.01.2014 в 12:52:54 UT. Яркость объекта составила около $14^m$ в соответствии с координатами SWIFT-UVOT и Swift-XRT.

Оптическая кривая блеска затухает линейно с небольшим пиком на 366-й секунде (15.9 mag), индекс затухания в интервале от 108 с до 1330 с равен 1.467. Начиная с 1000 с, рентгеновская кривая спадает с тем же значением. Доверительный интервал для оси Y составляет $0.75^{m}$.

Анализ 130 гамма-всплесков показал, что среди оптических телескопов другие инструменты, исследующие GRB, не наводились быстрее, чем МАСТЕР и Swift-UVOT.

Благодаря преимуществам телескопов-роботов Глобальной сети МАСТЕР (полная роботизация наблюдений, автоматическое быстрое наведение телескопов, проведение исследований в поляризационных и WBVRI-фильтрах одновременно, обработка результатов в режиме реального времени, созданные нами интерактивные инструменты анализа астрономических данных для исследования быстропеременных и движущихся объектов) можно получать и исследовать детальные кривые блеска источников гамма-всплесков в оптическом диапазоне. Из 130 исследованных областей локализации оптический компаньон обнаружен в 44 случаях.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Bernardini M.G., et al. GRB 140129B: Swift detection of a burst with an optical afterglow. *GCN Circular Archive*. 2014. № 15765. 1.

Gorbovskoy E.S., et al. Transient detections and other real-time data processing from MASTER-VWF wide-field cameras. *Adv. Astronomy*. 2010. Vol. 2010. P. 62G.

Ershova O., et al. Early optical observations of gamma-ray bursts compared with their gamma- and X-ray characteristics using a MASTER global network of robotic telescopes from Lomonosov Moscow State University. *Astronomy Rep.* 2020. Vol. 64. P. 126.

Kornilov V.G., et al. Robotic optical telescopes global network MASTER II. Equipment, structure, algorithms. *Experimental Astronomy*. 2012. Vol. 33. P. 173K.

Lipunov V.M., et al. Master Robotic Net. Adv. Astronomy. 2010. Vol. 2010. Article id 349171. 6 p. DOI: 10.1155/2010/349171.

Poleshchuk V.A., et al., MASTER OT early light curve. *GCN Circular Archive*. 2014. № 15776. 1.

Siegel M.H., et al. Swift detection of a burst with an optical counterpart. *GCN Circular Archive*. 2016. № 19098. 1.

Xu D., et al. NOT Redshift. *GCN Circular Archive*. 2016. № 19109. 1.

*Секция А. Астрофизика и физика Солнца. БШФФ-2022. С. 43–45.*

УДК 523.985

# ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НАНОВСПЫШЕК В КОРОНЕ СОЛНЦА И МЕТОДЫ ИХ РЕГИСТРАЦИИ

**[1, 2]Д.И. Завершинский, [1, 2]С.А. Белов, [1, 3]С.А. Богачёв, [1, 4]Л.С. Леденцов**

[1]Самарский национальный исследовательский университет им. академика С.П. Королева, Самара, Россия
dimanzav@mail.ru
[2]Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН, Самара, Россия
[3]Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия
[4]Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

# ENERGY DISTRIBUTIONS OF NANOFLARES IN THE SOLAR CORONA AND METHODS OF THEIR DETECTION

**[1, 2]D.I. Zavershinskii, [1, 2]S.A. Belov, [1, 3]S.A. Bogachev, [1, 4]L.S. Ledentsov**

[1]Samara National Research University, Samara, Russia
dimanzav@mail.ru
[2]Samara Branch of P.N. Lebedev Physical Institute RAS, Samara, Russia
[3]P.N. Lebedev Physical Institute of the RAS, Moscow, Russia
[4]Sternberg Astronomical Institute, Moscow State University, Moscow, Russia

**Аннотация.** Мы обсуждаем вопросы, связанные с регистрацией и исследованием солнечных вспышек малых энергий (нановспышек) в короне Солнца. Нановспышки — это события с энергией $10^{24}$–$10^{27}$ эрг, наблюдаемые как кратковременные всплески излучения в вакуумном УФ-диапазоне спектра. В настоящее время данные по нановспышкам в основном получают с помощью телескопов AIA на космической обсерватории SDO. Мы представляем методы регистрации таких событий, их энергетические распределения, а также оценки полной энергии и частоты нановспышек на Солнце. Отдельно обсуждается зависимость частоты нановспышек от фазы солнечного цикла и возможную асимметрию их распределения по диску Солнца.

**Ключевые слова:** солнечная активность, нановспышки, корона Солнца.

**Abstract.** We discuss the issues related to detection and study of low-energy solar flares (nanoflares) in the solar corona. Nanoflares have a total energy between $10^{24}$–$10^{27}$ ergs and are usually observed as short-term bursts of radiation in the extreme UV spectral range. Currently, the majority of data on nanoflares are obtained from AIA telescopes on board the SDO space observatory. We discuss the methods to detect such events, present their energy distributions and estimate their total energy and production rate. We also discuss the dependence of nanoflares' characteristics on phase of solar cycle and the possible asymmetry of nanoflares over the solar disk.

**Keywords:** solar activity, nanoflares, solar corona.

## ВВЕДЕНИЕ

Солнечные нановспышки представляют собой класс низкоэнергичных явлений на Солнце ($10^{24}$–$10^{27}$ эрг), первые экспериментальные признаки которых были обнаружены в 1980-х гг. в виде тонкой структуры излучения (например [Parker, 1988]). Фактически, было обнаружено, что связанные со вспышками всплески излучения при достаточно высоком временном разрешении распадаются на множество более коротких по времени всплесков с продолжительностью от долей секунды до десятков секунд. После начала работы на орбите достаточно точных космических телескопов, первым из которых, вероятно, надо считать аппарат TRACE с угловым разрешением менее 1 угл. сек., в короне Солнца было обнаружено множество мелкомасштабных источников излучения размером часто ~1 пиксель. Данные источники, по общему согласию, были отождествлены именно с солнечными нановспышками (например, [Aschwanden et al., 2000]). Значительный интерес к событиям данного типа возник в связи с представлениями о том, что полная энергия нановспышек, несмотря на их малую индивидуальную мощность, может быть значительной и даже превосходить суммарную энергию обычных вспышек на Солнце. Существует даже возможность обеспечения таким способом нагрева короны Солнца (а по аналогии, и звездных атмосфер), если рассматривать проблему нагрева короны как чисто энергетическую. Для последней задачи большое значение приобретает распределение нановспышек по энергиям, так как именно от его формы и наклона зависит полная энергия, заключенная в этих событиях. Многочисленные попытки измерить данное распределение на текущий момент приводят к противоречивым результатам. По некоторым данным, распределения нановспышек, которые обычно описываются степенным спектром $f \sim E^{-\varphi}$, имеют наклон $\varphi > 2$, что благоприятно для моделей нагрева короны данным механизмом, тогда как по другим данным наклон $\varphi < 2$. Не исключено, что это связано с тем, что наклон спектра зависит от фазы солнечного цикла, что объясняет разные результаты разных авторов. При такой зависимости, впрочем, данные тоже расходятся. Так, авторы [Ульянов и др., 2019] показали, что наклон спектра различается вблизи минимума и максимума цикла, тогда как [Purkhart, Veronig, 2022] получили отсутствие зависимости наклона от фазы цикла (наклон менялся, но хаотично, без выраженной зависимости). Возможна также зависимость наклона спектра нановспышек от места, где проводятся измерения; в частности, для обычных вспышек хорошо известна зависимость их частоты и характеристик от гелиошироты. Наконец, частота и мощность нано-

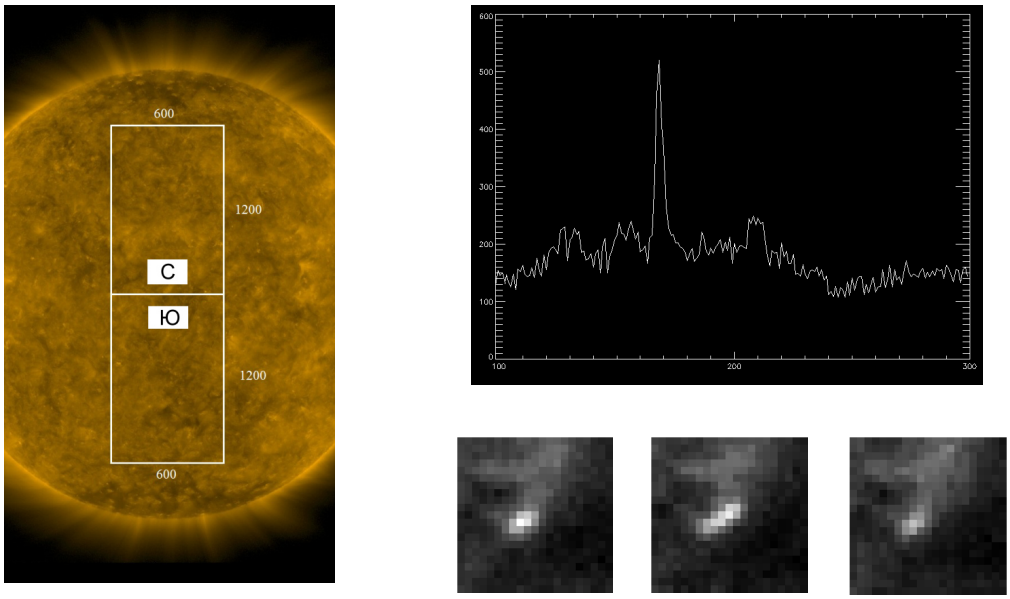



*Рис. 1*. Примеры исследованных фрагментов Солнца (слева) и обнаруженных нановспышек (справа)

Таблица 1

Серии без пятен для изучения нановспышек 2017–2020 гг.

| № | Дата начала серии | Число дней |
|---|---|---|
| 1 | 14.01.2017 | 131 |
| 2 | 01.02.2019 | 34 |
| 3 | 20.05.2019 | 37 |
| 4 | 26.11.2019 | 30 |
| 5 | 04.02.2020 | 35 |
| 6 | 24.08.2020 | 32 |

вспышек могут зависеть от величины фонового магнитного поля. Отметим, что все эти возможные зависимости на данный момент практически не исследованы.

Еще одним фактором, влияющим на результаты измерения нановспышек, являются методы выделения и измерения их характеристик. В отличие от обычных вспышек, потоки излучения от которых превышают фоновые потоки порой на несколько порядков величины, всплески излучения от нановспышек сравнимы с естественным (тепловым или фотонным) шумом регистрации. Поэтому результаты имеют чувствительность к методу обработки.

Мы представляем предварительные результаты исследований, направленных на улучшение методов регистрации нановспышек в короне Солнца, а также на изучение возможных зависимостей их частоты и распределения от времени (например, фазы цикла) и места регистрации.

## ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

Для исследования мы используем данные телескопа AIA на космическом аппарате SDO, полученные в канале 17.1 нм, где основным источником излучения является корона Солнца с температурой $T$~0.6 млн. К. Поскольку нановспышки наиболее уверенно выделяются на фоне спокойной короны, мы выбрали несколько периодов предыдущего солнечного цикла, когда на диске Солнца отсутствовали активные области (согласно каталогу NOAA). Соответствующие периоды приведены в табл. 1 (был изучен интервал времени 2017–2020 гг., приведены интервалы продолжительностью не менее 30 дней).

С целью исследования зависимостей распределений от гелиошироты, а также возможных асимметрий в северном и южном полушариях, мы исследуем протяженные участки, расположенные в обоих полушариях (рис. 1).

Для исследования выбирались интервалы времени продолжительностью 1 ч. Поскольку временное разрешение телескопов AIA составляет 12 с, каждая серия состояла из 300 изображений. Производилась компенсация за дифференциальное вращение Солнца, после чего измерялся сигнал в каждом пикселе $I(t)$. Далее для каждого пикселя измерялась разность между соседними кадрами $dI(t_i)=I(t_{i+1})-I(t_i)$ и находилось ее среднеквадратичное отклонение σ. Для выделения наноспышек в текущем исследовании мы выбирали события по критерию разового роста излучения на величину не менее 3σ, которые затем анализировались более подробно.

## ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Исследование показало, что количество нановспышек, как и следовало ожидать, очень чувствительно к порогу, по которому производится отсечение событий от шума. В табл. 2 приведено количество событий для одного тестового фрагмента Солнца размером 400×200 пикселей, обнаруженное в течение часа.

Обращает на себя внимание, что падение числа событий с ростом порога происходит заметно медленнее, чем это можно ожидать в случае нормального распределения. Если для уровня 2σ доля событий примерно совпадает с ожидаемой для нормального распределения (если учесть, что вы выбираем события только по критерию +2σ), то далее она начинает превышать ожидаемую. Особенно значительные отклонения возникают при больших значениях порога.

Таблица 2

Зависимость числа нановспышек от порога их отделения от шума

| Порог | 2σ | 3σ | 4σ | 5σ | 6σ | 7σ | 8σ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Число | 528 852 | 41 689 | 2 925 | 474 | 231 | 132 | 87 |
| Доля, % | 2.2 | 0.17 | 0.012 | 0.0020 | 0.0096 | 0.00055 | 0.00036 |

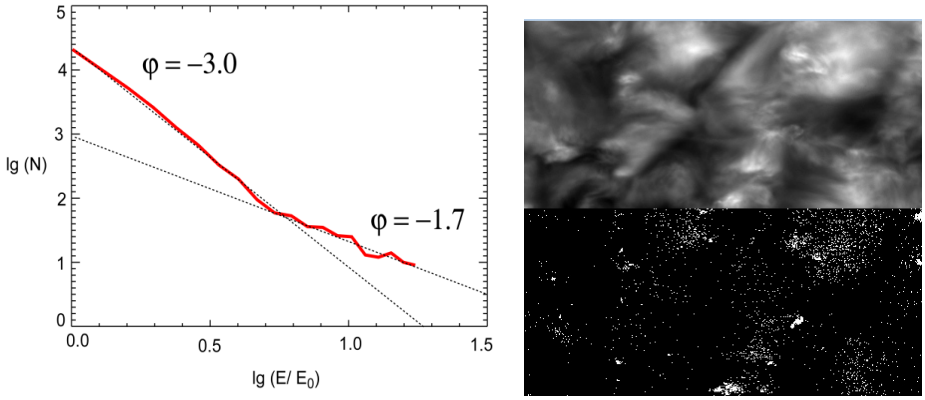



*Рис. 2*. Примеры распределения нановспышек по энергиям (слева) и по поверхности Солнца (справа; вверху — корона Солнца, внизу — нановспышки)

Мы объясняем это тем, что при любом способе детектирования нановспышки будут смешиваться с естественными статистическими отклонениями шума. При этом при низком пороге отсечения должна доминировать естественная шумовая компонента, имеющая нормальное распределение. При росте порога, напротив, должны доминировать всплески излучения вспышек, распределение которых имеет иной характер (предположительно, степенной). В частности, если полагать, что при нормальном распределении за пределами +3σ должны находиться 0.1 % событий, а мы измерили 0.17 %, можно сделать вывод, что около половины событий при таком пороге отсечения являются нановспышками.

Распределения нановспышек, выявленные таким методом, имеют степенной спектр (рис. 2), однако во многих случаях наблюдается излом спектра: распределение на высоких энергиях является более пологим, чем на низких. Это может быть еще одной причиной неопределенности ранее полученных результатов: попытка привести спектр к одному наклону, без учета его возможной двухстепенной формы. Сравнение пространственного распределения нановспышек (справа на рис. 2) показывает его высокую корреляцию с областями повышенного магнитного поля. Здесь, однако, может играть роль более высокий уровень шума в более ярких областях, что приводит к зашумленности измерений. Соответственно, требуется более детальное исследование.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 22-22-00879.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Ульянов А.С., Богачёв С.А., Рева А.А. и др. Распределение энергии нановспышек в минимуме и на фазе роста 24-го солнечного цикла. *Письма в АЖ*. 2019. Т. 45, № 4. С. 290–300.

Aschwanden M.J., Tarbell T.D., Nightingale R.W., et al. Time variability of the quiet Sun observed with TRACE. II. Physical parameters, temperature evolution, and energetics of extreme-ultraviolet nanoflares. *Astrophys. J.* 2000. Vol. 535. P. 1047–1065.

Parker E.N. Nanoflares and the solar X-ray corona. *Astrophys. J.* 1988. Vol. 330. P. 474–479.

Purkhart S., Veronig A.M. Nanoflare distributions over solar cycle 24 based on SDO/AIA differential emission measure observations. *Astron. Astrophys*. 2022. Vol. 661, id.A149.

*Секция В. Физика атмосферы Земли, включая околоземное космическое пространство. БШФФ-2022. С. 46–48.*

УДК 523.62

# МЕЖПЛАНЕТНЫЕ УДАРНЫЕ ВОЛНЫ И МГД-ТУРБУЛЕНТНОСТЬ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА В МАРТЕ 2013 г.

**А.С. Зверев, С.А. Стародубцев, В.Г., Григорьев, П.Ю. Гололобов**

Институт космофизических исследований и аэрономии им. Ю.Г. Шафера СО РАН, Якутск, Россия
a__zverev@mail.ru

# INTERPLANETARY SHOCK WAVES AND MHD-TURBULENCE OF THE SOLAR WIND IN MARCH 2013

**A.S. Zverev, S.A. Starodubtsev, V.G, Grigoryev, P.Yu. Gololobov**

Yu.G. Shafer Institute of Cosmophysical Research and Aeronomy SB RAS, Yakutsk, Russia
a__zverev@mail.ru

**Аннотация.** В работе изучаются МГД-волны в окрестности квазипараллельных межпланетных ударных волн, зарегистрированных на орбите Земли космическим аппаратом WIND в марте 2013 г. На основе анализа данных прямых измерений параметров межпланетной среды установлен вклад различных типов МГД-волн (альфвеновских, быстрых и медленных магнитозвуковых) в наблюдаемый спектр флуктуаций межпланетного магнитного поля на инерционном участке спектра турбулентности солнечного ветра. Получено их распределение в окрестности этих ударных волн.

**Ключевые слова:** солнечный ветер, межпланетная ударная волна, МГД-волны.

**Abstract.** In this paper, we study MHD waves in the vicinity of quasi-parallel interplanetary shock waves recorded in the Earth's orbit by the WIND spacecraft in March 2013. Based on the analysis of data from direct measurements of the parameters of the interplanetary medium, the contribution of various types of MHD waves (Alfven, fast and slow magnetosonic) to the observed spectrum of interplanetary magnetic field fluctuations in the inertial region of the solar wind turbulence spectrum. Their distribution in the vicinity of these shock waves is obtained.

**Keywords:** solar wind, interplanetary shock, MHD-waves.

## ВВЕДЕНИЕ

Изучение МГД-турбулентности солнечного ветра (СВ), главным образом возмущений межпланетного магнитного поля (ММП) с характерным масштабом менее 1 а.е., составляет одну из важнейших задач солнечно-земной физики, поскольку их наличие во многом определяет протекание различных физических процессов в межпланетной среде и в магнитосферах планет. Многочисленные измерения ММП на орбите Земли указывают на существование протяженного частотного спектра их флуктуаций [Russell, 1972; Коваленко, 1983]. Причем, в зависимости от уровня возмущенности Солнца, спектры флуктуаций ММП подвержены значительным временным изменениям. Поскольку вместе с магнитным полем изменяются и другие компоненты среды, которые и определяют ее состояние, то возникает необходимость изучения соответствующих изменений МГД-турбулентности СВ. При этом давно известно, что весь наблюдаемый спектр условно можно разбить на три участка (энергетический, инерционный и диссипативный), свойства волн и колебаний в которых различны. Причины, приводящие к этому, могут быть различны. Поэтому весьма важным является изучение разных типов МГД-волн при разных условиях в СВ. Эта задача весьма нетривиальна, поскольку требует знания многих компонентов среды, которые не всегда доступны и известны.

В данной работе на примере двух событий прохождения через орбиту Земли двух квазипараллельных межпланетных ударных волн (МУВ) в марте 2013 г. авторы изучают свойства определенных типов МГД-волн.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И МЕТОД

В работе используются данные прямых измерений параметров СВ на различных космических аппаратах (КА), представленные разными командами исследователей на сайтах с открытым доступом. Мы использовали 1-мин и 1-час данные измерений параметров ММП и плазмы СВ на КА ACE и WIND [https://omniweb.gsfc.nasa.gov], а также 1-час данные измерений потоков энергичных частиц на КА ACE [https://izw1.caltech.edu/ACE/ASC/index.html]. Мы также использовали информацию о свойствах МУВ [https://lweb.cfa.harvard.edu/shocks; http://ipshocks.fi/database].

Свойства МГД-волн на инерционном участке спектра турбулентности СВ ($\sim 10^{-4} \div 10^{-1}$ Гц) мы изучали на основе 1-мин данных и методов спектрального анализа. Для этого мы применяли метод Блэкмена—Тьюки с корреляционным окном Тьюки [Отнес, Эноксон, 1982]. Длина реализации исходных данных при расчетах спектральных характеристик составляла 1 сут, число степеней свободы 67, т. е. величина доверительных интервалов была достаточно мала. Отметим, что для идентификации МГД-волн важную роль играет так называемый коэффициент когерентности, который определяется как положительное значение из квадратного корня от функции когерентности и является аналогом функции корреляции, но не во временной, а в частотной области. Его использование позволяет определить вклад одного из типов МГД-волн (альфвеновских, быстрых или медленных магнитозвуковых) в наблюдаемый спектр ММП. Это следует из того известного факта,

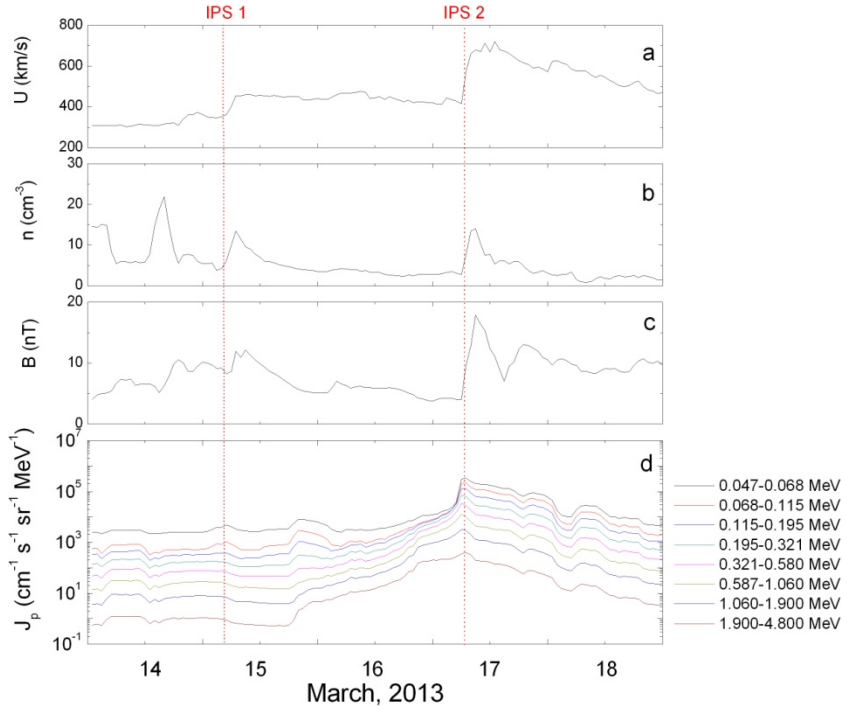



*Рис. 1.* Скорость (*a*), концентрация (*b*), модуль ММП (*c*) и потоки протонов (*d*) в зависимости от времени по измерениям на КА ACE для периода 14–18 марта 2013 г. Штриховыми линиями отмечены времена регистрации квазипараллельных МУВ на КА WIND. Справа приведена легенда для восьми дифференциальных энергетических каналов в эксперименте ACE/EPAM

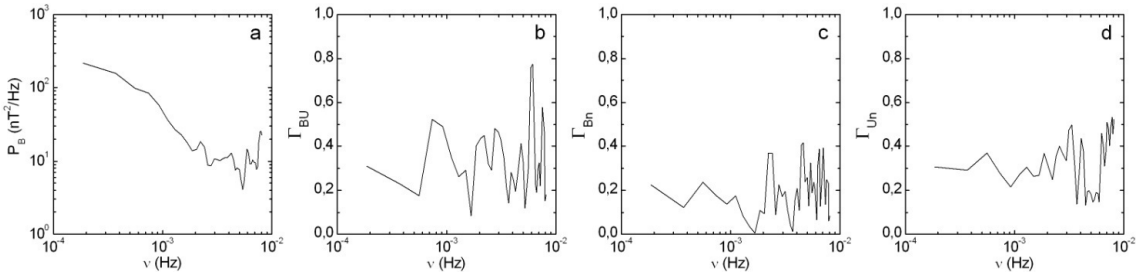



*Рис. 2.* Наблюдаемый спектр мощности модуля ММП (*a*), коэффициенты когерентности между *B* и *U* (*b*), *B* и *n* (*c*), *U* и *n* (*d*), характеризующие вклад МГД-волны определенного типа в спектр ММП

что альфвеновским волнам соответствует высокая корреляция между величиной ММП и скоростью СВ, быстрым магнитозвуковым — между величиной ММП и концентрацией плазмы СВ, а медленным магнитозвуковым — между скоростью и концентрацией плазмы СВ [Luttrell, Richter, 1986, 1987a, 1987b; Топтыгин, 1983].

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 приведены данные прямых измерений параметров СВ, а также потоков космических лучей низких энергий на КА ACE для периода времени 14–18 марта 2013 г. При этом 15 и 17 марта на орбите Земли были зарегистрированы две МУВ. В 04:33 UT 15 марта 2013 г. на КА WIND была зарегистрирована первая квазипараллельная МУВ с нормалью к фронту **n**(–0.68; –0.26; –0.69) в системе координат GSE и с углом между средним направлением ММП и нормалью к фронту $\theta_{Bn}$=4º [http://ipshocks.fi/database]. Вторая, также квазипараллельная МУВ была зарегистрирована этим же КА 17 марта в 05:21 UT, в этом случае компоненты нормали к фронту имели значения n(–0.964; 0.028; 0.104), а угол θBn=31.2º [https://lweb.cfa.harvard.edu/shocks].

Для примера на рис. 2 приведены наблюдаемый спектр мощности модуля ММП (*a*), коэффициенты когерентности между величинами *B* и *U* (*b*), *B* и *n* (*c*), *U* и *n* (*d*). Первый из этих коэффициентов соответствует вкладу альфвеновских волн в наблюдаемый спектр флуктуаций ММП, второй — вкладу быстрых магнитозвуковых и третий — медленных магнитозвуковых. Для того чтобы установить спектр флуктуаций МГД-волны определенного типа достаточно наблюдаемые значения спектра модуля ММП домножить на соответствующий коэффициент когерентности, который изменяется от 0 до 1 [Бережко, Стародубцев, 1988]. Тогда их сумма соответствует наблюдаемому спектру МПП. При этом всегда есть небольшие отклонения (в пределах статистических неопределенностей), которые мы интерпретируем как присутствие в межпланетной среде статических колебаний, не имеющих собственной направленной скорости относительно окружающей среды, а переносимых в ней СВ.

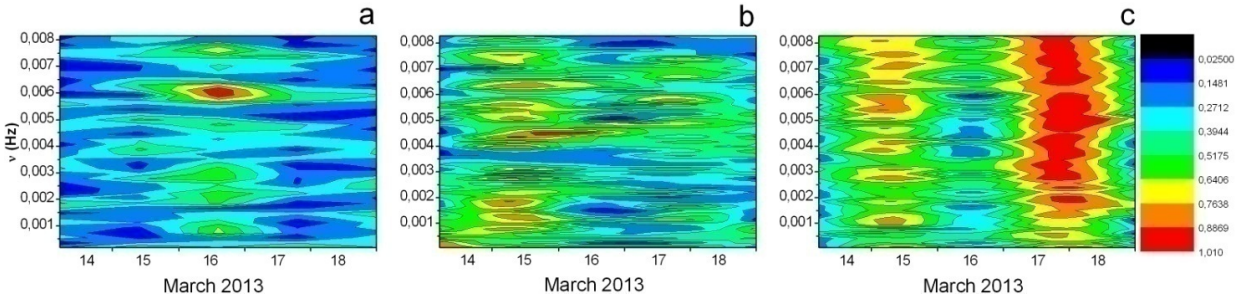



*Рис. 3.* Изменение во времени коэффициентов когерентности между *B* и *U* (*a*), *B* и *n* (*b*), *U* и *n* (*c*). По оси ординат отложена частота, по оси абсцисс — время. Справа показано изменение представленных величин

Для того чтобы наглядно представить динамику коэффициентов когерентности во времени, мы построили контурные карты (рис. 3). Из рисунка видно, что вклад альфеновских волн в наблюдаемый спектр мощности ММП максимален перед приходом 2-й МУВ, вклад быстрых магнитозвуковых — в окрестности фронта 1-й и перед фронтом 2-й МУВ, а вклад медленных магнитозвуковых — в окрестности фронта 1-й и за фронтом 2-й МУВ. Нужно отметить, что о медленных магнитозвуковых волнах в СВ известно мало, и необходимы дальнейшие исследования в этом направлении.

Необходимо принять во внимание, что генерация различных видов МГД-волн может происходить как в области взаимодействия разноскоростных потоков СВ [Kennel, Sagdeev, 1967; Стародубцев и др., 1996], так при наличии потоков КЛ с энергией порядка 1 МэВ солнечного и межпланетного происхождения, которые за счет больших градиентов и величин потоков заряженных частиц способны развить в СВ различные плазменные неустойчивости, конверсия которых и может привести к генерации МГД-волн [Бережко, 1986, 1990; Reames, 1989; Vainio, 2003; Танеев и др., 2018] (см. рис. 1).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе проведенного анализа можно сделать следующие выводы:

1. В спокойном СВ практически всегда присутствуют альфвеновские волны, которые в силу малого декремента затухания могут от места генерации вблизи или на Солнце достигать орбиты Земли.

2. Регистрация быстрых и медленных магнитозвуковых волн связана с прохождением МУВ и других крупномасштабных возмущений СВ вблизи орбиты Земли, что обусловлено их большими декрементами затухания.

3. Для детального понимания условий генерации различного типа МГД-волн требуются дальнейшие исследования с привлечением данных прямых измерений параметров межпланетной среды на КА.

Работа поддержана грантом РНФ № 22-22-20045. Авторы благодарят команды OMNIdatabase, ACE и WIND за предоставленные данные.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Бережко Е.Г. Неустойчивость в ударной волне, распространяющейся в газе с космическими лучами. *Письма в Астрон. журн*. 1986. Т. 12. С. 842–847.

Бережко Е.Г. Генерация МГД-волн в межпланетной плазме потоками солнечных космических лучей. *Письма в Астрон. журн*. 1990. Т. 16. С. 1123–1132.

Бережко Е.Г., Стародубцев С.А. Природа динамики спектра флуктуаций космических лучей. *Изв. АН СССР. Сер. физ*. 1988. Т. 52. С. 2361–2363.

Коваленко В.А. *Солнечный ветер*. М.: Наука, 1983. 272 с.

Отнес Р., Эноксон Л. *Прикладной анализ временных рядов*. М.: Мир, 1982. 430 с.

Стародубцев С.А., Транский И.А., Веригин М.И., Котова Г.А. Флуктуации интенсивности космических лучей и межпланетного магнитного поля в области взаимодействия потоков солнечного ветра с различной скоростью. *Геомагнетизм и аэрономия*. 1996. Т. 36. С. 134–138.

Танеев С.Н., Стародубцев С.А., Бережко Е.Г. Ускорение частиц и генерация альфвеновских волн на межпланетной ударной волне 4 апреля 2001 г. *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. 2018. Т. 153, № 5. С. 765–775.

Топтыгин И.Н. *Космические лучи в межпланетных магнитных полях*. М.: Наука, 1983. 304 с.

Kennel C.F., Sagdeev R.Z. Collisionless shock waves in high β plasmas: 1. *J. Geophys. Res.* 1967. Vol. 72. P. 3303–3326.

Luttrell A.H., Richter A.K. Power spectra of low frequency MHD turbulence up- and downstream of interplanetary fast shocks within 1 au. *Ann. Geophys.* 1986. Vol. 4. P. 439–446.

Luttrell A.H., Richter A.K. Study of MHD fluctuations upstream and downstream of quasiparallel interplanetary shocks. *J. Geophys. Res.* 1987a. Vol. 92. P. 2243–2252.

Luttrell A.H., Richter A.K. Evidence for slow mode MHD turbulence in the solar wind: Post-shock observations at 0.31 au. *J. Geophys. Res.* 1987b. Vol. 92. P. 13653–13657.

Reames D.V. Wave generation in the transport of particles from large solar flares. *Astrophys. J. Lett*. 1989. Vol. 342. P. L51–L53.

Russell C.T. Comments on the measurement of power spectra of the inter-planetary magnetic field. *Solar Wind. NASA SP-308*. 1972. P. 365–374.

Vainio R. On the generation of Alfven waves by solar energetic particles. *Astron. Astrophys.* 2003. Vol. 406. P. 735–740.

URL: https://omniweb.gsfc.nasa.gov (дата обращения 30 мая 2022 г.).

URL: https://izw1.caltech.edu/ACE/ASC/index.html (дата обращения 30 мая 2022 г.).

URL: https://lweb.cfa.harvard.edu/shocks (дата обращения 30 мая 2022 г.).

URL: http://ipshocks.fi/database (дата обращения 30 мая 2022 г.).

*Секция А. Астрофизика и физика Солнца. БШФФ-2022. С. 49–51.*

УДК 524.1

# МОНИТОРИНГ ГЕОМАГНИТНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ПО ДАННЫМ НАЗЕМНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В НАЧАЛЕ 25-го ЦИКЛА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

**А.С. Зверев, В.Г, Григорьев, С.А. Стародубцев, П.Ю. Гололобов**

Институт космофизических исследований и аэрономии им. Ю.Г. Шафера СО РАН, Якутск, Россия
a_zverev@mail.ru

# MONITORING OF GEOMAGNETIC DISTURBANCES USING DATA FROM GROUND-BASED OBSERVATIONS OF COSMIC RAYS MADE AT THE BEGINNING OF THE 25TH SOLAR CYCLE

**A.S. Zverev, S.A. Starodubcev, V.G. Grigorev, P.Yu. Gololobov**

Yu.G. Shafer Institute of Cosmophysical Research and Aeronomy SB RAS, Yakutsk, Russia
a_zverev@mail.ru

**Аннотация.** В ИКФИА СО РАН с помощью наземных измерений космических лучей проводится непрерывный мониторинг и прогноз геомагнитных возмущений с амплитудой $Dst$<–50 нТл. Мониторинг основан на использовании результатов метода глобальной съемки по данным международной базы NMDB, что позволяет отслеживать динамику углового распределения космических лучей за каждый час наблюдений в реальном времени. Результаты прогнозов за 2013–2018 гг. показали, что наблюдавшиеся геомагнитные возмущения с $Dst$<–50 нТл были предсказаны с заблаговременностью от нескольких часов до суток с вероятностью ~0.8. Приведены данные мониторинга геомагнитных бурь за 2019–2022 гг. Показано, что используемая методика, также с вероятностью ~0.8, позволила прогнозировать за указанный период попадания Земли в области геомагнитных возмущений с $Dst$<–50 нТл.

**Ключевые слова:** геомагнитные возмущения, метод глобальной съемки, космические лучи, предвестники.

**Abstract.** Using ground-based measurements of cosmic rays, ShICRA SB RAS continuously monitors and forecasts geomagnetic disturbances with amplitude of $Dst$<–50 nT. Monitoring is based on the use of results of the global survey method, according to data from the NMDB database. This allows the dynamics of the angular distribution of cosmic rays to be observed in real time for each hour of observations. Results of forecasts in 2013–2018 showed that the observed geomagnetic disturbances with $Dst$<–50 nT were predicted with a lead time of several hours to a day, with a probability of more than 0.8. This paper presents further data on the monitoring of geomagnetic storms in 2019–2022. It is shown that the technique used, also with the above probability, made it possible to predict the Earth's passage through the area of geomagnetic disturbances with $Dst$<–50 nT during the specified period.

**Keywords:** geomagnetic disturbances, global survey method, cosmic rays, precursors.

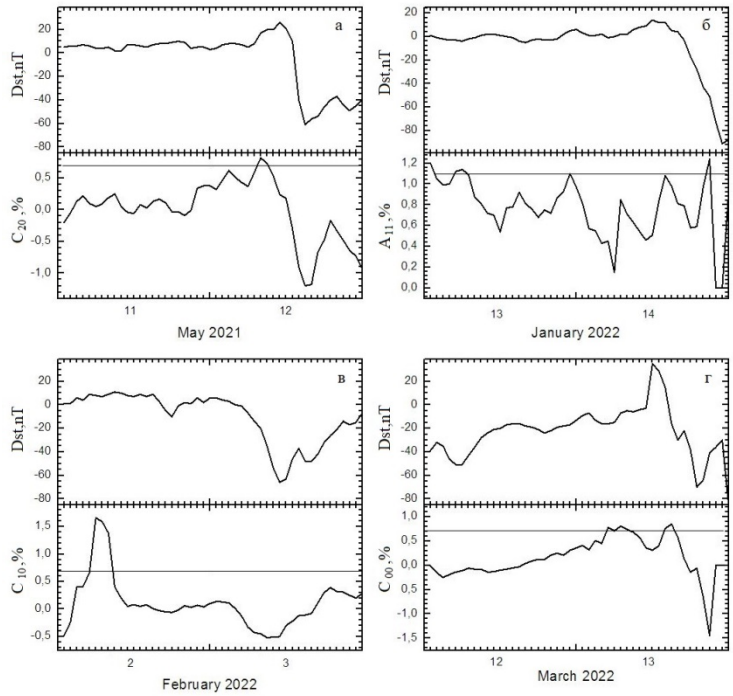
## ВВЕДЕНИЕ

Проведенные ранее исследования [Дворников и др., 1995; Dorman et al., 2003; Munakata et al., 2000] показали, что наиболее интенсивные геомагнитные бури имеют явные предвестники в поведении интенсивности и углового распределения галактических космических лучей (КЛ) по данным нейтронных мониторов и мюонных телескопов. В ИКФИА СО РАН с 2013 г. ведется непрерывный мониторинг космической погоды по данным наземных измерений КЛ. Мониторинг основан на использовании метода глобальной съемки по данным международной базы измерений на мировой сети нейтронных мониторов NMDB [http://www.nmdb.eu] и позволяет в реальном времени отслеживать динамику углового распределения КЛ за каждый час наблюдений. Результаты мониторинга доступны в на [http://www.ysn.ru/~starodub/SpaceWeather/global_survey_real_time.html]. В работе [Григорьев и др., 2017] показано, что основными параметрами распределения КЛ эффективно реагирующими на приближение к Земле геоэффективных возмущений межпланетной среды, являются изменения амплитуд зональных (северо-южных) компонент высокочастотной части изотропной интенсивности $C_{00}$ и первых двух гармоник углового распределения КЛ $C_{10}$ и $C_{20}$. По результатам мониторинга за 2013–2018 гг., было установлено [Григорьев и др., 2019], что превышение положительных значений зональных компонент выше некоторых критических величин, зависящих от уровня солнечной активности, с вероятностью ~0.8 связано (с заблаговременностью от нескольких часов до суток) с предстоящим геомагнитным возмущением с $Dst$<–50 нТл. При этом учитываются величины суммарных значений положительных $\sum C^{+}=C^{+}_{00}+C^{+}_{10}+C^{+}_{20}$ и отрицательных $\sum C^{-}=C^{-}_{00}+C^{-}_{10}+C^{-}_{20}$ возрастаний этих компонент, которые соответственно являются дополнительными предикторами начала геомагнитной бури и наступления главной фазы возмущения. Учитывается также информация о значительном увеличении амплитуды суточной анизотропии $A_{11}$, что с хорошей вероятностью указывает на предстоящее геомагнитное возмущение. При отсутствии возмущений максимальные значения вышеуказанных параметров не превышают по модулю 0.5 % для зональных компонент и 0.7 % для амплитуды $A_{11}$. Приводятся данные о проявлении предикторов геомагнитных возмущений по результатам проводимого мониторинга за 2019–2022 гг.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Период 2019–2021 гг. характеризуется относительно низкой геомагнитной активностью. Лишь одна буря (04.11.2021) имела $Dst$~–100 нТл. Поэтому с целью увеличения эффективности прогноза были приняты уменьшенные на ~10 % значения критических параметров распределения КЛ, позволившие

| № | Начало возмущения (UT) | *Dst*, нТл | Δ*t* предиктора | ∑+ | $A_{11}$ | $C_{00}$ | $C_{10}$ | $C_{20}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 2019.05.14 ($04^h$) | –65 | – | – | – | – | – | – |
| 2 | 2019.08.05 ($08^h$) | –53 | 7 | – | – | – | – | + |
| 3 | 2020.04.20 ($10^h$) | –59 | – | – | – | – | – | – |
| 4 | 2021.02.24 ($06^h$) | –86 | 27 | – | + | – | – | + |
| 5 | 2021.03.01 ($03^h$) | –59 | 4 | + | – | – | – | + |
| 6 | 2021.05.12 ($14^h$) | –61 | 12 | + | – | – | – | + |
| 7 | 2021.08.27 ($09^h$) | –82 | 16 | + | – | – | – | + |
| 8 | 2021.09.17 ($20^h$) | –64 | – | – | – | – | – | – |
| 9 | 2021.10.17 ($10^h$) | –55 | 15 | + | – | – | – | – |
| 10 | 2021.11.04 ($02^h$) | –102 | 19 | + | – | + | – | + |
| 11 | 2022.01.14 ($17^h$) | –91 | 42 | – | + | – | – | – |
| 12 | 2022.02.03 ($06^h$) | –66 | 27 | + | – | – | + | – |
| 13 | 2022.02.10 ($16^h$) | –60 | 6 | + | + | – | – | + |
| 14 | 2022.03.13 ($15^h$) | –85 | 13 | + | – | – | – | – |
| 15 | 2022.04.14 ($04^h$) | –81 | 3 | + | – | – | – | + |




Поведения *Dst*-вариаций, параметров значений $C^+_{20}$ (*а*), $C^+_{00}$ (*г*), $C^+_{10}$ (*в*) и амплитуды суточной анизотропии $A_{11}$ (*б*) для приведенных случаев геомагнитных возмущений. Прямыми линиями указаны соответствующие критические уровни

с большей вероятностью прогнозировать попадание Земли в области геоэффективных возмущений солнечного ветра за указанный период. Уровни критических величин положительных зональных компонент и их суммы имели соответственно значения 0.6 и 0.8 %, а для амплитуды суточной анизотропии $A_{11}$ — 1.1 %. Из 15 наблюдавшихся геомагнитных бурь с внезапным началом и *Dst*<–50 нТл предиктор имели по результатам проводимого мониторинга 12 возмущений, что составило вероятность прогноза геомагнитных возмущений ~0.8. В таблице приведены даты начал и амплитуды минимального понижения *Dst* для интенсивных магнитных бурь, характеризующихся *Dst*<–50 нТл [http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dst_realtime/presentmonth/index.html]. Для всех событий приведены в часах время опережения Δ*t* предиктора (если есть) начала магнитной бури. Также указаны параметры распределения КЛ, в поведении которых мог бы проявиться предиктор. В каждом возмущении знаком + отмечены параметры, значения которых превысили критические уровни. На рисунке показаны примеры геомагнитных возмуще-

ний, в которых в качестве предикторов проявились увеличения одного из значений $C^{+}_{20}$, $C^{+}_{00}$, $C^{+}_{10,}$ и амплитуды суточной анизотропии $A_{11}$.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проводимый в ИКФИА СО РАН мониторинг космической погоды на основе измерений КЛ на мировой сети нейтронных мониторов с помощью метода глобальной съемки показывает эффективные результаты по прогнозу геомагнитных возмущений. Вероятность прогноза интенсивных магнитных бурь с внезапным началом и $Dst$<–50 нТл за 2019–2022 гг. составила ~0.8.

Работа выполнена в рамках Госзадания, регистрационный номер ЕГИСУ НИОКТР 122011700180-7. Авторы благодарны за предоставленные данные NMDB [www.nmdb.eu] при поддержке программы Европейского союза FP7 (контракт № 213007).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Григорьев В.Г., Стародубцев С.А., Гололобов П.Ю. Мониторинг геомагнитных возмущений на основе метода глобальной съемки в реальном времени. *Солнечно-земная физика*. 2019. Т. 5, № 3. С. 110–115.

Григорьев В.Г., Стародубцев С.А., Гололобов П.Ю. Мониторинг предвестников геомагнитных возмущений по данным наземных измерений космических лучей. *Изв. РАН*. Сер. физ. 2017. Т. 81, № 2. С. 219–221.

Дворников В.М., Сдобнов В.Е., Сергеев А.В. Способ прогноза спорадических геоэффективных возмущений солнечного ветра. *Патент РФ № 1769602*. 1995.

Dorman L.I., Belov A.V., Eroshenko E.A., et al. Possible cosmic ray using for forecasting of major geomagnetic storms, accompanied by Forbush effects. *Proc. 28th Intern. Cosmic Ray Conf*., Tsukuba. 2003. Vol. 6. P. 3553–3556.

Munakata K., Bieber J.W., Yasue S., et al. Precusors of geomagnetic storms observed by the muon detector network. *J. Geophys. Res.* 2000. Vol. 105. P. 27457–27468.

URL: http://www.nmdb.eu.

URL: http://www.ysn.ru/~starodub/SpaceWeather/global_survey_real_time.html.

URL: http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dst_realtime/present-month/index.html.

*Секция А. Астрофизика и физика Солнца. БШФФ-2022. С. 52–54.*

УДК 524.1

# АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ УСТАНОВКИ TAIGA-IACT

**А.Д. Иванова, Д.П. Журов**

Научный исследовательский институт прикладной физики Иркутского государственного университета, Иркутск, Россия
2013sasha68@gmail.com

# ANALYSIS OF EXPERIMENTAL DATA FROM THE TAIGA-IACT INSTALLATION

**A.D. Ivanova, D.P. Zhurov**

Applied Physics Institute of the Irkutsk State University, Irkutsk, Russia
2013sasha68@gmail.com

**Аннотация.** Атмосферные черенковские телескопы (АЧТ) установки TAIGA-IACT являются частью комплекса TAIGA, который создается для решения широкого круга фундаментальных задач в области физики высоких энергий и гамма-астрономии методом регистрации широких атмосферных ливней (ШАЛ). Для получения качественных экспериментальных данных сеансы наблюдений АЧТ должны проводиться в ясные безлунные ночи. В настоящее время в составе установки TAIGA-IACT отсутствуют автоматические системы мониторинга прозрачности атмосферы, что приводит к необходимости создания специальных критериев отбора событий при анализе данных. В работе представлена методика отбора событий для установки TAIGA-IACT на основе параметра предельной звездной величины и приведены результаты анализа экспериментальных данных с его использованием.

**Ключевые слова:** TAIGA-IACT, гамма-астрономия, параметры Хилласа, предельная звездная величина.

**Abstract.** Imaging atmospheric Cherenkov telescopes (IACTs) of the TAIGA-IACT installation are a part of the TAIGA complex, which is being created to solve a wide range of fundamental problems in high-energy physics and gamma-ray astronomy by detecting extensive air showers (EAS). To obtain high-quality experimental data, observation sessions should be carried out on clear moonless nights. At present, the TAIGA-IACT installation does not include automatic atmospheric transparency monitoring systems, so some criteria for automatic data selection are needed to be created. This paper presents the method for selecting events for the TAIGA-IACT installation, based on the limiting magnitude parameter. It also presents the results of the analysis of experimental data carried out with the use of this parameter.

**Keywords:** TAIGA-IACT, gamma astronomy, Hillas parameters, limiting stellar magnitude.

## ВВЕДЕНИЕ

Гамма-астрономия на сегодняшний день является активно развивающейся областью исследования удаленных объектов галактики и метагалактики, представляющих большой интерес для современной астрофизики. Регистрация гамма-квантов высоких и сверхвысоких энергий проводится единственно доступным на сегодняшний день методом, основанным на свойстве первичных частиц генерировать в атмосфере Земли каскад вторичных частиц — так называемый широкий атмосферный ливень (ШАЛ). Все компоненты ливня могут быть зарегистрированы наземными детекторами частиц, в частности, атмосферными черенковскими телескопами.

В настоящее время на территории комплекса TAIGA развернуто три АЧТ установки TAIGA-IACT [Budnev, 2021] (рис. 1), которые состоят из параболических сегментированных зеркал общей площадью ~10 м$^2$. В фокусе зеркал располагаются регистрирующие камеры, формирующие изображение ШАЛ.

На первом этапе при анализе экспериментальных данных крайне важно производить отбор событий, соответствующих корректной работе АЧТ и прозрачной для черенковского света атмосфере. На сегодняшний день в рамках установки TAIGA-IACT существует несколько критериев отбора таких событий, в том числе основанных на субъективной оценке. Все эти критерии весьма трудоемки в реализации. В связи с этим был предложен новый метод отбора погоды на основе параметра предельной звездной величины и проведен анализ экспериментальных данных с его использованием.



*Рис. 1.* Первый АЧТ TAIGA-IACT

## МЕТОДИКА АНАЛИЗА ДАННЫХ

Помимо отбора событий стандартная процедура обработки и анализа экспериментальных данных установки TAIGA-IACT включает в себя учет шумов электроники и ФЭУ, погодных условий, случайных срабатываний регистрирующих камер, а также вычисление параметров Хилласа [Weekes, 1983] (рис. 2), характеризующих изображение ШАЛ.

К этим параметрам относятся: *size* — суммарное число фотоэлектронов в событии; *length* — большая полуось эллипса; *width* — малая полуось; *azwidth* — азимутальная ширина; *distance* — расстояние между центром изображения и источником; α_1 (α_2) — угол между главной осью эллипса и направлением на источник гамма-квантов (антиисточник — направ-

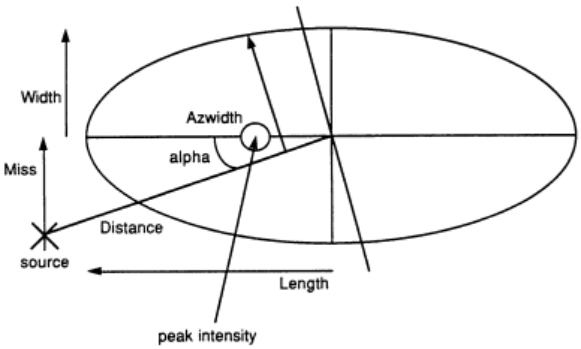



*Рис. 2.* Изображение параметров Хилласа

ление на фоновый шум); *miss* — ошибка; *con*2 — концентрация света в двух ФЭУ с максимальной амплитудой относительно всего *size*.

## МЕТОДИКА ОТБОРА СОБЫТИЙ

В качестве объективного критерия отбора погоды была выбрана предельная звездная величина *L*. Для снимка с помощью CCD в качестве значения *L* берется такая звездная величина *m*, что выполняется условие (1):

$$N_{\text{ccd}}(m) / N_{\text{catalog}}(m) = 0.4, \qquad (1)$$

где $N_{\text{ccd}}(m)$ — количество звезд, обнаруженных на заданной области неба на снимке CCD и соответствующих каталогу со звездной величиной меньше *m*; $N_{\text{catalog}}(m)$ — количество звезд в каталоге со звездной величиной меньше *m*, попадающих в ту же область неба.

Для анализа экспериментальных данных в качестве источника гамма-квантов был выбран пульсар в Крабовидной туманности и рассмотрен промежуток времени с октября 2019 по февраль 2020 г. (~170 ч наблюдений). Для учета влияния шумов электроники, ФЭУ и кабельных линий связи, а также случайных срабатываний камеры, был веден дополнительный критерий *CR* (count rate, темп счета) на количество регистрируемых событий в единицу времени, нормированный на зенитный угол θ прихода оси ШАЛ. Темп счета вычисляется каждые 2 мин при проведении сеансов наблюдений. На рис. 3 представлены распределения по параметрам *L* и *CR* и определены их пороговые значения, являющиеся критериями отбора событий. Изначально предполагается, что искомые величины должны иметь нормальное распределение при одинаково хорошей погоде, а измерения проводятся в основном при ясном небе. Поэтому в каждой из приведенных гистограмм были выбраны интервалы, аппроксимированные функцией Гаусса (ее параметры выделены красным цветом): $10<CR<17$; $9<L<9.5$.

После анализа рис. 3 были выбраны условия на отбор событий, которые заключаются в нахождении значений параметров *L* и $CR/\cos(\theta)$ в пределах 2δ относительно среднего значения (mean) фитирующих функций: $10.9<CR<16.7$; $9<L<9.5$. События, находящиеся за указанными пределами, соответствуют некорректной работе АЧТ или низкой прозрачности атмосферы.

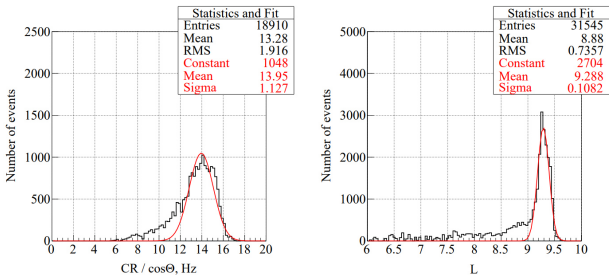



*Рис. 3.* Распределения нормированного темпа счета (слева) и предельной звездной величины (справа)

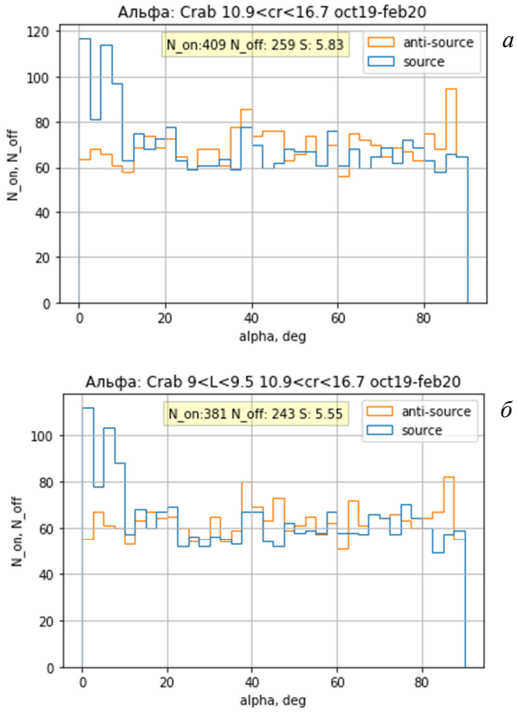



*Рис. 4.* Распределение по параметру угла α для событий, отобранных по отчетам дежурных о погоде (*а*); с применением порогов на *L* (*б*)

## АНАЛИЗ ДАННЫХ И ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Распределение по параметру угла α является наиболее распространенным и простейшим способом различения для гамма-адронного разделения. На рис. 4, *а*, *б* показаны распределения по α событий *N*_on (источник) и *N*_off (антиисточник) с шагом 2.5°, отобранных по оптимальным критериям: $size>125$ phe (фотоэлектрон), $distance=0.36°–1.44°$, $0.024°<width<0.068°\times\lg(size-0.047°)$, $length<0.31°$, $con2>0.54$, $\alpha<10°$ [Sveshnikova, 2021]. Было обнаружено, что для данных, отобранных с хорошей погодой по отчетам дежурных (*N*_on=409 — направление на источник, *N*_off=259 — направление на антиисточник), значимостью, рассчитанная по (17) из статьи [Li, Ma, 1983], составляет 5.83δ. Для данных, отобранных с использованием порогов на *L*, результаты получились следующими: *N*_on=381, *N*_off=243, значимость 5.55δ. Видно, что разница в конечном результате оказалась незначительной и составила ~5 %. Это означает, что обработка с помощью применения порогов может использоваться при анализе данных.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенный параметр предельной звездной величины является объективным критерием отбора экспериментальных данных на первом этапе их анализа. Проведено исследование с выбором порогов для конкретного временного интервала, а также получены результаты по их применению. Полученные распределения показывают, что найденные критерии отбора позволяют обнаружить сигнал и требуют дальнейшего рассмотрения на других временных интервалах.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Budnev N., et al. TAIGA — An innovative hybrid array for high energy gamma astronomy, cosmic ray physics and astroparticle physics. *Physics of Atomic Nuclei*. 2021. Vol. 84, no. 3. P. 362–367. DOI: 10.1134/S1063778821030078.

Li T-P., Ma Y-Q. Analysis methods for results in gamma-ray astronomy. *Astrophys. J.* 1983. Vol. 272. P. 317–324.

Sveshnikova L.G., et al. Detecting gamma rays with energies greater than 3–4 TeV from the Crab Nebula and Blazar Markarian-421 by Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes in the TAIGA Experiment. *Bull. Russian Academy of Sci.: Phys*. 2021. Vol. 85, no. 4. P. 398–401.

Weekes T.C., et al. Observation of TeV gamma-rays from the Crab Nebula using the atmospheric Cherenkov imaging technique. *Astrophys. J.* 1989. Vol. 342. P. 379–395.

*Секция А. Астрофизика и физика Солнца. БШФФ-2022. С. 55–57.*

УДК 523.98

# 25-й ЦИКЛ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ. ПЕРВЫЕ ДВА ГОДА

**[1]Е.С. Исаева, [1, 2]С.А. Язев**

[1]Астрономическая обсерватория ИГУ, Иркутск, Россия
ele3471@yandex.ru, syazev@gmail.com
[2]Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия

# SOLAR CYCLE 25. THE FIRST TWO YEARS

**[1]E.S. Isaeva, [1, 2]S.A. Yazev**

[1]ISU Astronomic Observatory, Irkutsk, Russia
ele3471@yandex.ru, syazev@gmail.com
[2]Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia

**Аннотация.** Приведены характеристики групп пятен и их вспышечной активности на протяжении первых двух лет 25-го цикла солнечной активности в сопоставлении с первыми двумя годами развития 24-го цикла. Показано, что в 25-м цикле количество групп пятен, число вспышек, суммарный вспышечный индекс существенно превышают аналогичные параметры 24-го цикла.

**Abstract.** This paper presents characteristics of sunspot groups and their flare activity during the first two years of solar cycle 25 in comparison with the first two years of development of solar cycle 24. The number of sunspot groups, flares and the total flare index of solar cycle 25 are shown to significantly exceed the analogous parameters of solar cycle 24.

Работа посвящена изучению начальной стадии развития 25-го цикла солнечной активности с января 2020 по декабрь 2021 г. включительно.

## ПЯТНА НА СОЛНЦЕ В ЭПОХУ МИНИМУМА 24-го/25-го ЦИКЛОВ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Появлению первых групп пятен 25-го цикла предшествовало возникновение так называемых эфемерных активных областей (без пятен) начиная с 2017 г. [Golovko, 2020]. Первые пятна 25-го цикла появились на фазе глубокого спада предыдущего 24-го цикла в июле 2019 г. (2219 кэррингтоновский оборот Солнца). Наблюдалась активная область АО получила № 12744 согласно номенклатуре NOAA, которая возникла в южном полушарии на широте –27°, при этом расположение магнитных полярностей и высокая широта указывали на принадлежность новому циклу.

Одновременно в том же обороте наблюдалась группа пятен старого цикла (№ 12745, широта +2°). Подобные низкоширотные АО возникали и в следующих четырех оборотах (группы пятен 12746–12749). В этот период на Солнце не было АО нового цикла. В 2223-м обороте (ноябрь 2019 г.) наблюдалась вторая группа пятен нового цикла № 12750 (южное полушарие, широта –28°), после чего группы пятен нового цикла стали появляться примерно по одной в течение каждого солнечного оборота. В 2225-м обороте (январь 2020 г, формальный минимум цикла) на Солнце отмечены три группы пятен нового цикла, включая первые АО северного полушария № 12754 и 12756 на широтах соответственно 24° и 22°.

Завершение 24-го цикла продолжалось до июля 2020 г. В январе наблюдалась группа 12757, в апреле — 12760, и последняя группа старого цикла № 12766 была отмечена в июле 2020 г. Это произошло в 2232-м обороте. В дальнейшем в каждом обороте число АО нового цикла постепенно нарастало (рис. 1).

Всего в период с 2218-го по 2252-й обороты (июнь 2019 – декабрь 2021 гг.) на Солнце наблюдалось

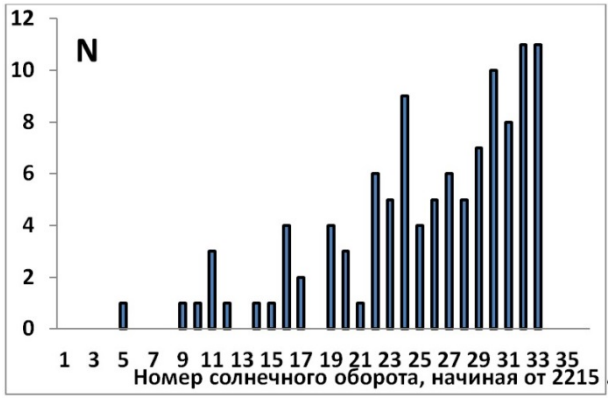



*Рис. 1.* Динамика роста количества групп солнечных пятен 25-го цикла начиная с 2215-го оборота, на графике — оборот № 1. Минимум цикла в обороте — № 2225, на графике — № 11

170 групп пятен нового 25-го цикла и 9 групп пятен старого 24-го цикла. Группы двух циклов одновременно наблюдались в течение года с июля 2019 до июля 2020 г. В числе групп нового цикла — 98 АО в южном полушарии и 72 АО — в северном.

На рис. 2 приведено распределение максимальных значений площади, достигнутых группами пятен. Черным цветом показаны группы пятен в 25-м цикле, серым (для сравнения) — в предыдущем 24-м цикле в течение первых 27 оборотов (24 месяца), начиная с оборота, соответствующего минимуму (началу) цикла. Максимальные значения площадей групп пятен выражены в миллионных долях полусферы (м.д.п.), где 1 м.д.п. = $3.04 \cdot 10^6$ км$^2$. Интервалы значений максимальной площади приведены в логарифмической шкале. Интервал 1 соответствует площади групп пятен ~10; 2 — 10–20; 3 — 20–30; 4 — 30–100; 5 — 100–180; 6 — 180–300; 7 — 300–570; 8 — 570–1000 м.д.п.

Общий характер распределения для начальных стадий 24-го и 25-го циклов сходен, но есть и различия. В 24-м цикле за первые 27 оборотов начиная с начала цикла наблюдалось 114 групп пятен (в 25-м

Параметры вспышечных групп пятен в 25-м и 24-м циклах в первые два года

| Цикл | Число групп пятен (в том числе вспышечных) | Число групп пятен, со вспышками классов M и X | Число вспышек (в том числе классов M и X) | Вспышечный индекс классов M и X | Суммарный вспышечный индекс |
|---|---|---|---|---|---|
| 25 | 170 (63) | 16 | 541 (31) | 7.76 | 20.21 |
| 24 | 114 (38) | 7 | 191 (22) | 5.4 | 10.54 |

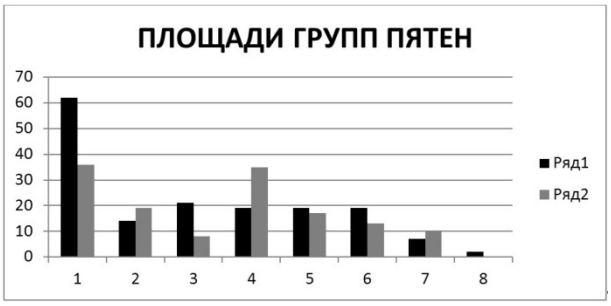



*Рис. 2.* Распределение групп пятен в 25-м (черные столбики) и 24-м (серые столбики) циклах по площади в течение первых 27 оборотов цикла. Пояснения в тексте

цикле — 170, почти в 1.5 раза больше). В 25-м цикле отмечено существенно больше малых групп пятен с площадью до 10 м.д.п. В то же время в 25-м цикле возникали и крупные группы (АО 12781 и 12866 с максимальной площадью 500 м.д.п., АО 12835 — 770 м.д.п. и АО 12786 — 1000 м.д.п.), тогда как в 24-м цикле максимальная площадь самой крупной АО 11117 не превысила 510 м.д.п. В итоге уровень развития групп солнечных пятен в 25-м цикле и по количеству, и по суммарной площади, и по значениям площадей самых крупных АО существенно превышает параметры предыдущего 24-го цикла.

## ВСПЫШКИ В НАЧАЛЕ 25-го ЦИКЛА

Для оценки энергетики солнечных вспышек традиционно применяется так называемый вспышечный индекс. Как известно (напр., [Ишков, 2010]), с 1976 г. в качестве такого индекса используется значение потока мягкого рентгеновского излучения вспышки в диапазоне 0.1–0.8 нм (12.5 эВ – 1 кэВ) по данным спутников серии GOES. Введены классы с оценкой диапазонов максимальной интенсивности рентгеновского излучения в соответствии со следующими правилами: $(1\div9)\cdot10^{-6}$ Вт/м$^2$ (класс C), $(1\div9)\cdot10^{-5}$ Вт/м$^2$ (класс M), $(1\div n)\cdot10^{-4}$ Вт/м$^2$ (класс X), где $n$ ограничено возможностями сенсора. На основании этой номенклатуры были введены условные обозначения для рентгеновских вспышек. Малыми называются все вспышки балла C и ниже. Средние вспышки — в пределах от M1 до M4.9 (M1 — $10^{-5}$ Вт/м$^2$, M4.9 — $4.9\cdot10^{-5}$ Вт/м$^2$). Все вспышки больше M5 считаются большими или сильными (M5 — $5\cdot10^{-5}$ Вт/м$^2$). Запись «вспышечный индекс данной вспышки равен M6.6» означает, что излучение во время максимума ее развития соответствовало величине $6.6\cdot10^{-5}$ Вт/м$^2$, а соответствующая вспышка считается сильной.

Вспышечная активность Солнца в новом 25-м цикле началась 29.05.2020 после длительного перерыва в неизвестной (вероятно, залимбовой) АО — в течение суток отмечены вспышки рентгеновских баллов M1.1, C9.3, C1.0, в то время как на диске пятен не было. После этого вспышки не происходили еще на протяжении двух месяцев и возобновились 8.08.2020.

По крайней мере, в 63 группах пятен из 170 (37 %) в рассматриваемый период наблюдались вспышки (58 вспышек произошли в неотождествленных группах пятен, вероятно, за лимбом). Всего от начала цикла по 31.12.2021 включительно произошла 541 вспышка (включая неотождествленные), в том числе 510 событий рентгеновского балла C, 29 — балла M и 2 — балла X. Отметим, что 16 вспышек относятся к разряду так называемых LDE-событий — вспышек с длительным затуханием рентгеновского излучения.

В период с начала 25-го цикла по 31 декабря 2021 г. вспышки класса X (2 события) дали значение вспышечного индекса 2.5, 29 вспышек класса M в сумме — 5.26. Суммарный вспышечный индекс с учетом вспышек класса C составил 20.21. Данные о вспышечной активности в течение первых 24 месяцев 25-го и (для сравнения) 24-го циклов приведены в таблице.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

Приведены результаты исследований по развитию активности Солнца (группы пятен и вспышки) на протяжении первых двух лет 25-го цикла солнечной активности. Основные закономерности сводятся к следующему.

1. За одинаковый период времени (24 мес. от начала цикла) в 25-м цикле появилось в 1.5 раза больше групп пятен, чем в 24-м цикле, в том числе отмечены группы высокой площади (до 1000 м.д.п.). Доля вспышечно-активных групп за указанный период составила 37 % (в 24-м цикле — 33 %), в 25-м цикле вспышечно-активных групп оказалось почти в два раза больше, чем в 24-м. В 25-м цикле отмечена 541 вспышка всех классов, что в 2.8 раза (!) превысило аналогичный показатель 24-го цикла. Суммарный вспышечный индекс в 25-м цикле составил 20.2, что в два раза превышает соответствующий показатель 10.5 для 24-го цикла. В 25-м цикле наблюдались две вспышки класса X (в 24-м цикле на этом этапе подобных вспышек не было), вспышек класса M зарегистрировано вдвое больше, чем в 24-м цикле.

2. В то же время доля вспышек классов M и X от общего числа событий в 24-м цикле составила 11.5 %, в то время как в 25-м цикле — 5.7 %, что, по-видимому, связано с существенным ростом числа групп пятен малой площади в текущем 25-м цикле (рис. 3).

3. Северно-южная асимметрия расположения пятен в 25-м цикле уменьшается по мере развития фазы

роста цикла, однако на этой фазе еще сложно сказать об этом параметре для цикла в целом, поскольку нет данных, которые могли бы указывать на возможную будущую двухвершинность цикла, связанную с сильной северно-южной асимметрией активности, подобной 24-му циклу [Исаева и др., 2020].

Согласно текущему прогнозу (SWPC NOAA [https://www.swpc.noaa.gov/products/solar-cycle-progression]) по состоянию на 26.05.2022, в максимуме цикла сглаженное ежемесячное число Вольфа достигнет значения 115.3 (в 24-м цикле 116). Однако с учетом динамики пятенной активности, высота 25-го цикла может заметно превысить высоту 24-го. По мнению авторов, она может достичь 140–150. Правило Гневышева—Оля [Витинский и др., 1986] в этом случае будет соблюдено. Текущий 25-й цикл уже демонстрирует значительно большее (по сравнению с 24-м циклом) количество групп пятен, причем как самых малых, так и самых больших. Аналогичные изменения касаются и распределения вспышек: отмечается рост количества как самых слабых, так и сильных событий.

Работа выполнена на УНУ «Астрофизический комплекс МГУ-ИГУ», поддержана Минобрнауки России (соглашение 13.УНУ.21.0007, гос. задание FZZE-2020-0017, FZZE-2020-0024), а также субсидией Минобрнауки России № 075-ГЗ/Ц3569/278.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Исаева Е.С., Томозов В.М., Язев С.А. Рентгеновские вспышки и комплексы активности на Солнце в 24-м цикле. *Астрономический журнал*. 2020. Т. 97, № 1, С. 64–72.

Ишков В.Н. Солнце в декабре 2009 – январе 2010 гг. *Земля и Вселенная*. 2010. № 3. С. 22–24.

Golovko A.A. The beginning of 25th solar cycle. *SCOSTEP Presto Newsletter*. 2020. Vol. 24. P. 4–5.

URL: https://www.swpc.noaa.gov/products/solar-cycle-progression.

*Секция А. Астрофизика и физика Солнца. БШФФ-2022. С. 58–60.*

УДК 523.98

# О СВЯЗИ КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР И КОМПЛЕКСОВ АКТИВНОСТИ НА СОЛНЦЕ

**[1]Е.С. Исаева, [2]В.М. Томозов, [1, 2]С.А. Язев**

[1]Астрономическая обсерватория ИГУ, Иркутск, Россия
ele3471@yandex.ru
[2]Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия

# ON RELATIONSHIP BETWEEN CORONAL HOLES AND COMPLEXES OF ACTIVITY ON THE SUN

**[1]E.S. Isaeva, [2]V.M.Tomozov, [1, 2]S.A. Yazev**

[1]ISU Astronomic Observatory, Irkutsk, Russia
ele3471@yandex.ru
[2]Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia

**Аннотация.** По данным 24-го цикла солнечной активности выполнено исследование статистической связи комплексов активности и корональных дыр на Солнце.

**Abstract.** Using data of the 24th solar cycle, we studied the statistical relationship between complexes of activity and coronal holes on the Sun.

## ВВЕДЕНИЕ

Комплексы активности (КА) и корональные дыры (КД) на Солнце являются важными проявлениями солнечной активности, отличающимися своей геоэффективностью: КА являются преимущественными местами локализации сильных вспышек и выбросов коронального вещества, КД порождают потоки высокоскоростного солнечного ветра, генерирующего геомагнитные бури. Поскольку разные авторы поразному используют понятие КА, уточним определение.

*Комплексы активности (далее КА)*. Понятие КА менялось со временем — от описания крупномасштабных магнитных структур [Bumba, Howard, 1965] (эти авторы и предложили термин КА) до сложных систем многочисленных активных областей (АО), расположенных вдоль солнечной параллели и опоясывающих все Солнце [Gaizauskas et al., 1983]. В работах [Обридко, Шельтинг, 2013; Наговицын, Обридко, 2017] было предложено новое понятие глобального КА, описывающее структуры, связанные с мощными пятнами и простирающиеся от глубинных слоев конвективной зоны [Kosovichev, Duvall, 2006; Ilonidis et al., 2011] до короны. В целом в современной литературе доминирует представление о КА как о крупной вспышечной АО либо о системе нескольких АО.

Авторы используют следующий подход, предложенный в работах [Банин, Язев, 1989, 1997]. В качестве ключевого параметра КА была выбрана длительность существования АО не менее двух оборотов подряд на одном и том же участке солнечной поверхности, выделенном в кэррингтоновской системе координат. Это значит, что пятна должны наблюдаться как минимум трижды в течение трех последовательных оборотов. Поскольку продолжительность существования одной группы пятен в подавляющем большинстве случаев оказывается кратно меньше [Брей и Лоухед, 1967; Витинский и др., 1986], присутствие пятен на одном и том же месте в течение нескольких оборотов подряд означает, что здесь одна за другой всплывают из-под фотосферы новые порции магнитного потока в форме новых АО. Такие участки длительного пятнообразования с эмпирически определенным размером 20°×20° первоначально получили название площадок длительной активности (ПДА) [Банин, Язев, 1989], позднее для них был предложен другой термин — ядра КА [Язев и др., 2011; Язев, 2015]. В рамках этого подхода используется также понятие «ветвь КА» — АО, в данном кэррингтоновском обороте находящаяся поблизости (не более 30°) от ядра КА и связанная с АО, расположенной в ядре КА, высокими корональными петлями. Ветвь (отдельная АО) существует сравнительно недолго по сравнению с ядром КА, где АО могут сменять одна другую. В отличие от ядра КА ветвь КА подчиняется дифференциальному вращению, постепенно смещаясь по долготе в кэррингтоновской системе координат. АО, одновременно находящиеся в ядре КА и в ветви КА, образуют в данном обороте комплекс активных областей (КАО). Таким образом, КАО в рамках излагаемого подхода — это единовременный «срез» КА, описание состояния КА в данный момент времени без учета длительной эволюции КА. В следующем обороте данной ветви уже не будет, но ядро КА может продолжать существовать в форме новой АО, появившейся на том же месте. При этом общая магнитная структура КА может сохраняться, медленно эволюционируя на протяжении нескольких оборотов [Язев, 2015].

*Корональные дыры (далее КД)*. КД стали важной темой гелиофизических исследований, прежде всего, в связи с выдающимися достижениями, полученными в ходе выполнения научной миссии орбитальной станции Skylab в 1973–1975 гг. В этот период на фазе спада 20-го цикла солнечной активности в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах впервые наблюдались впечатляющие огромные трансэкваториальные КД (типа хобота слона), существовавшие не протяжении нескольких оборотов Солнца. Большое количество работ, выполненных разными авторами, сформировали общепринятую феноменологическую модель КД [Timothy et al., 1975; Zirker, 1977; Levine, 1977; Филиппов, 2007; Наговицын, Обридко,

2017] как область с преимущественно открытой конфигурацией магнитных полей в короне, для которой характерна пониженная плотность плазмы. Это приводит к уменьшению меры эмиссии в корональных спектральных линиях — при соответствующих наблюдениях КД выглядит как обширная (как правило) область пониженной яркости.

КД являются источниками высокоскоростных потоков быстрого солнечного ветра, которые могут оказывать активное воздействие на магнитосферу Земли, приводя к геомагнитным бурям. В открытом магнитном поле КД обычно преобладает одна полярность, что вызвано непрерывным дисбалансом выхода нового магнитного потока [Степанян, 1993; Степанян, Маланушенко, 2001, Heinemann et al., 2018].

В работе [Банин, Язев, 1991] была показана качественная связь между КА и КД. Был сформулирован тезис о их генетической связи: КД рассматривались как результат эволюции магнитных полей КА после завершения стадий развития и распада пятен.

В работе [Язев, 2010], дополняющей и развивающей этот подход, на материале наблюдений в 22-м цикле были более подробно показаны типы феноменологических проявлений взаимодействия одновременно сосуществующих КА и КД, предварительно отмеченные в [Банин, Язев, 1991]. В частности, были описаны

- эффект притяжения, когда длинные (протяженностью 30°–60°) выступы (хоботы) полярных корональных дыр (ПКД) целенаправленно протягиваются в сторону низких широт к АО, расположенной в ядре КА;
- эффект заливов, когда участок КД полукольцом (дугой) охватывает АО в ядре КА;
- эффект замещения, когда КД возникает на месте исчезнувшей АО в ядре КА.

В настоящей работе выполнено исследование феноменологической и статистической связи КА и КД в 24-м цикле солнечной активности.

## ДАННЫЕ И МЕТОДИКА

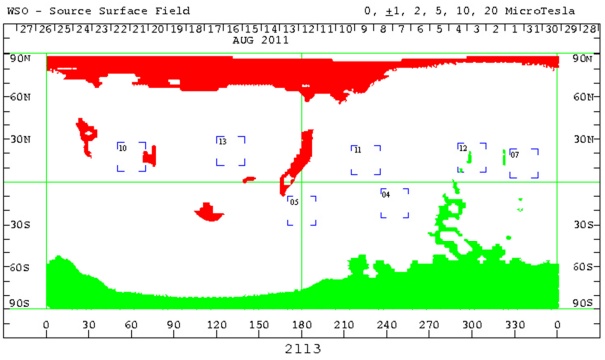
Использованы данные о развитии КА и КД в 24-м цикле. Динамика КД исследовалась по набору синоптических карт GONG. КА идентифицировались в соответствии с методикой, описанной в [Yazev, 2015]. Был составлен каталог КА в 24-м цикле. На синоптические карты (рисунок) с контурами КД были нанесены ядра КА в виде квадратов размерами 20°×20° согласно данным указанного каталога. В случае необходимости более детального анализа использовались оригинальные изображения Солнца, полученные обсерваторией SDO [https://sdo.gsfc.nasa.gov/data].

## ВЫВОДЫ

Анализ взаимного расположения КА и КД в 24-м цикле приводит к следующим заключениям:

1. Первые низкоширотные КД в цикле возникают в виде выступов (хоботов) полярных КД, протягивающихся в сторону АО в составе КА.

2. Изолированные (не связанные с полярными КД) низкоширотные КД возникают как результат эво-




Синоптическая карта: выделены ядра КА (квадраты) и КД (цветные фигуры) различной магнитной полярности

люции хоботов полярных КД. Низкоширотные КД, как и хоботы, взаимодействуют с АО КА, что определяет их конфигурацию.

3. Эффект замещения, когда на месте распавшихся АО КА возникает КД, проявляется не в появлении новой КД вместо АО, а в распространении (расширении или удлинении) уже существующей близлежащей КД на место распавшейся АО. КД рождаются от КД, а не от КА, но КА оказывают влияние на их локализацию и форму.

4. Высокоширотные КД (как правило, хоботы полярных КД) подчиняются дифференциальному вращению, околополярное основание хобота смещается к востоку с характерной скоростью около 10° за оборот. Низкоширотные изолированные КД, взаимодействующие с КА, вращаются с кэррингтоновской скоростью. Низкоширотные КД, не связанные с КА, подчиняются дифференциальному вращению.

5. Возникновение хоботов полярных КД связано с влиянием АО (прежде всего, АО в составе КА). Механизм формирования хоботов требует дальнейших исследований.

6. Подтвержден сделанный ранее вывод о том, что все КА на определенном этапе своего развития связаны с близлежащими КД. Это проявляется в изменениях формы границ КД и в особенностях скорости вращения КД.

Работа выполнена на УНУ «Астрофизический комплекс МГУ-ИГУ», поддержана Минобрнауки России (соглашение 13.УНУ.21.0007, гос. задание FZZE-2020-0017, FZZE-2020-0024), а также субсидией Минобрнауки России №075-ГЗ/Ц3569/278.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Банин В.Г., Язев С.А. Площадки длительной активности на нисходящей ветви солнечного цикла № 21. *Кинематика и физика небесных тел*. 1989. Т. 5, № 4. С. 62–68.

Банин В.Г., Язев С.А. Комплексы активности и корональные дыры. *Солнечные данные*. 1991. № 1. С. 78–83.

Банин В.Г., Язев С.А. ПДА в циклах солнечной активности. *Современные проблемы солнечной цикличности: труды конференции, посвященной памяти М.Н. Гневышева и А.И. Оля*. СПб., 1997. С. 9–13.

Брей Р., Лоухед Р. *Солнечные пятна*. М.: Мир, 1967. 383 с.

Витинский Ю.И., Копецкий М., Куклин Г.В. *Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца*. М.: Наука, 1986. 296 с.

Наговицын Ю.А. Обридко В.Н, *Солнечная активность, цикличность и методы прогноза*. СПб, Изд-во ВВМ, 2017. 466 с.

Обридко В.Н., Шельтинг Б.Д. Глобальные комплексы солнечной активности. *Астрономический журнал*. 2013. Т. 90, № 10. С. 857–868.

Степанян Н.Н. *Корональные дыры и фоновые магнитные поля. Солнечный цикл*. Санкт-Петербург. ФТИ, 1993. С. 36.

Степанян Н.Н., Маланушенко Е.В. Связь корональных дыр с окружающими магнитными полями. *Изв. КрАО*. 2001. Т. 97. С. 76–80.

Филиппов Б.П. *Эруптивные процессы на Солнце*. М.: Физматлит, 2007. 216 с.

Язев С.А. Комплексы активности в 24-м цикле солнечной активности. *Астрономический журнал*. 2015. Т. 92, № 3. С. 260–269.

Язев С.А. Корональные дыры и комплексы активности на Солнце. *Изв. ИГУ*. Сер. Науки о Земле. 2010. Т. 3, № 2. С. 226–241.

Язев С.А., Коротких А.В., Тарлюк И.Г. Комплексы активности в циклах Швабе—Вольфа. *Солнечно-земная физика*. 2011. Вып. 19 (132). С. 3–8.

Bumba V., Howard R. Large-scale distribution of solar magnetic fields. *Astrophys. J*. 1965. Vol. 141, no. 4. P. 1502–1512.

Gaizauskas V., Harvey K.L., Harvey J.W., Zwaan C. Large-scale patterns formed by active solar regions during the ascending phase of cycle 21. *Astrophys. J*. 1983. Vol. 265. P. 1056–1065.

Ilonidis S., Zhao J., Kosovichev A. Detection of emerging sunspot regions in solar interior. *Science*. 2011. Vol. 333. P. 993–996.

Heinemann S.G., Hofmeister S.J., Veronig A.M., Temmer M. Three-phase evolution of a coronal hole. II. The magnetic field. *Astrophys. J*. 2018. Vol. 863, no. 29. 10 p.

Kosovichev A.G., Duvall JR T.L. Active region dynamics. Recent helioseismology results dynamics. *Solar Dynamics and its Effects on the Heliosphere and Earth*. Dordrecht, Netherlands-Springer, 2006. P. 1–12.

Levine R.H. Evolution of open magnetic structures on the Sun. The Skylab period. *Astrophys. J.* 1977. Vol. 218. Part 1. P. 291.

Timothy A.F., Krieger A.S., Vaiana G.S. The structure and evolution of coronal holes. *Solar Phys*. 1975. Vol. 42, no. 1. P. 135–156.

Zirker J. Coronal Holes and High-Speed Wind Streams. Colorado Associated University Press. Boulder, Colo, 1977.

URL: https://sdo.gsfc.nasa.gov/data.

*Секция А. Астрофизика и физика Солнца. БШФФ-2022. С. 61–63.*

УДК 523.98

# ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАХВАЧЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ В СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШКАХ ПО ДАННЫМ НАБЛЮДЕНИЙ В УЛЬТРАФИОЛЕТОВОМ ДИАПАЗОНЕ

**Р.Р. Каракотов, А.А. Кузнецов, С.А. Анфиногентов**

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия
karakrus97@mail.ru

# STUDY OF SLOSHING OSCILLATIONS IN SOLAR FLARES FROM OBSERVATIONS IN ULTRAVIOLET RANGE

**R.R. Karakotov, A.A. Kuznetsov, S.A. Anfinogentov**

Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia
karakrus97@mail.ru

**Аннотация.** Исследуются колебательные процессы в солнечных вспышках по спутниковым наблюдениям. Разработан набор программ для построения и анализа пространственно-временных диаграмм по изображениям, полученным прибором Atmospheric Imaging Assembly (AIA) / Solar Dynamics Observatory (SDO). Проанализированы вспышки класса M за 2013–2014 гг., составлен каталог событий с зафиксированными «плещущимися» (sloshing) колебаниями.

**Ключевые слова:** Солнце, солнечная корона, пространственно-временная диаграмма, sloshing oscillations.

**Abstract.** We study oscillations in solar flares from satellite observations. We developed a set of programs to construct and analyze time-distance diagrams from images obtained onboard the Solar Dynamics Observatory (SDO) with the Atmospheric Imaging Assembly (AIA) instrument. M-class flares were analyzed for the period of 2013–2014, and a catalog of events with recorded “sloshing” oscillations was compiled.

**Keywords:** Sun, solar corona, time-distance diagram, sloshing oscillations.

Исследование солнечной короны дает возможность получить ответы на вопросы, связанные с фундаментальной физикой плазмы, в том числе такие, как магнитное пересоединение, взаимодействие волна—частица, плазменные неустойчивости, ускорение заряженных частиц. Солнечная активность оказывает значительное влияние на космическую погоду и, как следствие, на космические аппараты и станции, снижая их срок эксплуатации и нанося вред электронике. Изучение и прогноз солнечной активности невозможны без наблюдения солнечной атмосферы, для чего используются как наземные телескопы, так и космические обсерватории, ведущие наблюдения в диапазонах длин волн, поглощаемых земной атмосферой.

Плазма солнечной короны — среда, в которой могут существовать различные типы магнитогидродинамических (МГД) волн. Такие волны создают возмущение макропараметров плазмы, например температуры, плотности, величины магнитного поля. Наблюдаемые в короне волны и колебания важны, поскольку по ним, опираясь на теорию корональной гелиосейсмологии, можно проводить непрямой анализ солнечной атмосферы, определяя температуру плазмы и величину магнитного поля.

Одно из проявлений медленных волн в корональных петлях называют плещущимися (sloshing) колебаниями. Они представляют из себя возмущения, перемещающиеся вдоль петли. При наблюдении SDO/AIA эти колебания проявляются как области повышенной яркости в ультрафиолетовом диапазоне, перемещающиеся вперед и назад по петле, отражаясь от ее оснований. Рассматриваются эти колебания, например, в работе [Kumar et al., 2013].

Данные, используемые в работе, получены прибором AIA, установленным на SDO. Он позволяет проводить одновременные наблюдения всего солнечного диска и области $0.5R_{\text{sun}}$ над уровнем лимба в нескольких линиях ультрафиолетового (УФ) и крайнего ультрафиолетового (КУФ) диапазонов с высоким пространственным (1.5″) и временным (до 12 с) разрешением. Наблюдения при помощи AIA позволяют регистрировать излучение плазмы в диапазоне температур 0.06–20 МК. Наблюдения включают 4200 мм двухканальных телескопа с полем зрения 41′, 10 УФ- и КУФ-фильтров, приемные ПЗС-матрицы 4096×4096 пикселей с разрешением 0.6″ на пиксель [Lemen, 2012].

Колебания и волны в корональной петле можно исследовать при помощи пространственно-временного распределения яркости по времени и пространственной координате, построенного вдоль виртуальной щели. Для исследования изгибных (кинк) колебаний виртуальная щель располагается поперек петли, а для изучения продольных волновых движений — вдоль нее.

Исследование солнечной короны проводилось на длинах волн 131, 171, 335 Å. Проанализировано 313 вспышек M-класса, зафиксированных с 01.01.2013 по 31.12.2014 (максимум 24-го солнечного цикла). В результате в 10 вспышках были идентифицированы 15 эпизодов колебаний типа sloshing (таблица), наблюдавшихся в канале 131 Å.

Для каждого события при помощи построенных пространственно-временных диаграмм были определены периоды зафиксированных колебаний. Длина петли определялась по координатам ее оснований с использованием следующего приближения: петля имеет форму полуокружности и ее основания лежат на концах ее диаметра. Таким образом, мы получили скорость движения возмущения для каждого события. Температуру плазмы определяем из предположения, что возмущение в петле перемещается со скоростью, в условиях солнечной короны равной скорости звука $c_{\text{s}}$ [Nakariakov, Verwichte, 2005]

$$c_{\text{s}} = \sqrt{\frac{\gamma k_{\text{b}} T}{\hat{\mu}_{\text{p}} m_{\text{p}}}}, \qquad (1)$$

Значения параметров корональных петель и sloshing колебаний в них

| № | Время пика вспышки | Класс вспышки | Длина петли в приближении полуокружности, Мм | Период колебаний, с | Скорость движения возмущения, км/с | Температура плазмы, МК |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 2013-10-22T00:22:00 | M1.0 | 75.7 | 252 | 600 | 15.74 |
| 2 | | | | 312 | 485 | 10.27 |
| 3 | | | | 360 | 420 | 7.21 |
| 4 | | | | 372 | 406 | 7.22 |
| 5 | 2013-10-25T20:58:00 | M1.9 | 265 | 600 | 884 | 34.1 |
| 6 | 2013-11-15T02:29:00 | M1.0 | 323 | 600 | 1078 | 50.7 |
| 7 | 2013-11-23T02:32:00 | M1.1 | 339 | 500 | 1356 | 80.19 |
| 8 | | | | 500 | 1356 | 80.19 |
| 9 | 2014-02-02T06:34:00 | M2.6 | 165 | 300 | 1100 | 52.93 |
| 10 | 2014-02-02T09:31:00 | M4.4 | 173 | 400 | 866 | 32.72 |
| 11 | 2014-02-14T16:39:00 | M1.0 | 236 | 800 | 592 | 15.29 |
| 12 | | | | 800 | 592 | 15.29 |
| 13 | 2014-06-12T18:13:00 | M1.3 | 131 | 500 | 524 | 11.9 |
| 14 | 2014-12-13T05:20:00 | M1.5 | 340 | 730 | 930 | 37.87 |
| 15 | 2014-12-14T19:33:00 | M1.6 | 513 | 1550 | 662 | 19.1 |

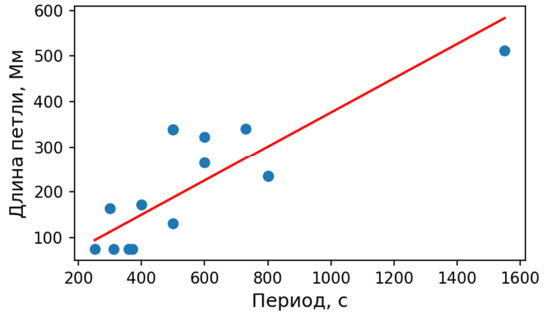



*Рис. 1*. Зависимость длины корональной петли от периода плещущихся колебаний, которые в ней наблюдались. Красным обозначен линейный тренд

где $\gamma=5/3$ — показатель адиабаты; $k_b$ — постоянная Больцмана; $T$ — температура плазмы; $\widehat{\mu}_p = 0.6$ — средняя молярная масса частицы в солнечной короне; $m_p$ — масса протона.

Параметры событий даны в таблице. На основании проведенных исследований, мы построили зависимость длины петли от периода колебаний в ней (рис. 1). Аппроксимация методом наименьших квадратов данной зависимости линейной функцией соответствует средней скорости волны $L/T=376\pm32$ км/с, что, в свою очередь, позволяет определить среднюю температуру по формуле (1) $6.177\pm1.002$ МК. Полученные значения соответствуют типичным значениям скоростей и температур в солнечной короне.

Во время вспышки 2014-02-02T09:31:00 были зафиксированы движущиеся структуры в других длинах волн. Область повышения яркости наблюдалась на длине волны 131 Å, перемещаясь между основаниями петель, в то время как на 171 и 335 Å яркая область поднималась вдоль петли на некоторое расстояние от основания, впоследствии опускаясь обратно. Скорости движений структур составили 187.5 км/с (по данным на канале 171 Å) и 172 км/с

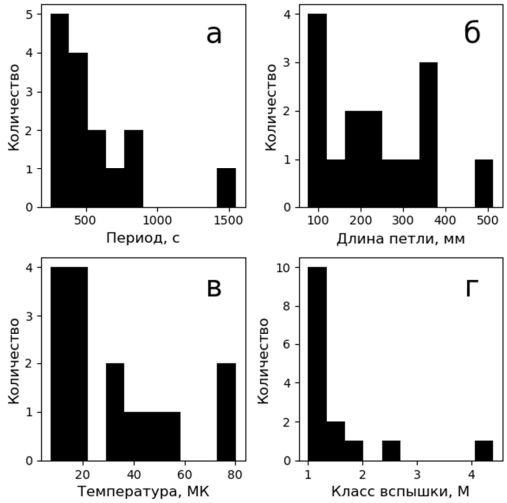



*Рис. 2*. Гистограмма распределения событий с sloshing-колебаниями по периоду (*а*), по длине петли (*б*), по полученной температуре плазмы (*в*), по классу вспышки (*г*)

(335 Å). Эрупция волокна наблюдалась во время вспышки 2014-02-02T06:34:00 на всех используемых для исследования каналах.

В двух случаях (2014-02-02T09:31:00 и 2014-06-12T18:13:00) захваченные колебания имели три и более периода на пространственно-временной диаграмме. Это говорит о том, что характерное время затухания в таких событиях существенно больше, чем период колебаний.

На рис. 2 показана гистограмма распределения колебаний по периодам (*а*). Видно, что захваченные колебания с меньшими периодами наблюдаются чаще, чем колебания с большими периодами.

При этом распределение по длинам петель (*б*) не показывает определенного тренда — вероятность возникновения колебаний в петлях с разной длиной можно считать более-менее постоянной.

Распределение событий по температуре плазмы (*в*) показывает падение встречаемости с ростом температуры. Вспышки с большей температурой происходят реже, чем вспышки с меньшей температурой [Lippiello et al., 2010], поэтому количество событий с колебаниями в более горячих вспышках меньше; аналогичная зависимость еще более сильно выражена в распределении событий с колебаниями по классу вспышки (*г*).

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 21-12-00195.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Kumar et al. Solar Dynamics Observatory/Atmospheric Imaging Assembly observations of a reflecting longitudinal wave in a coronal loop. *Astrophys. J. Lett*. 2013. Vol. 779, iss. 1. P. L7. DOI: 10.1088/2041-8205/779/1/L7.

Lemen J.R. The Atmospheric Imaging Assembly (AIA) on the Solar Dynamics Observatory (SDO). *Solar Phys*. 2012. Vol. 275. P. 17–40.

Lippiello E., de Arcangelis L., Godano C. Time-energy correlations in solar flare occurrence. *Astron. Astrophys*. 2010. Vol. 511.

Nakariakov V.M., Verwichte E. Coronal waves and oscillations. *Living Rev. in Solar Phys*. 2005. Vol. 2.

Nakariakov et al. Kink oscillations of coronal loops. Space Sci. Rev. 2021. Vol. 217.

Pascoe et al. Coronal loop seismology using standing kink oscillations with a lookup table. *Frontiers in Astronomy and Space Sci*. 2019. Vol. 6.

*Секция А. Астрофизика и физика Солнца. БШФФ-2022. С. 64–67.*

УДК 524.1-352

# РАСШИРЕНИЕ МЕТОДА СПЕКТРОГРАФИЧЕСКОЙ ГЛОБАЛЬНОЙ СЪЕМКИ

**И.И. Ковалев, С.В. Олемской, В.Е. Сдобнов**

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия
ivankov@mail.iszf.irk.ru

# EXTENSION OF THE SPECTROGRAPHIC GLOBAL SURVEY METHOD

**I.I. Kovalev, S.V. Olemskoy, V.E. Sdobnov**

Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia
ivankov@mail.iszf.irk.ru

**Аннотация.** Модифицированным методом спектрографической глобальной съемки проведено разделение вариаций космических лучей на составляющие межпланетного, магнитосферного и атмосферного происхождения. По данным наземных наблюдений интенсивности космических лучей получены вариации изотропного потока, питч-угловой анизотропии первичных космических лучей в межпланетном пространстве, изменения планетарной системы жесткостей геомагнитного обрезания за каждый час наблюдений, а также температура атмосферы в пункте наблюдения заряженных компонент космических лучей в мае 2005 и августе 2010 г.

**Ключевые слова**: космические лучи, нейтронные мониторы, мюонные телескопы, космическая погода

**Abstract**. We separated cosmic ray variations into interplanetary, magnetospheric and atmospheric components by the modified spectrographic global survey method. Using data on ground-level cosmic ray intensity variations, we obtained isotropic flux variations, pitch angle anisotropy of primary cosmic rays in interplanetary space, changes in the system of geomagnetic cut-off rigidity at each hour of observations, as well as atmospheric temperature over the detection point of charged cosmic ray components in May 2005 and August 2010.

**Keywords**: cosmic rays, neutron monitors, muon telescopes, space weather

## ВВЕДЕНИЕ

Наземные детекторы космических лучей (КЛ), которыми оснащена мировая сеть станций, регистрируют интегральную интенсивность вторичных компонент. Поэтому перед исследователями встает задача связать получаемые данные наземных измерений КЛ с параметрами среды и первичного потока КЛ. Для ее решения необходима разработка специальных методов. В частности, в ИСЗФ СО РАН был создан метод спектрографической глобальной съемки (СГС) [Dvornikov et al., 1983, Dvornikov, Sdobnov, 2002], в основу которого заложена модель модуляции КЛ крупномасштабными электромагнитными полями СВ [Dvornikov et al, 2013].

Метод СГС использует данные мировой сети нейтронных мониторов (НМ) и мезонных телескопов (МТ). Привлечение данных МТ позволяет расширить энергетический диапазон исследуемых вариаций КЛ и повысить точность получаемых методом СГС величин [Янчуковский и др., 2010]. Однако использование данных МТ связано с трудностями, связанными с введением поправок на температурный эффект [Дорман, 1957], что требует знание температурного разреза атмосферы в пункте наблюдения заряженных компонент.

Разработанная нами модификация метода СГС позволяет обрабатывать данные МТ без введения поправок на температуру, а также получать информацию о температуре атмосферы над его местоположением. Все это повышает информативность метода СГС при исследовании вариаций КЛ.

## МЕТОД СГС И АТМОСФЕРНЫЕ ВАРИАЦИИ

Метод СГС сводится к решению системы уравнений, которая записывается в символическом виде $\Delta I_{\text{экс}} = \Delta I_{\text{магн}} + \Delta I_{\text{межп}}$, где левая часть равенства представляет экспериментально измеряемую амплитуду вариаций, обусловленную суммарным эффектом составляющих магнитосферного и межпланетного происхождения.

В данном виде метод СГС подходит для работы с данными детекторов КЛ, исправленными на метеоэффекты.

Для работы с данными МТ, не исправленными на температурный эффект, необходимо учесть вариации температурного характера, т. е включить третий член $\Delta I_{\text{экс}} = \Delta I_{\text{атм}} + \Delta I_{\text{магн}} + \Delta I_{\text{межп}}$. В данной записи это слагаемое можно представить в виде

$$\frac{\Delta I}{I}(T)_{\text{темп}} = \int_0^h V\left(T_0, h_0, h\right)\Delta T\left(h\right)dh = \sum_{i=1}^{n} v_i \Delta T_i \quad (1)$$

где $V$ — функция плотности температурного коэффициента, $\Delta T_i$ — функция вариаций температуры атмосферы на уровне атмосферного давления $h_i$. К данному интегралу можно применить теорему о среднем, упростив температурные вариации до одного члена [Янчуковский, 2010]:

$$\frac{\Delta I}{I}\left(T\right)_{\text{temp}} = \bar{V}\left(T_0, h_0, h\right)\int_0^h \Delta T\left(h\right)dh = v_{\text{am}}\Delta T_{\text{am}}. \quad (2)$$

Здесь $v_{\text{am}}$ — плотность температурного коэффициента, усредненная по высоте, а $\Delta T_{\text{am}}$ — изменение среднемассовой температуры $\Delta T_{am} = \sum_{i=1}^{n}\Delta T_i \Delta h_i \Big/ \sum_{i=1}^{n}\Delta h_i$, где n – количество изобарических слоев, $\Delta T_i$ — изменение температуры на изобаре $i$, $\Delta h_i$ — разность давлений между изобарами $i$ и $i$–1.

Поскольку атмосферное давление, являющееся верхним пределом интегрирования, не является по-

стоянным, имеет смысл выделить из интеграла (1) вклад слоя переменной массы, а к оставшемуся интегралу применить теорему о среднем. Таким образом, уравнение (2) приобретает вид:

$$\frac{\Delta I_c^i}{I_c^i}\left(h_l\right) = -\Delta\bar{R}_c W_c^i\left(\bar{R}_c, h_l\right) + \\ + \sum_{j=0}^{10}\sum_{k=1}^{m_n} A_{jk} B_{jkc}^{il} + \nu_{GL}^c \Delta T_{GL}^{\mathrm{MT}}\left(h^{\mathrm{MT}} - 950\right) + \nu_{AM}^c \Delta T_{AM}^{\mathrm{MT}}. \quad (3)$$

Здесь $h^{\mathrm{MT}}$ — атмосферное давление в пункте регистрации мюонов (в мбар), $\nu$ — температурные коэффициенты (считаются нулем для нейтронных мониторов), $\Delta T$ —изменения температуры слоя переменной массы *GL* и среднемассовой температуры *AM*. Такой подход был задействован для Новосибирского мюонного телескопа, для которого доступны наборы температурных коэффициентов [Янчуковский, 2018].

При этом для обеспечения достаточности системы уравнений вида (3) необходимо, чтобы станции КЛ регистрировали не менее двух заряженных компонент КЛ с различающимися коэффициентами связи.

## ДАННЫЕ

По данным наземных наблюдений КЛ на мировой сети станций, используемой как единый многоканальный прибор, с помощью модифицированного метода СГС мы разделили вариации КЛ межпланетного, магнитосферного и атмосферного происхождения в периоды 1–31 мая 2005 г. (характеризуется форбуш-эффектом и сильной геомагнитной бурей) и 1–31 августа 2010 г. с серией форбуш-понижений и умеренными геомагнитными возмущениями. В анализе использовались также данные МТ в Новосибирске [http://cosmrays.ipgg.sbras.ru], исправленные на давление, а именно ионизирующая и вертикальная компоненты и компоненты, регистрируемые под зенитными углами 30°, 40°, 50°. Амплитуды модуляции для периода 1–31 мая 2005 г. отсчитывались от фонового уровня 24.05.2005 г, а для периода 1–31 августа 2010 г. — от фонового уровня 01.08.2010 г.

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 1, *а*, *б* сверху вниз показаны модуль ММП *B*, эклиптические долгота $\psi_0$ и широта $\lambda_0$ ориентации ММП, изотропная компонента $\Delta J/J$, амплитуды 1-й *A*1 и 2-й *A*2 гармоник питч-угловой анизотропии для частиц с жесткостью 4 ГВ, изменения ЖГО $\Delta R_c$ в мае 2005 г. и августе 2010 г. в Иркутске, временной ход вариаций интенсивности на станции НМ OULU $\Delta I/I$, временной ход *Dst*-индекса.

Можно отметить следующее.

- Хорошее согласие между результатами расчетов и данными ориентации ММП (коэффициент корреляции 0.76). Стоит упомянуть, что КА производит измерение направления ММП в одной точке, в то время как КЛ проходят через некоторую область в космическом пространстве. Следовательно, данные об ориентации ММП КЛ, полученные по наблюдениям КЛ, усреднены по этой области.
- Амплитуда анизотропии достигает 40–60 % для первой и 5–8 % для второй гармоник питч-угловой анизотропии в периоды возмущений. Повышение амплитуды первой гармоники питч-угловой анизотропии свидетельствует о вхождении Земли в область с повышенной по сравнению с окружающей напряженностью ММП [Dvornikov et al., 1983, Dvornikov, Sdobnov, 1997]. Повышенная амплитуда второй гармоники питч-угловой анизотропии КЛ указывает на то, что в этот момент Земля находится в петлеобразной структуре ММП [Richardson et al., 2000].
- Изменения ЖГО и *Dst*-индекс коррелируют в периоды возмущений. Коэффициент корреляции составляет 0.96.

На рис. 2 указан временной ход среднемассовой (сверху) и приземной (снизу) температуры в мае 2005 и августе 2010 г. Черная штриховая линия — наши расчеты, толстая черная линия — данные радиозондирования. Видно хорошее согласие между данными.

Некоторое расхождение в расчетных и наблюдаемых данных по температуре может быть обусловлено несколькими факторами: низким качеством данных МТ в отдельные моменты времени, а также разными метеоусловиями в пунктах проведения радиозондирования и регистрации жесткой компоненты (расстояние между пунктами около 40 км).

На рисунках приведены погрешности рассчитанных методом СГС величин, вызванные статистической точностью используемых данных наблюдений, без учета ошибок моделей и аппроксимаций.

## ВЫВОДЫ

В работе представлена модификация метода СГС для работы с данными МТ, не исправленными на температуру.

Показано следующее:

- Возможность разделения вариаций КЛ на вариации, обусловленные изменениями первичного спектра КЛ (которые отражают изменения в электромагнитных свойствах межпланетной среды); вариации, обусловленные магнитосферными токовыми системами; вариации, обусловленные изменениями температуры атмосферы.
- Возможность использования для анализа данных наблюдений нестабильных заряженных компонент КЛ без исправления этих данных на температурный эффект.
- Возможность получения температурных характеристик атмосферы в пунктах регистрации заряженных компонент вторичных КЛ. При этом в таких пунктах должно быть несколько каналов регистрации заряженных компонент с различными температурными коэффициентами.

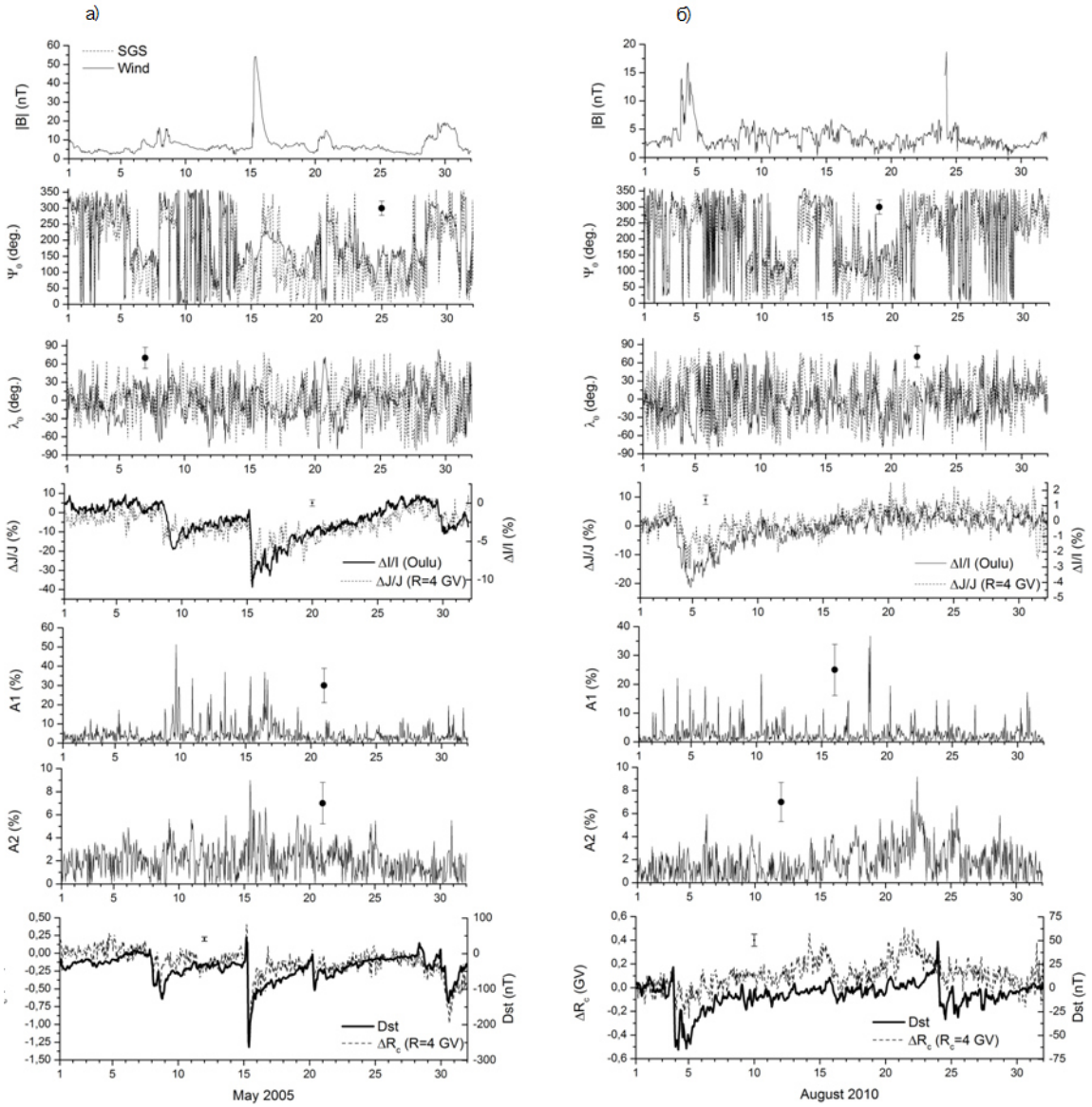



*Рис. 1*. Модуль ММП $B$, эклиптические долгота $\psi_0$ и широта $\lambda_0$ ориентации ММП, изотропная компонента $\Delta J/J$ и вариации интенсивности НМ в Оулу, 1-я A1 и 2-я A2 гармоники питч-угловой анизотропии для частиц с жесткостью 4 ГВ, а также изменение ЖГО $\Delta R_c$ и *Dst*-индекс за май 2005 (*а*) и август 2010 г. (*б*)

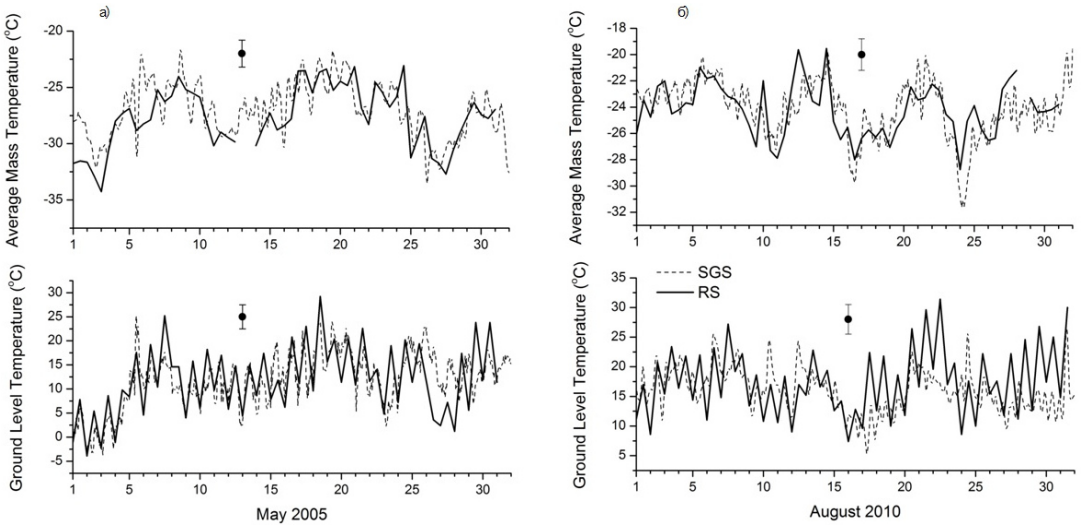



*Рис. 2*. Временной ход среднемассовой (сверху) и приземной (снизу) температуры на станции КЛ в Новосибирске за май 2005 (*а*) и август 2010 г. (*б*). Сплошной линией отмечены данные аэрологического радиозондирования, штриховой — данные расширенного СГС

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Дорман Л.И. *Вариации космических лучей*. М.:, Государственное изд-во технико-теоретической литературы, 1957.

Дворников В.М., Крестьянников Ю.Я., Сергеев А.В. Определение изменений среднемассовой температуры атмосферы по данным интенсивности космических лучей. *Геомагнетизм и аэрономия*. 1976. Т. 16, № 5. С. 923.

Янчуковский В.Л., Кузьменко В.С., Анцыз Е.Н. Результаты мониторинга космических лучей с помощью многоканального комплекса. *Солнечно-земная физика*. 2010. Вып. 16. С. 110–112.

Янчуковский В.Л., Кузьменко В.С. Атмосферные эффекты мюонной компоненты космических лучей. *Солнечно-земная физика*. 2018. Т. 4, № 3. С. 95–102. DOI: 10.12737/szf-43201810.

Belov A. et al. The Global Survey Method applied to ground-level cosmic ray measurements. *Solar Phys*. 2018. Vol. 293. P. 68.

Dvornikov V.M., Sdobnov V.E., Sergeev A.V. *Proc. 18th ICRC*. 1983. Bangalore. India. Vol. 3. P. 249.

Dvornikov V.M., Sdobnov V.E. *IJGA*. 2002. Vol. 3, no. 3. P. 217.

Dvornikov V.M. et al. Diagnostics of the electromagnetic characteristics of the interplanetary medium based on cosmic ray effects. *Geomagnetism and Aeronomy*. 2013. Vol. 53, no. 4. P. 430–440. DOI: 10.1134/S0016793213040075.

Richardson I.G., Dvornikov V.M., Sdobnov V.E., Cane H.V. Bidirectional particle flows at cosmic ray and lower (~1 MeV) energies and their association with interplanetary coronal mass ejections/ejecta. *J. Geophys. Res*. 2000. Vol. 105A. P. 12579–12591.

*Секция А. Астрофизика и физика Солнца. БШФФ-2022. С. 68–70.*

УДК 537.86

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВРАЩАТЕЛЬНЫХ РАЗРЫВОВ В СОЛНЕЧНОМ ВЕТРЕ НА УСКОРЕНИЕ ИОНОВ ГОЛОВНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ ЗЕМЛИ

**Ю.А. Кропотина[1,2], А.М. Быков[1]**

[1]Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия
[2]Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия
juliett.k@gmail.com

# SIMULATION OF IMPACT OF SOLAR WIND ROTATIONAL DISCONTINUITIES ON THE ACCELERATION OF IONS BY THE EARTH'S BOW SHOCK

**J.A. Kropotina[1,2], A.M. Bykov[1]**

[1]Ioffe Physical-Technical Institute RAS, Saint Petersburg, Russia
[2]Peter the Great St.Petersburg Polytechnic University, Saint Petersburg, Russia
juliett.k@gmail.com

**Аннотация.** Рассматривается влияние прохождения вращательного разрыва через головную ударную волну Земли на ускорение протонов по механизму Ферми 1 рода. Ранее нами было показано, что сильный разрыв (с углом поворота магнитного поля 80°) может удерживать надтепловые ионы в предвестнике ударной волны и сносить их за фронт, что влияет на процесс ускорения. Показано, что прохождение через фронт даже относительно слабого разрыва (с углом поворота магнитного поля 30°) ведет к увеличению количества ускорившихся частиц и их максимальной энергии. Таким образом, разрывные течения перед фронтом ударной волны могут увеличивать эффективность ускорения Ферми 1 рода. Этот эффект, исследованный на примере головной ударной волны Земли, может быть важен также для ускорения космических лучей в остатках сверхновых, скоплениях галактик и пульсарных туманностях.

**Ключевые слова:** гибридные коды, бесстолкновительные ударные волны, вращательные разрывы, ускорение Ферми.

**Abstract.** In this paper, we consider the impact of passage of a rotational discontinuity through the Earth's bow shock on the first order Fermi acceleration of protons. We have shown before that a strong rotational discontinuity (with an 80° magnetic field rotation) can trap suprathermal ions in a shock precursor and sweep them downstream, thus affecting the acceleration process. In this paper, we show that passage of a relatively weak discontinuity (with a 30° magnetic field rotation) through the shock increases the number of accelerated particles and their maximum energy. Thus, stripped upstream flows can boost the first order Fermi acceleration. This effect, being studied for the Earth's bow shock, could be also important for cosmic ray acceleration in supernovae remnants, galaxy clusters and pulsar wind nebulae.

**Keywords:** hybrid codes, collisionless shocks, rotational discontinuities, Fermi acceleration.

## ВВЕДЕНИЕ

Ускорение Ферми 1 рода — процесс, протекающий вблизи фронта бесстолкновительных ударных волн (УВ) и играющий определяющую роль в ускорении космических лучей. Ускоряющиеся частицы многократно пересекают фронт УВ, набирая энергию за счет разницы скоростей рассеивающих центров. В классической теории ускорения Ферми под рассеивающими центрами понимают электромагнитные флуктуации, возникающие из-за самих ускоряющихся частиц [Skilling, 1975a, b, c; Bell, 1978]. Эти частицы могут проникать в область перед фронтом и раскачивать там электромагнитные неустойчивости, образуя так называемый предвестник УВ. Однако существует ряд работ, показывающих важность для ускорения Ферми турбулентности, которая не связана с самой УВ, а возникает в среде перед фронтом вследствие каких-то внешних причин. [Guo, 2012; Nakanotani, 2022].

Поскольку турбулентные течения могут также приводить к возникновению разрывов, представляет интерес задача о влиянии разрывных течений перед фронтом УВ на процесс ускорения Ферми 1 рода. Такие исследования удобно проводить на примере головной ударной волны (ГУВ) Земли, где параметры УВ и окружающей среды доступны для наблюдения. Согласно работам [Artemyev, 2019; Liu, 2022], наиболее часто (примерно раз в 5–10 мин) с ГУВ Земли взаимодействуют вращательные разрывы, связанные с поворотом поперечных к нормали компонент магнитного поля и скорости потока.

В недавних работах [Kropotina, 2021a, b] при помощи гибридного кода Maximus был смоделирован процесс прохождения вращательного разрыва сквозь ГУВ. Результаты моделирования показали хорошее согласие с наблюдениями спутников Themis и MMS. В частности, было показано, что вращательный разрыв эффективно удерживает надтепловые протоны в предвестнике и сносит их по направлению к фронту УВ. Однако при этом рассматривались относительно сильные вращательные разрывы с углом поворота магнитного поля, равным 80°. Такие разрывы статистически редки и не могут оказывать существенного влияния на ускорение частиц. Поэтому в данной работе мы исследуем влияние на динамику надтепловых частиц относительно слабого вращательного разрыва с углом поворота магнитного поля 30°. Оказывается, что слабый разрыв приводит к небольшому увеличению количества ускоренных частиц за фронтом и их максимальной энергии. Можно ожидать, что в случае многочисленных разрывов этот эффект усилится. В частности, возможно влияние разрывных течений на процесс ускорения космических лучей в таких астрофизических объектах как остатки сверхновых, скопления галактик и пульсарные туманности.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для моделирования взаимодействия вращательного разрыва с УВ использовался трехмерный ги-

бридный код Maximus [Kropotina, 2019], в котором на декартовой сетке решалась система уравнений Власова—Максвелла. При этом ионы были представлены как частицы, а электроны — как безмассовая нейтрализующая жидкость.

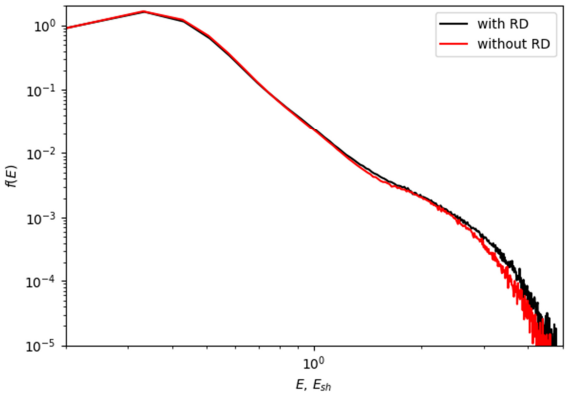
Ударная волна формировалась при отражении сверхзвукового потока, двигавшегося в отрицательном направлении оси X, от проводящей стенки в плоскости $x=0$. В качестве примера была выбрана УВ со следующими параметрами: альфвеновское число Маха (в системе покоя среды за фронтом) $M_a=4.1$, угол наклона магнитного поля к нормали к фронту $\theta=15°$, отношение теплового давления к магнитному $\beta=0.8$. Далеко перед фронтом УВ помещался вращательный разрыв, нормаль которого совпадала с нормалью УВ. Внутри разрыва поперечные компоненты магнитного поля и скорости ($B_y$, $V_y$) меняли знак. Таким образом, угол поворота поперечной компоненты магнитного поля составлял 180°, а полный угол поворота магнитного поля — 30°. Для сравнения была смоделирована точно такая же УВ, но без разрыва перед фронтом. Моделирование проводилось в трехмерной области в приближении плоского участка фронта.

## РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

На рисунке сравнивается смоделированный энергетический спектр протонов за фронтом УВ при наличии и отсутствии в ее предвестнике вращательного разрыва. Оба спектра рассчитаны в один и тот же момент времени, который соответствует моменту прохождения разрыва через фронт. Энергия приведена в единицах кинетической энергии потока перед фронтом $E_{sh}$, а функция распределения по энергиям — в произвольных единицах.

Оба спектра достаточно схожи и содержат тепловую максвелловскую компоненту, а также надтепловой хвост, начавший формироваться вследствие ускорения Ферми. По прошествии достаточного времени надтепловая часть должна приблизиться к степенному виду, однако в реальности размеры и кривизна ГУВ не позволяют частицам достигать очень высоких энергий и продолжительное моделирование не оправдано. Границу между надтепловой и тепловой частями спектра можно условно провести по точке перегиба $E=1.5E_{sh}$. Вблизи этой энергии происходит инжекция частиц в процесс ускорения Ферми (для того чтобы вступить в этот процесс, необходимо уже иметь энергию выше тепловой).

Видно, что максимальная энергия надтепловых частиц и их общее количество примерно на 7–8 % больше в случае, когда УВ взаимодействовала с вращательным разрывом. Причина этого эффекта заключается в том, что разрыв служит дополнительным рассеивающим центром для надтепловых частиц. Ранее при исследовании сильных вращательных разрывов было показано, что надтепловые частицы эффективно захватываются ими и сносятся за фронт, что естественным образом ускоряет процесс набора энергии. В рассматриваемом случае эффект удержания практически незаметен при анализе пространственных распределений частиц, однако сказывается на конечном энергетическом спектре. Можно ожидать, что прохождение нескольких вращательных разрывов приведет к еще более быстрому набору энергии.




Сравнение распределений протонов по энергиям за фронтом УВ при наличии (черная кривая) и отсутствии (красная кривая) в предвестнике вращательного разрыва

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что прохождение слабого вращательного разрыва через УВ усиливает ускорение ионов по механизму Ферми 1 порядка, т. е. увеличивает количество надтепловых частиц и их максимальную энергию. Следует отметить, что вопрос о максимальной энергии частицы, достижимой при ускорении в конкретном астрофизическом объекте, имеет большую важность для астрофизики. Предполагается, что остатки сверхновых способны ускорять частицы до $10^{15}$ эВ, однако только в самых оптимистичных моделях такая энергия может быть достигнута за время жизни остатка. Разрывы в межзвездной среде потенциально способны ускорить процесс набора энергии и увеличить ее максимальное значение.

Еще один класс объектов, где УВ распространяется в разрывной среде — пульсарные туманности. Их рентгеновское излучение обусловлено надтепловыми электронами и позитронами, поэтому задача об их взаимодействии с вращательными разрывами представляет отдельный интерес. Разрывы могут также возникать и влиять на надтепловые частицы в областях слияния скоплений галактик.

Часть результатов была получена с использованием вычислительных ресурсов Межведомственного суперкомпьютерного центра РАН и суперкомпьютерного центра Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого (scc.spbstu.ru), при поддержке гранта РНФ №21-72-20020.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Artemyev A.V., Angelopoulos V., Vasko I.Y., et al. On the kinetic nature of solar wind discontinuities. *Geophys. Res. Lett.* 2019. Vol. 46. P. 1185–1194.

Bell A.R. The acceleration of cosmic rays in shock fronts. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 1978. Vol. 182. P. 147–156.

Guo F., Li S., Li H., et al. On the Amplification of magnetic field by a supernova blast shock wave in a turbulent medium. *Astrophys. J.* 2012. Vol. 747, no. 2. Article id. 98.

Kropotina J., Bykov A., Krassilchtchikov A., et al. Maximus:

a Hybrid particle-in-cell code for microscopic modeling of collisionless plasmas. *Communications in Computer and Information Sci.* 2019. Vol. 965. P. 242–253.

Kropotina J.A., Webster L., Artemyev A.V., et al. Solar wind discontinuity transformation at the bow shock. *Astrophys. J.* 2021a. Vol 913, no. 2. P. 142.

Kropotina J.A., Artemyev A.V, Bykov A.M., Vainchtein D.L. Interaction of rotational discontinuities with energetic ions in the precursor of the Earth's bow shock. *J. Physics Conference Ser*. 2021b. Vol. 2103, no. 1. Article number 012015.

Liu Y.Y., Fu J.S., Cao B., et al. Magnetic discontinuities in the solar wind and magnetosheath: Magnetospheric Multiscale Mission (MMS) observations. *Astrophys. J*. 2022. Vol. 930, no. 1. P. 63.

Nakanotani M., Zank G.P., Zhao L.-L. Turbulence-dominated shock waves: 2D hybrid kinetic simulations. *Astrophys. J*. 2022. Vol. 926, no. 2. P. 109.

Skilling J. Cosmic ray streaming. I. Effect of Alfven waves on particles. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 1975a. Vol. 172. P. 557–566.

Skilling J. Cosmic ray streaming. II. Effect of particles on Alfven waves. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 1975b. Vol. 173. P. 245–254.

Skilling J. Cosmic ray streaming. III. Self-consistent solutions. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 1975c. Vol. 173. P. 255–269.

*Секция А. Астрофизика и физика Солнца. БШФФ-2022. С. 71–73.*

УДК 523.9-327

# ВРАЩЕНИЕ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ НА УРОВНЕ ФОТОСФЕРЫ СОЛНЦА

**А.С. Куценко, В.И. Абраменко, Д.В. Литвишко**

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, п. Научный, Крым, Россия
alex.s.kutsenko@gmail.com

# ROTATION OF ACTIVE REGIONS ON THE SOLAR PHOTOSPHERE

**A.S. Kutsenko, V.I. Abramenko, D.V. Litvishko**

Crimean Astrophysical Observatory RAS, Nauchny, Crimea, Russia
alex.s.kutsenko@gmail.com

**Аннотация.** Представлены результаты измерений скорости вращения 864 активных и 322 эфемерных областей на Солнце, наблюдавшихся в 2010–2016 гг. Подтверждено, что более крупные активные области имеют тенденцию вращаться медленнее по сравнению с небольшими. Наш анализ рекуррентных и униполярных активных областей позволяет предположить, что скорость вращения активной области не меняется в течение всей эволюции. Этот результат находится в противоречии со многими предыдущими выводами и может дать информацию о физическом процессе генерации и эволюции магнитного поля внутри конвективной зоны.

**Ключевые слова:** Солнце, дифференциальное вращение, активные области.

**Abstract.** We present the measurement results of the rotation rate of 864 active and 322 ephemeral regions observed from 2010 to 2014. We confirmed previous conclusions drawn by other authors regarding slower rotation of larger active regions. Our analysis of recurrent and unipolar active regions revealed no changes in the rotation rate. We presume that the rotation rate remains constant during the evolution of an active region. This inference is not in agreement with previous results. We suppose that our conclusions may provide constraints for the understanding of physical mechanisms of generation and evolution of the magnetic field within the bulk of the convection zone.

**Keywords:** Sun, differential rotation, active regions.

## ВВЕДЕНИЕ

Дифференциальное вращение Солнца было впервые обнаружено 400 лет назад по движению групп пятен на зарисовках Галилео Галилея [Paterno, 2010]. Скорость вращения на поверхности Солнца максимальна на экваторе и уменьшается при приближении к полюсам. К настоящему времени существует три основных метода измерения дифференциального вращения [Beck, 1999]: метод трассеров, который подразумевает отслеживание положений выбранных структур на поверхности и измерение их скорости движения; спектроскопический метод, основанный на измерении доплеровских смещений спектральных линий в плазме на поверхности Солнца; к третьему можно отнести методы гелиосейсмологии. В отличие от первых методов гелиосейсмология позволяет оценить скорость вращения не только на поверхности, но и по всей глубине конвективной зоны. Наименьшая скорость вращения плазмы определяется на глубине $0.72R_{\odot}$. При уменьшении глубины скорость вращения постепенно увеличивается, достигая максимума на глубине $0.95R_{\odot}$, затем снова уменьшается при приближении к поверхности.

Интересно, что скорость вращения трассеров заметно превосходит скорость вращения плазмы на поверхности Солнца [Howard, Harvey, 1970]. Поскольку трассеры так или иначе связаны с магнитными структурами, указанное несоответствие часто объясняют в рамках гипотезы укоренения магнитных жгутов (напр. [Hiremath, 2002]). Предположительно, корни магнитных жгутов формируются в некотором слое конвективной зоны, скорость вращения которого превосходит скорость вращения на поверхности. Более быстрое вращение корней приводит к более быстрому вращению всей магнитной структуры по сравнению со скоростью плазмы в приповерхностных слоях.

Группы пятен, пожалуй, наиболее часто используются в качестве трассеров для изучения дифференциального вращения. Сами группы показывают ряд особенностей. Установлено, что более крупные обычно вращаются медленнее небольших (напр., [Howard et al., 1984]). Наблюдается также зависимость скорости вращения группы от ее возраста. Однако в этом вопросе пока нет определенного согласия. Ряд исследователей установили, что группы пятен замедляются со временем (напр. [Zappala, Zuccarello, 1991]). Некоторые работы, наоборот, выявляют ускорение групп пятен во время эволюции.

В методе измерения скорости вращения групп пятен существует серьезный недостаток: из-за более быстрой диссипации хвостовой части центр тяжести группы смещается в сторону ведущего пятна [Petrovay, 1993; Kutsenko, Abramenko, 2021]. Такое смещение приводит к искусственному ускорению вращения. Затем при полном распаде хвостовой части, центр тяжести начинает вращаться со скоростью ведущей части группы, что может трактоваться как замедление.

В отличие от изображений в белом свете, магнитограммы позволяют более корректно определить геометрию и положение активной области. В данной работе мы описываем результаты измерений скоростей вращения активных и эфемерных областей, выполненных по картам магнитных полей.

## ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

Метод кольца станций удобен для исследований вариаций КЛ, он прост и эффективен. Это практически «безмодельный» подход, использующий высокоши-

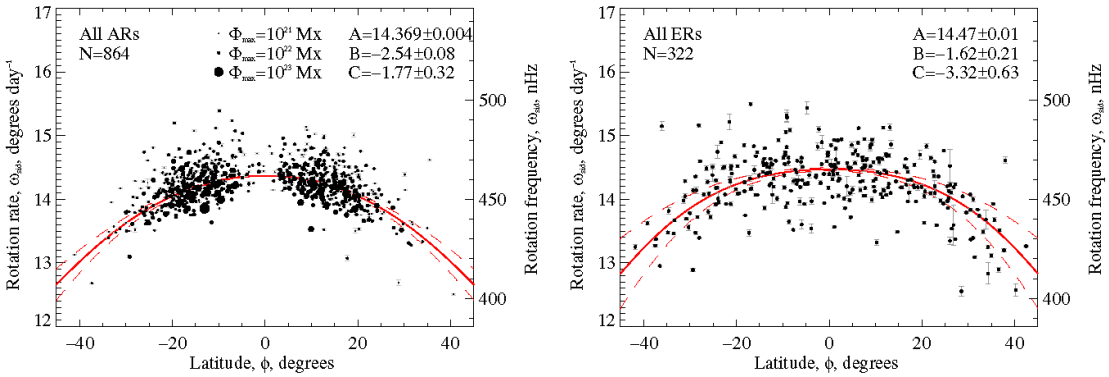



*Рис. 1.* Зависимость от широты скорости вращения активных (слева) и эфемерных (справа) областей. Размер кружка пропорционален максимальному магнитному потоку трассера. Красная кривая — наилучшая аппроксимация распределений выражением (1). Значения констант в градусах/день приведены на панелях

ротные мониторы в достаточно узком кольце широт. Различия вариаций КЛ, регистрируемых этими мониторами, определяются различиями их долготы, и это позволяет просто и наглядно представ-лять долготную зависимость вариаций. Сравнивая вариации КЛ на НМ, можно видеть, как со временем меняется их долготное распределение. Также этот метод можно применять для выделения предповышений и предпонижений интенсивности КЛ, предшествующих многим форбуш–эффектам [Munakata et al., 2005; Papailiou et al., 2012а, б].

Как было указано выше, не все станции НМ подходят для использования в методе кольца станций. В общем виде, ряд ограничений для выбора станций следующий: жесткость геомагнитного обрезания <4 ГВ; высота станции над уровнем моря <1200 м; приемные коэффициенты для северо-южной составляющий векторной анизотропии по абсолютной величине <0.55.

При использовании метода кольца станций важным моментом является выбор базового периода, относительно которого вычисляются вариации скорости счета НМ. Для подходящей базы необходимо отсутствие форбуш-эффектов и значительных изменений анизотропии КЛ и спокойная геомагнитная обстановка.

Мы используем данные скорости счета НМ из базы данных NMDB [http://www01.nmdb.eu] и непосредственно с серверов станций, которые не входят в NMDB.

## ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

Детальное описание метода представлено в работе [Kutsenko, 2021]. Для анализа мы использовали магнитограммы продольного поля полного диска Солнца, полученные инструментом HMI SDO. На магнитограмме вручную выделялись трассеры — активные и эфемерные области, которые затем автоматически распознавались на последующих и предыдущих магнитограммах. Выделенные участки карт магнитного поля сохранялись в кубы данных для каждого трассера.

Для определения центра трассера отдельно вычислялись средневзвешенные по плотности магнитного потока центры противоположных магнитных полярностей. В расчете использовались только пиксели, плотность потока в которых превышала 100 Гс см$^{-2}$. Центр трассера определялся как геометрический центр двух противоположных магнитных полярностей. Положение центра трассера в координатах пикселей магнитограммы переводилось в гелиографические координаты — широту и долготу на поверхности Солнца.

Для измерения синодической скорости вращения проводилась линейная аппроксимация зависимости долготы трассера от времени. Сидерическая скорость вращения вычислялась путем прибавления к синодической слагаемого, учитывающего взаимное движение Солнца и Земли.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

В общей сложности были измерены скорости вращения 864 активных и 322 эфемерных областей, наблюдавшихся с 2010 по 2017 г. Максимальный магнитный поток трассеров варьировал от $0.5\cdot10^{20}$ до $1.24\cdot10^{23}$ Мкс.

Зависимость скорости вращения от широты для проанализированных трассеров показана на рис. 1. Распределения аппроксимировались выражением [Beck, 2000]

$$\omega = A + B\sin^2\varphi + C\sin^4\varphi, \qquad (1)$$

где ω — скорость вращения; $A$, $B$, $C$ — константы; φ — гелиографическая широта. Значения констант приведены на рис. 1. Видно, что эфемерные области показывают больший разброс значений скорости вращения. Для активных областей наблюдается тенденция уменьшения скорости с увеличением магнитного потока: более крупные кружки в среднем расположены ниже. Эфемерные области в среднем вращаются быстрее активных, что еще раз подтверждает зависимость между максимальным магнитным потоком и скоростью вращения.

На рис. 2 показана разность между скоростью вращения трассеров и средней скоростью для данной широты. Видно, что большие активные области в среднем вращаются медленнее. Цветными кружками показаны рекуррентные активные области. Во время эволюции точки на графике смещаются влево вследствие диссипации и потери магнитного

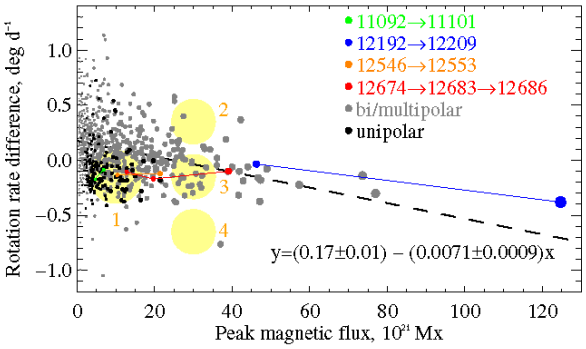



*Рис. 2*. Разность скорости вращения индивидуальных трассеров и средней скорости вращения для данной широты (1) в зависимости от максимального магнитного потока трассеров. Размер кружков пропорционален максимальному магнитному потоку. Черные кружки — униполярные активные области, серые — мультиполярные. Штриховая линия — наилучшая линейная аппроксимация распределения. Цветные кружки — несколько рекуррентных активных областей. Зона 1 (большой желтый круг) — место расположения большинства униполярных областей. Зоны 2–4 — места, где изначально могли располагаться униполярные активные области

потока. В то же время скорость вращения меняется слабо.

Униполярные активные в основном концентрируются в зоне 1. Предположим, что при диссипации этих областей их скорость вращения уменьшилась. В этом случае в максимуме развития эти области должны были находиться в зоне 2. В случае, если скорость вращения увеличилась, точки мигрировали из зоны 4. Видно, что зоны 2 и 4 заселены слабо, поэтому мы полагаем, что большинство униполярных областей изначально находилось в зоне 3. Следовательно, их скорость вращения практически не изменилась.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты измерения скоростей вращения активных и эфемерных областей показали, что существует зависимость между максимальным магнитным потоком и скоростью вращения: более крупные области имеют тенденцию вращаться медленнее, что вполне согласуется с рядом более ранних работ.

Согласно нашему анализу, скорость вращения активных областей остается постоянной, что противоречит предыдущим выводам. В рамках гипотезы укоренения магнитных жгутов, можно предположить, что корни магнитных петель, формирующих активную область, остаются на одной глубине и не поднимаются к поверхности, чем ранее объяснялись вариации скорости вращения.

Работа выполнена при поддержке РНФ, проект № 18-12-00131.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Beck J.G. A comparison of differential rotation measurements. *Solar Phys*. 1999. Vol. 191. P. 47–70.

Hiremath K.M. Change of rotation rates of sunspot groups during their lifetimes: clues to the site of origin of different flux tubes. *Astron. Astrophys*. 2002. Vol. 386. P. 674–680.

Howard R., Gilman P.A., Gilman P.I. Rotation of the Sun measured from Mount Wilson white light images. *Astrophys. J*. 1984. Vol. 283. P. 373–384.

Howard R., Harvey J. Spectroscopic determinations of solar rotation. *Solar Phys*. 1970. Vol. 12. P. 23–51.

Kutsenko A.S. The rotation rate of solar active and ephemeral regions – I. *MNRS*. 2021. Vol. 500. P. 5159–5166.

Kutsenko A.S., Abramenko V.I. Probing the rotation rate of solar active regions: the comparison of methods. *Open Astronomy*. 2021. Vol. 30. P. 219–224.

Paterno L. The solar differential rotation: a historical view. *Astrophys. Space Sci*. 2010. Vol. 328. P. 269–277.

Petrovay K. Area-weighting of sunspot group positions and proper motion artifacts. *Astron. Soc. Pacific*. 1993. Vol. 46. P. 123.

Zappala R.A., Zuccarello F. Angular velocities of sunspot-groups and solar photospheric rotation. *Astron. Astrophys*. 1991. Vol. 242. P. 480–487.

URL: http://www01.nmdb.eu.

*Секция А. Астрофизика и физика Солнца. БШФФ-2022. С. 74–76.*

УДК 523.9

# СПЕКТРЫ МОЩНОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ВСПЛЫВАЮЩИХ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ

**О.К. Куценко, В.И. Абраменко, А.С. Куценко**

Крымская Астрофизическая Обсерватория РАН, Научный, Россия, Olga.k.kutsenko@yandex.ru

# MAGNETIC POWER SPECTRA OF EMERGING ACTIVE REGIONS

**O.K. Kutsenko, V.I. Abramenko, A.S. Kutsenko**

Crimean Astrophysical Observatory RAS, Nauchny, Russian Federation, Olga.k.kutsenko@yandex.ru

**Аннотация.** Исследовались магнитограммы четырех всплывающих активных областей. Обнаружено, что на самой ранней стадии всплытия магнитного потока происходит резкое увеличение наклона спектра мощности магнитного поля, что можно использовать для диагностики всплывающего потока на диске Солнца. В целом процесс всплытия идет одновременно в полосе больших масштабов (более 5 Мм). Эпизодически наблюдаются свидетельства кратковременного прямого каскада (энергия с крупных масштабов переходит на мелкие) и обратного каскада (энергия с малых масштабов переходит на большие масштабы).

**Ключевые слова:** спектр мощности магнитного поля, прямой каскад, обратный каскад.

**Abstract.** We examined magnetograms of four emerging active regions. The rapid increase of the power spectrum slope during the initial stages of emergence was revealed. This feature might be used for diagnostics of magnetic flux emergence at the solar disk. As a whole, the process of emergence occurs within a wide range of spatial scales above 5 Mm. The manifestations of a short-term direct cascade (the energy transfer from large scales to low scales) as well as those of inverse cascade (the energy transfer from large scales to low scales) are observed episodically.

**Keywords:** magnetic power spectrum, direct cascade, inverse cascade.

## ВВЕДЕНИЕ

В данной работе рассматриваются изменения магнитного поля всплывающих активных областей. Для получения информации об эволюции активной области на стадии всплытия рассматривались спектры мощности магнитного поля. Этот метод исследования, описанный в [Abramenko et al., 2001; Abramenko, 2005], позволяет оценить распределение энергии магнитного поля по структурам разных размеров, а также перенос энергии между ними.

Согласно одной из теорий, при всплытии магнитного потока происходит слияние малых магнитных структур в большие. Этот процесс получил название обратного каскада [Biskamp, 1993]. В настоящем исследовании поставлен вопрос: является ли рост активной области следствием обратного каскада?

## ДАННЫЕ И МЕТОДЫ НАБЛЮДЕНИЯ

Для анализа всплытия активных областей использовались магнитограммы продольного магнитного поля, полученные на станции Solar Dynamics Observatory (SDO) [Scherrer et al. 2012] инструментом Helioseismic and Magnetic Imager (HMI).

Активные области были выбраны таким образом, чтобы была видна фаза спокойного Солнца перед всплытием и фаза всплытия. Исследуемые активные области и области спокойного Солнца были расположены в пределах 30° от центрального меридиана, чтобы минимизировать эффект проекции.

Спектры мощности рассчитывались следующим образом. Вначале вычислялся квадрат преобразования Фурье от двумерной магнитограммы. Полученную двумерную матрицу в координатах волновых чисел интегрировали по кольцам малой толщины. Полученный одномерный спектр мощности использовался для расчета спектрального индекса α. Этот параметр вычисляли как наклон спектра, построенного в логарифмической шкале по волновым числам и мощности, на линейном интервале 2.5–10 Мм. Значения спектрального индекса –1 соответствуют спокойному Солнцу. В активных областях наблюдаются α = –5/3 и менее.

Чтобы оценить перераспределение энергии между структурами разных размеров в процессе эволюции активной области, вычисляли частную производную спектра мощности по времени для каждого волнового числа.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

В данной работе исследовались магнитограммы четырех всплывающих активных областей, перечисленных в таблице.

Список исследуемых активных областей и некоторые их характеристики

| NOAA номер активной области | Даты исследования | Макс. полный магнитный поток, $\times 10^{22}$ Мкс |
|---|---|---|
| 11076 | 29.05.2010 00:00 UT – 03.06.2010 23:48 | 0,8 |
| 11726 | 18.04.2013 00:00 UT – 21.04.2013 23:48 | 2,3 |
| 11781 | 26.06.2013 00:00 UT – 30.06.2013 23:48 | 0,7 |
| 12275 | 24.01.2015 00:00 UT – 28.01.2015 23:48 | 0,9 |

Рассмотрим спектры мощности активных областей (рис. 1). До всплытия наблюдался плоский спектр, соответствующий спокойному Солнцу. Всплытие магнитного потока сопровождалось возрастанием энергии одновременно с увеличением наклона спектра.

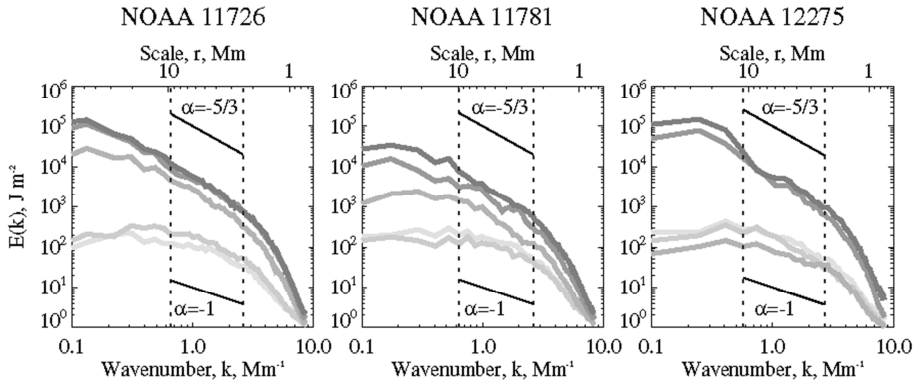



*Рис. 1*. Спектры мощности активных областей для активных областей NOAA 11726 (слева), 11781 (в центе), 12275 (справа).

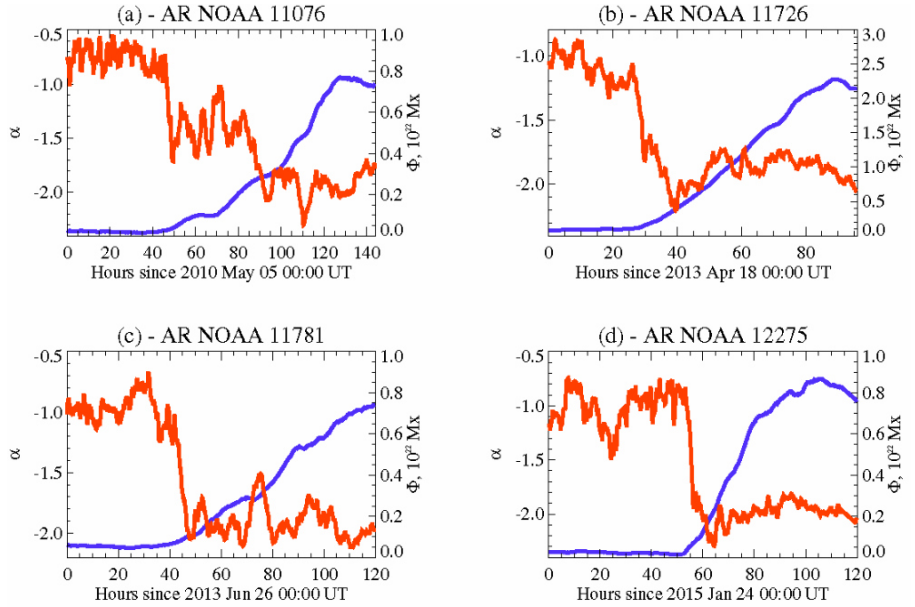



*Рис. 2*. Спектральный индекс α (красная линия) и полный магнитный поток (синяя линия) активных областей NOAA 11076 (слева сверху), 11726 (справа сверху), 11781 (слева снизу), 12275 (справа снизу).

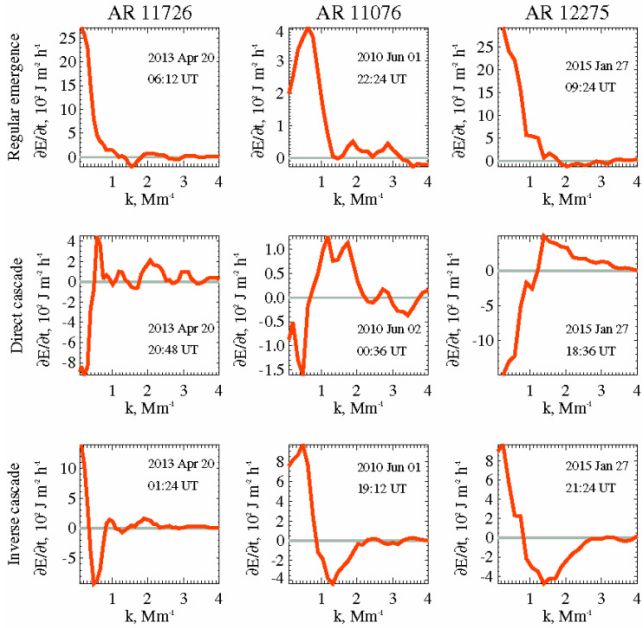



*Рис. 3*. Частная производная спектра мощности по времени в определённые моменты времени, демонстрирующие три различных режима всплытия: обычное всплытие магнитного потока (верхняя панель), прямой каскад (средняя панель), обратный каскад (нижняя панель) для активных областей NOAA 11726 (левый столбец), 11076 (средний столбец), 12275 (правый столбец).

На рис. 2 показаны изменения спектрального индекса α и полного магнитного потока всплывающих активных областей. Можно увидеть, что появление магнитного потока сопровождалось резким изменением параметра α. Стоит отметить, что резкое изменение спектрального индекса (наклона спектра мощности) наблюдается непосредственно вначале всплытия активной области, когда полный магнитный поток только начинает возрастать. Это свойство спектра мощности можно использовать для диагностики появления активных областей на поверхности Солнца.

Рассмотрим частную производную спектра мощности по времени. Эта функция позволяет оценить изменения энергии на разных масштабах. Было обнаружено, что процесс всплытия имеет неоднородную структуру: прирост энергии сменяется ее убылью и наоборот. Основные изменения энергии сосредоточены на больших масштабах. Это можно увидеть на рис. 3 (верхняя панель): сильное возрастание энергии имеет место на малых волновых числах, которые соответствуют крупным масштабам от 6 Мм. Следовательно, всплытие происходит преимущественно крупными структурами.

Также были обнаружены кратковременные свидетельства прямого и обратного каскадов. Прямой каскад — это перенос энергии от больших масштабов на малые, т.е. этот процесс дробления больших структур. Средняя панель показывает этот процесс: здесь наблюдается уменьшение энергии на малых волновых числах (больших масштабах) с одновременным приростом на больших волновых числах (малых масштабах). Необходимо отметить дисбаланс между приростом и спадом энергии в каскаде: убыль энергии не равна ее приросту. Следовательно, при распаде больших структур не вся энергия переходит в малые, часть ее диссипирует и выводится из системы другими способами. Обратный каскад противоположен прямому. Здесь энергия малых масштабов переходит в большие, т. е. имеет место слияние малых структур в большие. Свидетельства такого процесса представлены на нижней панели: одновременное увеличение энергии на малых волновых числах (больших масштабах) с уменьшением на больших волновых числах (малых масштабах). Здесь также имеет место неравные значения прироста и убыли энергии.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На самой ранней стадии всплытия магнитного потока происходит резкое увеличение наклона спектра мощности магнитного поля, что можно использовать для диагностики всплывающего потока на диске Солнца. В целом процесс всплытия идет одновременно в полосе больших масштабов (более 6 Мм). Эпизодически наблюдаются свидетельства кратковременного прямого каскада (энергия с крупных масштабов переходит на мелкие) и обратного каскада (энергия с малых масштабов переходит на большие масштабы). В целом наблюдаемая картина не подтверждает теорию формирования пятен путем слияния мелких элементов, как основной процесс формирования пятна. Процесс всплытия имеет перемежаемую временную структуру: короткие периоды роста и спада сменяют друг друга, что свидетельствует о турбулентном характере всплывающего магнитного потока.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Abramenko V.I. Relationship between Magnetic Power Spectrum and Flare Productivity in Solar Active Regions. *Astrophys. J.* 2005. 629. P. 1141.

Abramenko V., Yurchyshyn, V., Wang H., Goode P.R. Magnetic Power Spectra Derived from Ground and Space Measurements of the Solar Magnetic Fields. *Solar Phys.* 2001. 201, P. 225.

Biskamp D. Nonlinear Magnetohydrodynamics. *Cambridge Monographs on Plasma Physics, Cambridge [England]; New York, NY: Cambridge University Press.* 1993. P. 378.

Scherrer P.H., Schou J., Bush R.I., Kosovichev A.G., Bogart R.S., Hoeksema J.T., Liu Y., Duvall T.L., Zhao J., Title A.M., Schrijver C.J., Tarbell T.D., Tomczyk S. The Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) Investigation for the Solar Dynamics Observatory (SDO). *Solar Phys*. 2012. 275. P. 207.

*Секция А. Астрофизика и физика Солнца. БШФФ-2022. С. 77–78.*

УДК 523.985.3, 533.951.8

# ТЕПЛОВОЙ ТРИГГЕР СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

**Л.С. Леденцов**

Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия
leonid.ledentsov@gmail.com

# THERMAL TRIGGER FOR SOLAR FLARES

**L.S. Ledentsov**

Sternberg Astronomical Institute, Moscow State University, Moscow, Russia
leonid.ledentsov@gmail.com

**Аннотация.** Мы рассматриваем тепловую устойчивость трех кусочно-однородных моделей предвспышечного токового слоя (ТС): нейтрального ТС, ТС с направляющим магнитным полем и ТС с наклонной фрагментацией. Решение задачи во всех случаях допускает образование неустойчивости тепловой природы. Неустойчивость приводит к фрагментации ТС с пространственным периодом 1−10 Мм вдоль направления тока в широком диапазоне параметров корональной плазмы. Результат может объяснить наблюдаемые пространственные периоды в энерговыделении солнечных вспышек.

**Ключевые слова:** магнитное пересоединение, тепловая неустойчивость, модель вспышки.

**Abstract.** We consider the thermal stability of three piecewise homogeneous models of the preflare current layer: a neutral current layer, a current layer with the guiding magnetic field, and a current layer with oblique fragmentation. Solution to the problem allows for the formation of an instability of thermal nature in all cases. The instability results in fragmentation of the current layer with a spatial period of 1−10 Mm along the current direction in a wide range of coronal plasma parameters. The result can explain the observed spatial periods of energy release in solar flares.

**Keywords:** magnetic reconnection, thermal instability, flare model.

## ВВЕДЕНИЕ

Энергия солнечной вспышки накапливается в процессе формировании предвспышечного токового слоя над аркадой магнитных петель в виде непотенциальной энергии мгнитного поля токового слоя (ТС) [Somov, 2013]. Наличие отдельных ярких петель во вспышечной аркаде, наблюдаемой в ультрафиолетовом диапазоне, говорит о том, что первичное выделение энергии в солнечной вспышке происходит пространственно неоднородно [Benz, 2017]. Следовательно, должен существовать механизм, приводящий к квазипериодическому разрушению предвспышечного ТС в направлении распространения тока [Zimovets et al., 2021]. Мы полагаем, что описанная фрагментация предвспышечного ТС связана с нарушением его теплового баланса [Field, 1965].

## НЕЙТРАЛЬНЫЙ ТОКОВЫЙ СЛОЙ

Следуя [Сомов, Сыроватский, 1982], рассмотрим кусочно-однородную модель предвспышечного ТС, которая состоит из плазмы ТС и окружающей плазмы, разделенных тангенциальным разрывом (рис. 1).

Окружающая плазма считается идеальной, а внутри слоя учитываются все диссипативные эффекты: конечная тепло- и электропроводность, вязкость, радиационное охлаждение. Вначале будем считать, что ТС тонкий $\left(b \gg a, \partial/\partial x = 0\right)$ и внутри него нет невозмущенного магнитного поля. В этих условиях решаем задачу малых возмущений в приближении диссипативной магнитогидродинамики [Сомов, 2012]:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \operatorname{div}(n\mathbf{v}) = 0,$$

$$\mu n \frac{\mathrm{d}\mathbf{v}}{\mathrm{d}t} = -\nabla\,(2nkT\,) -$$

$$-\frac{1}{4\pi}\,(\mathbf{B}\times\operatorname{rot}\mathbf{B}\,) + \eta\Delta\,\mathbf{v} + \nu\nabla\operatorname{div}\mathbf{v},$$

$$\frac{2nk}{\gamma-1}\frac{dT}{dt} - 2kT\frac{dn}{dt} = \frac{c^2}{(4\pi)^2\,\sigma}\,(\operatorname{rot}\mathbf{B}\,)^2 +$$

$$+\frac{\partial}{\partial r_\alpha}(\sigma_{\alpha\beta}\,v_\beta\,) + \operatorname{div}(\kappa\nabla T\,) - \lambda\,(n,T),$$

$$\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t} = \operatorname{rot}\,(\mathbf{v}\times\mathbf{B}\,) - \frac{c^2}{4\pi}\,\operatorname{rot}\left(\frac{1}{\sigma}\operatorname{rot}\mathbf{B}\right),$$

$$\operatorname{div}\mathbf{B} = 0.$$

Здесь $\mu = 1.44 m_{\mathrm{H}}$, где $m_{\mathrm{H}}$ — масса атома водорода; $k$ — постоянная Больцмана; $\gamma$ — показатель адиабаты; $\kappa$, $\sigma$ — тепло- и электропроводность плазмы; $\lambda(n, T)$ — функция лучистого охлаждения; $\eta$, $\nu$ — коэффициенты вязкости; $\sigma_{\alpha\beta}$ — тензор вязких напряжений; $T$, $n$, $\mathbf{v}$ —температура, концентрация и скорость плазмы; $\mathbf{B}$ — напряженность магнитного поля.

Мы обнаружили неустойчивость ТС тепловой природы [Леденцов, 2021а]. Неустойчивость обусловлена возможностью проникновения внешнего магнитного поля внутрь ТС при возмущении расположенных на его границе экранирующих токов. На линейной фазе роста инкремент неустойчивости $\Gamma$ обратно пропорционален характерному времени радиационного охлаждения плазмы $\tau_\lambda$:

$$\Gamma = \frac{2}{5}\frac{\beta-\alpha}{\tau_\lambda},$$

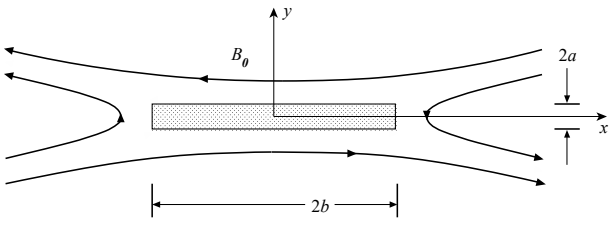



*Рис. 1.* Модель нейтрального токового слоя

где α, β — логарифмические производные функции лучистого охлаждения λ по температуре $T$ и плотности $n$ внутри токового слоя:

$$\alpha = \frac{\partial \ln \lambda}{\partial \ln T}, \beta = \frac{\partial \ln \lambda}{\partial \ln n}.$$

Пространственный период неустойчивости $l$ приведен на рис. 2 и составляет 1−10 Мм в ожидаемом диапазоне температур предвспышечного ТС ($3 \cdot 10^6$–$10^7$ К).

## ТОКОВЫЙ СЛОЙ С НАПРАВЛЯЮЩИМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ И НАКЛОННОЙ ФРАГМЕНТАЦИЕЙ

Мы показали, что наличие слабого продольного поля ($B_z$ на рис. 3, *а*) не меняет пространственного периода тепловой неустойчивости в наиболее разумном диапазоне параметров предвспышечного ТС (рис. 4, *а*). Более того, оно способствует формированию неустойчивости, подавляя электронную теплопроводность внутри слоя [Леденцов, 2021б]. С другой стороны, сильное продольное магнитное поле обеспечивает пространственную стабилизацию ТС.

Мы показали также, что фрагментация поперек тока ($k_z$ на рис. 3, *б*) является естественным свойством рассматриваемой модели предвспышечного ТС [Леденцов, 2021в]. Отклонение фрагментации от поперечной не превышает нескольких градусов для реалистичных параметров корональной плазмы.

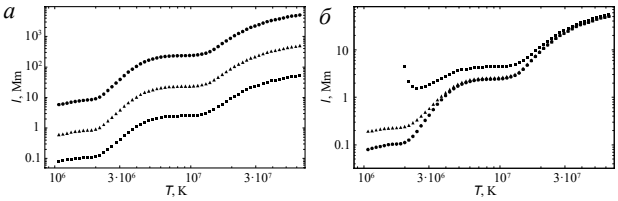



*Рис. 2.* Пространственный период неустойчивости $l$ в зависимости от температуры токового слоя $T$. Концентрация плазмы корональной $n_0$ и токового слоя $n_s$: $n_0=10^{10}$ см$^{-3}$, $n_s/n_0=10$. Меняется один из параметров: *а* — $n_0=10^8$ см$^{-3}$ (кружки); $n_0=10^9$ см$^{-3}$ (треугольники); $n_0=10^{10}$ см$^{-3}$ (квадраты); *б* — $n_s/n_0=10$ (кружки); $n_s/n_0=100$ (треугольники); $n_s/n_0=1000$ (квадраты)

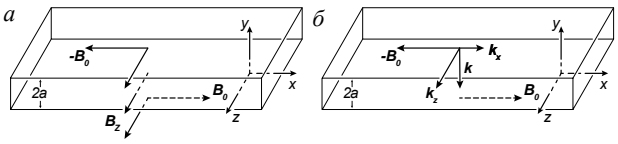



*Рис. 3.* Модели ТС с направляющим магнитным полем (*а*) и с наклонной фрагментацией (*б*)

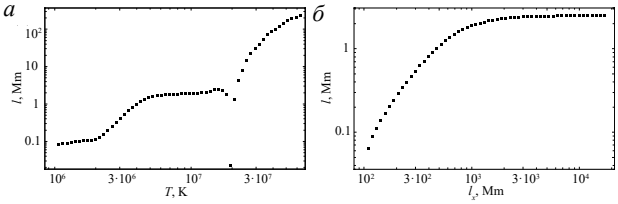



*Рис. 4.* Пространственный период неустойчивости $l$ в зависимости от температуры токового слоя $T$ для концентраций $n_0=10^{10}$ см$^{-3}$, $n_s/n_0=10$ и продольного магнитного поля $B_z=10^{-3}$ Гс (*а*); соотношение между пространственными масштабами неустойчивости $l_x$ и $l$ (*б*)

Наклонная фрагментация, как правило, не оказывает сильного влияния на результаты моделирования, однако при экстремальных изменениях пространственный масштаб неустойчивости может уменьшаться на порядок до 0.1–1 Мм (рис. 4, *б*).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрено влияние нарушения теплового баланса на структурную устойчивость предвспышечного токового слоя. Неустойчивость теплового характера приводит к фрагментации ТС с пространственным периодом 1–10 Мм вдоль направления тока. Сильное продольное поле внутри слоя приводит к пространственной стабилизации неустойчивости, в то время как слабое поле способствует ее формированию. Фрагментация ТС поперек направления тока является естественным свойством рассмотренной модели.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-22-00879, [https://rscf.ru/project/22-22-00879].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Benz A.O. Flare observations. *Living Rev. in Solar Phys*. 2017. Vol. 14, iss. 1. Article id. 2. 59 p.

Field G.B. Thermal instability. *Astrophys. J.* 1965. Vol. 142. P. 531.

Ledentsov L. Thermal trigger for solar flares I: Fragmentation of the preflare current layer. *Solar Phys*. 2021. Vol. 296, iss. 4. Article id. 74. DOI: 10.1007/s11207-021-01817-1.

Ledentsov L. Thermal Trigger for Solar Flares II: Effect of the Guide Magnetic Field. *Solar Phys*. 2021. Vol. 296, iss. 6. Article id. 93. DOI: 10.1007/s11207-021-01840-2.

Ledentsov L. Thermal Trigger for Solar Flares III: Effect of the Oblique Layer Fragmentation. *Solar Phys*. 2021. Vol. 296, iss. 8. Article id. 117. DOI: 10.1007/s11207-021-01862-w.

Somov B.V. *Plasma Astrophysics. Part I: Fundamentals and Practice*. 2nd Ed. ASSL, Vol. 391. New York: Springer Science+Business Media, 2012.

Somov B.V. *Plasma Astrophysics. Part II: Reconnection and Flares*. 2nd Ed. ASSL, Vol. 392. New York: Springer Science+Business Media, 2013.

Somov B.V., Syrovatskii S.I. Thermal trigger for solar flares and coronal loops formation. *Solar Phys*. 1982. Vol. 75. P. 237.

Zimovets I.V., McLaughlin J.A., Srivastava A.K., et al. Quasi-periodic pulsations in solar and stellar flares: a review of underpinning physical mechanisms and their predicted observational signatures. *Space Sci. Rev*. 2021. Vol. 217, no. 66.

URL: https://rscf.ru/project/22-22-00879.

УДК 533.9.01

# ВКЛАД КИНЕТИЧЕСКИХ АЛЬФВЕНОВСКИХ ВОЛН В ТРАНСПОРТ ИОНОВ ЧЕРЕЗ НОЧНУЮ МАГНИТОПАУЗУ ЗЕМЛИ

**[1, 2]А.С. Лукин, [1, 3]А.В. Артемьев, [1]А.А. Петрукович**

[1]Институт космических исследований РАН, Москва, Россия
as.lukin.phys@gmail.com
[2]Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Москва, Россия
[3]Университет Калифорнии, Лос-Анджелес, США

# CONTRIBUTION OF KINETIC ALFVEN WAVES TO ION TRANSPORT THROUGH THE EARTH'S NIGHTSIDE MAGNETOPAUSE

**[1, 2]A.S. Lukin, [1, 3]A.V. Artemyev, [1]A.A. Petrukovich**

[1]Space Research Institute RAS, Moscow, Russia
as.lukin.phys@gmail.com
[2]National Research University "Higher School of Economics", Moscow, Russia
[3]Institute of Geophysics and Planetary Physics, University of California, Los Angeles, USA

**Аннотация.** Основная популяция заряженных частиц (ионов) в земной магнитосфере — это плазма солнечного ветра, проникшая в магнитосферу через магнитопаузу. Существенный вклад в транспорт ионов через ночную магнитопаузу Земли может вносить диффузия частиц за счет их рассеяния при взаимодействии с низкочастотными электромагнитными волнами. Рассматривается механизм такого рассеяния для одной из наиболее интенсивных волновых мод, наблюдаемых вблизи магнитопаузы, — кинетических альфвеновских волн (КАВ). При этом используется реалистичная модель магнитопаузы Земли с неоднородным внешним магнитным полем, моделирующим тангенциальный разрыв. Получены оценки коэффициентов диффузии ионов в пространстве энергии — питч-угла для различных расстояний от магнитопаузы. Показано, что основным эффектом взаимодействия волн и частиц является изотропизация питч-угловых распределений потока ионов солнечного ветра.

**Ключевые слова:** кинетические альфвеновские волны, магнитопауза, магнитосфера.

**Abstract.** Solar wind charged particle (ions) transport across the magnetopause can be significantly contributed by ion cross-field diffusion due to ion scattering by electromagnetic waves. In this presentation, we focus on such scattering mechanism for the most intense near-magnetopause wave emission, kinetic Alfvén waves (KAWs). We use a realistic model of the Earth flank magnetopause with nonuniform ambient magnetic field fitting the tangential discontinuity. We estimate diffusion coefficients in energy pitch-angle space for different distances from the magnetopause and show that the main effect of the wave-particle interactions is an isotropization of pitch-angle distributions of solar wind ions.

**Keywords:** kinetic Alfvén waves, magnetopause, magnetosphere.

## ВВЕДЕНИЕ

Одними из наиболее интенсивных низкочастотных волновых возмущений, наблюдаемых в окрестности магнитопаузы, являются кинетические альфвеновские волны (КАВ) [Chaston et al., 2008, 2020, 2021; Gershman et al., 2017]. Данная волновая мода характеризуется продольной компонентой электрического поля и, как следствие, может эффективно ускорять заряженные частицы вдоль магнитных силовых линий. В быстрых плазменных потоках солнечного ветра КАВ обычно наблюдаются как широкий электромагнитный спектр, характеризующийся высокими значениями интенсивности электрического поля в области больших частот, соответствующих доплеровскому сдвигу больших волновых чисел. Плотный частотный спектр рассматриваемых волн приводит к перекрытию резонансов волн и частиц, и, как следствие, — к диффузии ионов в питч-угловом и энергетическом пространствах [Johnson, Cheng, 1997a, 2001].

Мы рассматриваем диффузию ионов, вызванную их взаимодействием с кинетической альфвеновской турбулентностью для реалистичной модели фланговой магнитопаузы Земли. Профили компонент магнитного поля и плазменных параметров были подобраны в соответствии со статистикой спутниковых наблюдений фланговой магнитопаузы по данным миссий ARTEMIS и MMS [Lukin et al., 2019, 2020]. Спектр кинетических альфвеновских волн задается как сумма нескольких тысяч плоских волн, имеющих различные частоты и углы распространения. Для оценки коэффициентов диффузии мы рассчитываем изменение энергии и питч-угла большого ансамбля частиц при движении в заданной конфигурации внешнего магнитного поля и при наличии ансамбля КАВ.

## КОНФИГУРАЦИЯ СИСТЕМЫ

В нашем моделировании мы использовали следующие параметры: амплитуду фонового магнитного поля $B_0$=20 нТл, температуру ионов в магнитослое (в области потока солнечного ветра) $T_{\mathrm{iMSH}}$=300 эВ, плотность плазмы в магнитослое и магнитосфере соответственно $n_{\mathrm{iMSH}}$=15 см$^{-3}$, $n_{\mathrm{iMSP}}$=2 см$^{-3}$, скорость ионов в магнитослое $V_{\mathrm{iMSH}}=V_{\mathrm{i}\parallel\mathrm{MSH}}$=400 км/с, пространственный масштаб магнитопаузы $L$=2000 км.

Безразмерные параметры

$$x=\frac{x}{\rho_{i\mathrm{MSH}}},\ t=t\omega_{\mathrm{iMSH}},\ v=\frac{v}{v_{\mathrm{TMSH}}},\ B=\frac{B}{B_0},\ c_L=\frac{\rho_i}{L},$$

где $\rho_{i\mathrm{MSH}}$, $\omega_{\mathrm{iSMH}}$, $v_{\mathrm{TMSH}}$ — ионный гирорадиус, циклотронная частота и тепловая скорость ионов глубоко в магнитослое $(x\to-\infty)$, т. е. далеко от магнитопаузы.

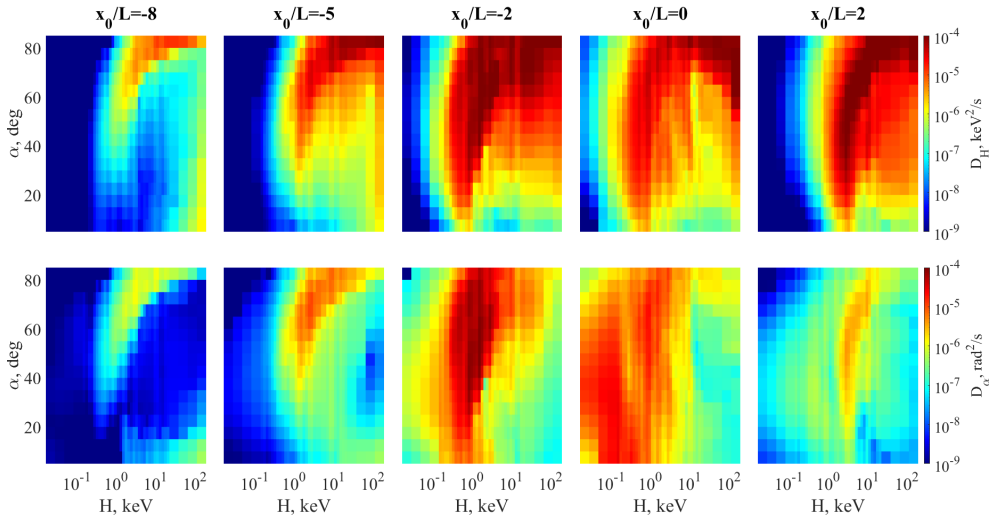



*Рис. 1.* Коэффициент диффузии ионов по энергии и питч-углу в зависимости от расстояния до магнитопаузы, начальных энергии и питч-угла частиц

Магнитное поле

$$\mathbf{B}(x)=\left\{0,\frac{1}{\cosh\left(x\cdot c_L\right)},\tanh\left(x\cdot c_L\right)\right\},$$

профиль плотности

$$n\left(x\right)=0.5(1-n_{\mathrm{MSH}})(1-\tanh\left(x\cdot c_L\right))+n_{\mathrm{MSP}},$$

температура определяется из условия баланса давления, координата $x$ определяет расстояние до магнитопаузы, расположенной в $x=0$.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ

Мы задаем 100 гармоник по частоте в диапазоне [$0.01\omega_{ci}$, $0.6\ \omega_{ci}$], 5 углов распространения в диапазоне 85°–89° и 5 фазовых углов, т. е. всего 2500 волн. Мощность поперечной компоненты магнитного поля $B_{\perp}^2(\omega)=B_I^2\omega^{-2}$, $B_I$=$10^{-4}$ нТл$^2$. Зная дисперсионное и поляризационные соотношения для КАВ [Stasiewicz et al., 2000; Chaston et al., 2012], мы можем восстановить все остальные компоненты вектора электромагнитного поля для каждой отдельной гармоники. Введем дополнительный множитель в амплитуды волновых полей таким образом, чтобы интенсивность волн падала внутри магнитосферы после пересечения магнитопаузы (при $x>0$).

Для каждого набора параметров (расстояние от магнитопаузы, питч-угол и энергия частиц) мы трассировали 1024 частицы и аппроксимировали средние квадратичные изменения энергии и питч-угла от времени:

$$<\left(\Delta H-<\Delta H>\right)^2>\sim D_{\mathrm{HH}}t,$$

$$(\Delta\alpha-<\Delta\alpha>)^2>\sim D_{\alpha\alpha}t.$$

## КОЭФФИЦИЕНТЫ ДИФФУЗИИ

На рис. 1 показаны оценки коэффициентов энергетической и питч-угловой диффузии как функции питч-угла и энергии частиц для различных радиальных расстояний от магнитопаузы. Коэффициенты возрастают при уменьшении расстояния до магнитопаузы и достигают пиковых значений

$$D_{\alpha\alpha}\sim10^{-4}\frac{\text{рад}^2}{\text{с}},\ D_{\mathrm{HH}}\sim10^{-4}\frac{\text{кэВ}^2}{\text{с}}$$

вблизи магнитопаузы. Кроме того, коэффициенты имеют локализованные максимумы в пространстве энергии и питч-угла. Ионы с большими энергиями (>1 кэВ) эффективно рассеиваются на больших питч-углах, а с уменьшением энергии эффективность рассеяния растет на малых питч-углах. Таким образом, диффузия ионов по питч-углам (и соответствующая ей пространственная диффузия) должна приводить к селективному по энергии механизму транспорта частиц через магнитопаузу [Lukin et al., 2019].

## ЭВОЛЮЦИЯ ПИТЧ-УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ

Используя аналог стохастических дифференциальных уравнений, можно учесть полученные коэффициенты диффузии при расчете фазовых траекторий ионов. На рис. 2 показаны распределения частиц в пространствах координата до магнитопаузы — скорость и координата до магнитопаузы — питч-угол для трех моментов времени. Основным эффектом взаимодействия частиц с КАВ является изотропизация распределений в питч-угловом пространстве, в то время как транспорт плазмы через магнитопаузу в присутствии ансамбля таких возмущений усиливается всего в несколько раз.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные коэффициенты диффузии ионов (протонов) солнечного ветра на КАВ вблизи ночной магнитопаузы могут быть использованы для моделирования эффектов взаимодействия волна—частица (через систему стохастических дифференциальных уравнений) при трассировании ионов в реалистичных полях магнитослоя на длительных интервалах времени. Кроме того, локализация максимума коэф-

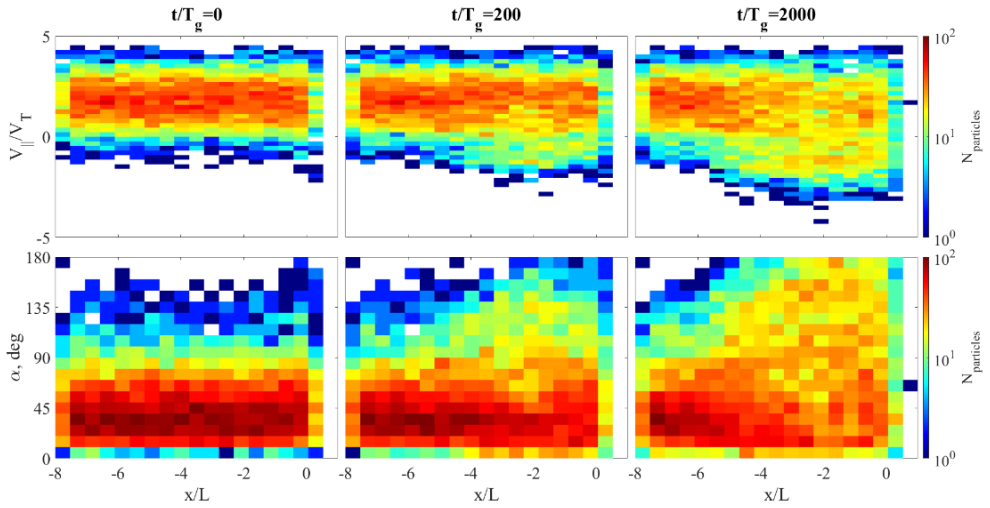



*Рис. 2.* Распределение частиц в пространстве поперечной координаты и продольной скорости, нижний ряд (вверху), распределение частиц в пространстве поперечной координаты и питч-угла (внизу). Столбцы соответствуют трем различным моментам времени

фициентов диффузии в энергетическом и питч-угловом пространствах, а также рассмотренная эволюция функций распределения частиц указывают на наличие селективного механизма транспорта частиц поперек магнитопаузы, существование которого обсуждалось ранее в работах, основанных на спутниковых наблюдениях.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Chaston C.C., Travnicek P. Ion Scattering and energization in filamentary structures through Earth's magnetosheath. *Geophys. Res. Lett*. 2021. Vol. 48, no. 15. e2021GL094029.

Chaston C., et al. Turbulent heating and cross-field transport near the magnetopause from THEMIS. *Geophys. Res. Lett*. 2008. Vol. 35, no. 17.

Chaston C.C., et al. Energy transport by kinetic-scale electromagnetic waves in fast plasma sheet flows. *J. Geophys. Res.: Space Phys*. 2012. Vol. 117, A9.

Chaston C.C., Travnicek P., Russell C.T. Turbulent wave-field morphology and ion scattering in the magnetosheath. *Geophys. Res. Lett*. 2020. Vol. 47, no. 22. e2020GL089613.

Gershman D.J., et al. Wave-particle energy exchange directly observed in a kinetic Alfvén-branch wave. *Nature communications* 2017. Vol. 8, id. 14719. P. 1–10.

Johnson J.R., Cheng C.Z. Kinetic Alfvén waves and plasma transport at the magnetopause. *Geophys. Res. Lett*. 1997. Vol. 24, iss. 11. P. 1423–1426.

Johnson J.R., Cheng C.Z. Stochastic ion heating at the magnetopause due to kinetic Alfvén waves. *Geophys. Res. Lett*. 2001. Vol. 28, iss. 23. P. 4421–4424.

Lukin A.S., et al. Spatial scales and plasma properties of the distant magnetopause: Evidence for selective ion and electron transport. *J. Geophys. Res.: Space Phys*. 2019. Vol. 124, iss. 7. P. 5027–5041.

Lukin A.S., et al. Comparison of the flank magnetopause at near-Earth and lunar distances: MMS and ARTEMIS observations. *J. Geophys. Res.: Space Phys*. 2020. Vol. 125, iss. 11. e2020JA028406.

Stasiewicz K., et al. Small scale Alfvénic structure in the aurora. *Space Sci. Rev*. 2000. Vol. 92, iss. 3. P. 423–533.

*Секция А. Астрофизика и физика Солнца. БШФФ-2022. С. 82–84.*

УДК 537.86

# ГРАВИТАЦИОННОЕ ЛИНЗИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ХАОТИЧЕСКОЙ КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ

**Д.С. Лукьянцев**

Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия
cmeofs1997@mail.ru

# GRAVITATIONAL LENSING OF ELECTROMAGNETIC WAVES IN CHAOTIC SPACE PLASMA

**D.S. Lukyantsev**

Irkutsk State University, Irkutsk, Russia
cmeofs1997@mail.ru

**Аннотация.** На основе приближения геометрической оптики и метода возмущений исследован эффект линзирования электромагнитного излучения удаленного источника под воздействием гравитационного поля и случайных неоднородностей космической плазмы. Проведено математическое моделирование траекторных характеристик излучения в широком диапазоне рабочих частот для различных конфигураций гравитационного поля и параметров плазменных неоднородностей. По результатам моделирования сделана оценка условий статистического замывания гравитационного линзирования вследствие рефракционного рассеяния излучения на неоднородностях космической плазмы.

**Ключевые слова:** космическая плазма, гравитационное поле, электромагнитные волны, моделирование, лучевая оптика.

**Abstract.** Using the geometrical optics approximation and the perturbation method, we studied the lensing effect of electromagnetic radiation of a remote space source affected by the gravity field and random inhomogeneities of space plasma. We performed mathematical modeling of trajectory characteristics of radiation over a wide range of operating frequencies for various configurations of the gravity field and parameters of plasma inhomogeneities. The results of mathematical modeling were used to assess conditions of statistical blurring of the gravity lensing due to refraction scattering of radiation on inhomogeneities of space plasma.

**Keywords:** space plasma, gravity field, electromagnetic waves, modeling, beam optics.

## ВВЕДЕНИЕ

Как известно [Вескер, Келлерман, 1976], при интерпретации данных измерений электромагнитных сигналов удаленных космических источников необходимо учитывать влияние неоднородностей среды, через которую прошли эти сигналы.

На межзвездных расстояниях электромагнитные сигналы, проходящие вблизи массивных космических объектов, подвержены влиянию полей тяготения этих объектов. Из теории относительности следует [Волков и др., 1970; Plebanski, 1960], что распространение электромагнитных волн в поле тяготения можно рассматривать как задачу о волнах в эвклидовом пространстве, если учесть что гравитационное поле изменяет определенным образом показатель преломления вакуума.

При этом случайные неоднородности космической плазмы маскируют эффекты поля тяготения и накладывают ограничения на длину электромагнитной волны для наблюдения гравитационной фокусировки. Поэтому линзовый эффект гравитационного поля при распространении волн в случайно-неоднородной среде реализуется только в определенном диапазоне электромагнитной шкалы колебаний.

## МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В ХАОТИЧЕСКОЙ КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ С УЧЕТОМ ЭФФЕКТОВ ГРАВИТАЦИИ

Для анализа влияния плазменных и гравитационных неоднородностей на траекторные характеристики сигналов удаленных космических источников использовалась система лучевых уравнений

$$\begin{aligned}
&\frac{dR}{d\varphi} = R\cot\beta,\\
&\frac{d\beta}{d\varphi} = (1+\sin^2\beta\tan^2\alpha)(\frac{1}{\tilde{n}}\frac{\partial\tilde{n}}{\partial\varphi}\cot\beta - \frac{R}{\tilde{n}}\frac{\partial\tilde{n}}{\partial R} - 1),\\
&\frac{d\delta}{d\varphi} = \tan\alpha,\\
&\frac{d\alpha}{d\varphi} = (1+\cot^2\beta\cos^2\alpha)(\frac{1}{\tilde{n}}\frac{\partial\tilde{n}}{\partial\delta} - \frac{1}{\tilde{n}}\frac{\partial\tilde{n}}{\partial\varphi}\tan\alpha),
\end{aligned} \tag{1}$$

где $R$, δ, φ — сферические координаты луча; α, β — углы рефракции луча соответственно в вертикальной и горизонтальной плоскостях; $\tilde{n}$ — эффективный показатель преломления случайно-неоднородной среды в присутствии гравитационного поля

$$\tilde{n} = n_0 + \tilde{n}_1, \tag{2}$$

где $n_0$ характеризует показатель преломления вакуума в условиях воздействия гравитационного поля, $\tilde{n}$ описывает случайные неоднородности космической плазмы.

В присутствии нескольких гравитационных объектов для $n_0$ использовалась модель

$$\begin{aligned}
n_0 = 1 + \frac{R_g}{R} + \sum_{i=1}^{N} A_i \exp[-b1_i(\varphi-\varphi0_i)^2 -\\
-b2_i(\delta-\delta0_i)^2 - b3_i(R-R0_i)^2],
\end{aligned} \tag{3}$$

где $R_g$ — гравитационный радиус объекта; $N$ — количество дополнительных объектов; $A_i$, $\varphi0_i$, $\delta0_i$, $R0_i$, $b1i$, $b2i$, $b3i$ — соответственно интенсивность, координаты и масштабы локализации неоднородности показателя преломления, возникающей вследствие воздействия $i$-го гравитационного объекта.

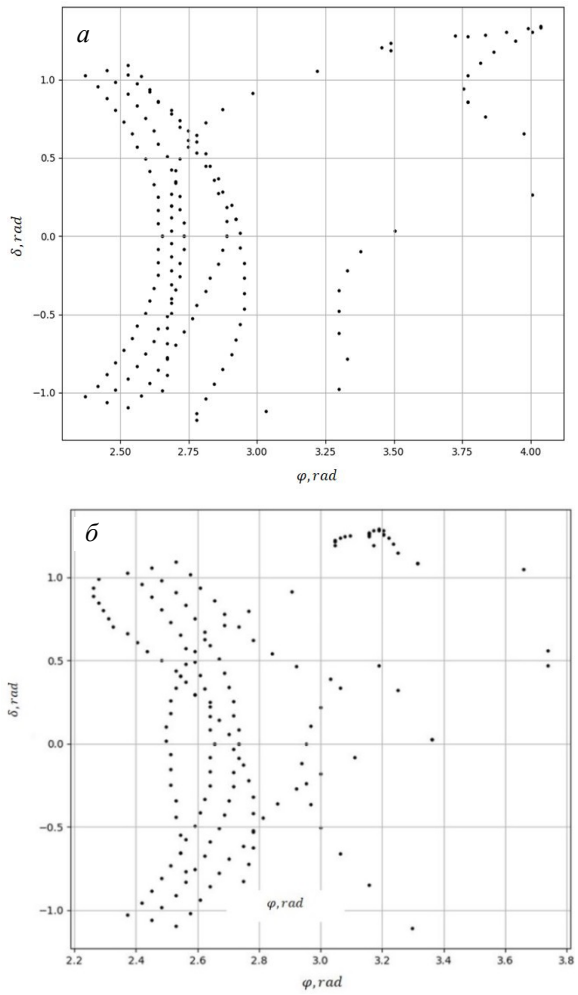



*Рис. 1.* Гравитационное линзирование в картинной плоскости наблюдателя при наличии двух (*а*) и трех (*б*) гравитационных объектов

Для оценки совместного влияния гравитационного поля и случайных неоднородностей плазмы на распространение электромагнитных волн система (1) была решена методом возмущений при $\tilde{n} \ll 1$. В результате была получена порождающая система уравнений (система (1) при $\tilde{n} = 0.$), описывающая траектории лучей в гравитационном поле объектов без учета влияния случайных неоднородностей плазмы. Порождающая система была решена численно при различных параметрах показателя преломления (3). Результаты моделирования плотности точек прихода лучей на фиксированное расстояние $R=R_k$ отображались в картинной плоскости наблюдателя в координатах (δ, φ). Параметры объектов $R_g=1$ cul, $A_1=0.5$, $R0_1=10$ cul, $\delta 0_1=0.5$ рад, $\varphi 0_1=0.4$ рад, $A2=0.5$, $R0_2=10$ cul, $\delta 0_2=0.3$ рад, $\varphi 0_2=0.5$ рад, масштабы: $b1_1=1.5$, $b2_1=1.5$, $b3_1=1.5$ 1/cul$^2$, $b1_2=1.5$, $b2_2=1.5$, $b3_2=1.5$ 1/cul$^2$. Здесь cul — условная единица длины. Начальные условия: $R(\varphi=0)=50$ cul, $\delta(\varphi=0)=0$. Угол α находился в диапазоне [–0.14, 0.14] рад с шагом 0.006 рад, а угол β принимал значения в диапазоне [0.21, 0.3] рад с шагом 0.004 рад. В картинной плоскости на рис. 1 показаны рассчитанные точки прихода лучей в указанных секторах углов α, β для сложных гравитационных полей различной конфигурации. Отмечены также непосредственно конечные углы φ, при которых луч достигает расстояния $R_k=50$ cul. Отсутствие заполнения по φ от 0 до 2 рад связано с невозможностью прохождения лучей сквозь гравитационные объекты. Нетрудно заметить, что в гравитационном поле объектов траекторная картина существенно искажается и возможно явление гравитационной фокусировки. Чем ближе электромагнитная волна распространяется к гравитационному объекту, тем сильнее эффект рефракции. Также этот факт отчетливо отмечается при сравнении рис. 1, *а*, *б*.

Для оценки влияния случайных неоднородностей космической плазмы на гравитационное линзирование на основе метода возмущений была получена система уравнений для расчета флуктуаций траекторных характеристик электромагнитных волн. С помощью этой системы были построены вторые статистические моменты лучевых траекторий. В частности, для расчета дисперсии отклонений δ в случае гауссовой корреляционной функции неоднородностей плазмы имеем систему уравнений

$$\begin{aligned} &\frac{d\sigma_\delta^2}{d\varphi} = \frac{\mu}{4}\sqrt{\frac{\pi}{Q}}\left(\frac{DP^2}{Q} + 16\left(D - \frac{K}{Q}\right)(\varphi J_1 - J_2)\right), \\ &\frac{dJ_1}{d\varphi} = P^2, \\ &\frac{dJ_2}{d\varphi} = \varphi P^2, \end{aligned} \qquad (4)$$

где

$$P = \left(\frac{1}{\cos^2\alpha_0} + \cot^2\beta_0\right),$$

$$D = \left(\left(\frac{\tan\alpha_0}{a_\varphi}\right)^2 + \frac{1}{a_\delta^2}\right), \; K = \left(\frac{1}{a_\varphi^2} - \frac{1}{a_\delta^2}\right)^2 \tan^2\alpha_0,$$

$$Q = \left(\frac{1}{a_\varphi^2} + \left(\frac{\tan\alpha_0}{a_\delta}\right)^2 + \left(\frac{R\cot\beta_0}{a_R}\right)^2\right), \; —$$

$\mu$, $\alpha_\varphi$, $\alpha_\delta$, $\alpha_R$

интенсивность и масштабы случайных плазменных неоднородностей, характеристики $\alpha_0$, $\beta_0$, $R_0$, $\delta_0$ определяются путем численного интегрирования системы (1) при $\tilde{n}_1 = 0$.

Решая систему уравнений (4) совместно с порождающей системой (система (1) при $\tilde{n}_1 = 0$ ), можно оценить влияние случайных неоднородностей плазмы на гравитационное линзирование. Результаты расчетов флуктуаций плотности точек прихода лучей в картинной плоскости наблюдателя для различных диапазонов длин волн приведены на рис. 2. При тех же параметрах модели (3), что и на рис. 1, *б*, здесь представлены рассчитанные средние точки прихода лучей в указанных секторах углов α, β в координатах (δ, φ). Вертикальные линии показывают среднеквадратичные отклонения рассчитанных точек прихода в картинной плоскости, вызванные плазменными случайными неоднородностями. Параметры плазменных неоднородностей $\mu_а=10^{-7}$ (для высоких частот), $\mu_б=10^{-6}$ (для низких частот), $\alpha_\varphi=10^{-3}$, $\alpha_\delta=10^{-3}$, $\alpha_R=10^{-3}$ cul.

Можно заметить, что в картинной плоскости наблюдателя возникает статистическое замывание эффекта

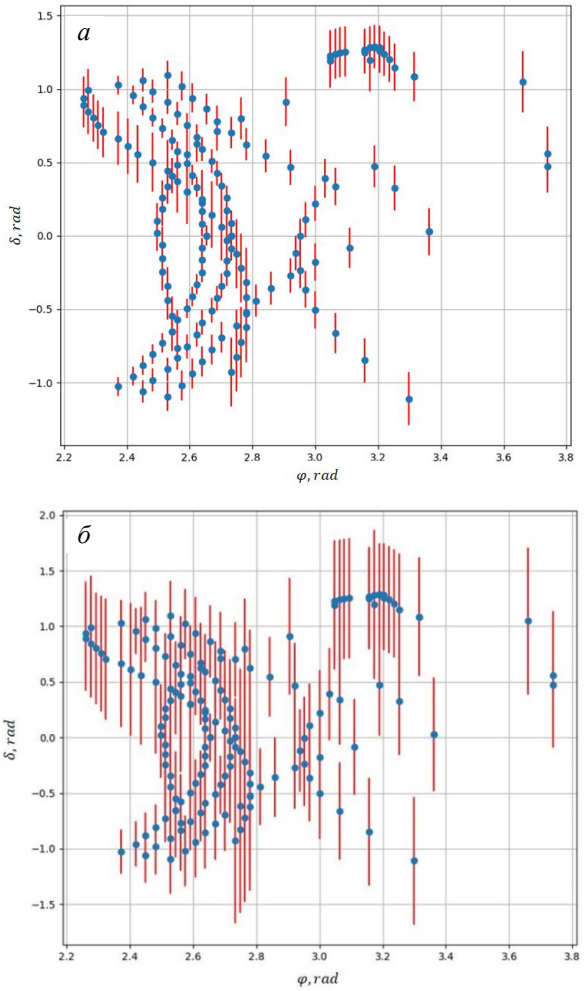



*Рис. 2.* Статистическое замывание гравитационного линзирования в картинной плоскости наблюдателя для высокочастотного (*а*) и низкочастотного (*б*) диапазонов длин волн

гравитационной фокусировки. Также отметим, что на низких частотах флуктуации боковых отклонений лучей существенно больше, чем для высоких частот.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнено математическое моделирование траекторных характеристик электромагнитного излучения в сложном гравитационном поле, порожденном несколькими космическими объектами. Показаны условия возникновения эффекта гравитационного линзирования лучевых траекторий в картинной плоскости наблюдателя. Сделаны расчеты среднеквадратичных значений боковых отклонений лучей под воздействием случайных неоднородностей космической плазмы. В широком диапазоне рабочих частот излучения приведены примеры статистического замывания эффекта гравитационного линзирования вследствие рассеяния лучей на неоднородностях космической плазмы.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Волков А.М., Изместьев А.А., Скроцкий Г.В. *ЖЭТФ*. 1970. Т. 59, № 10. С. 1254.

*Галактическая и внегалактическая радиоастрономия*. Ред. Верскер Г.Л., Келлерман К.И. М.: Мир, 1976. 617 с.

Plebanski I. Electromagnetic waves in gravitational fields. *Phys. Rev*. 1960. Vol. 118, no. 5. P. 1396.

*Секция А. Астрофизика и физика Солнца. БШФФ-2022. С. 85–86.*

УДК 524.1

# ОПРЕДЕЛЕНИЕ БАРОМЕТРИЧЕСКОГО КОЭФФИЦИЕНТА УСТАНОВКИ TUNKA-GRANDE

**С.Д. Малахов, Р.Д. Монхоев**

Научный исследовательский институт прикладной физики, Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия
malakhov@astroparticle.online

# DETERMINING BAROMETRIC COEFFICIENT OF THE TUNKA-GRANDE ARRAY

**S.D. Malakhov, R.D. Monkhoev**

Applied Physics Institute of the Irkutsk State University, Irkutsk, Russia
malakhov@astroparticle.online

**Аннотация.** Установка Tunka-Grande является частью экспериментального комплекса TAIGA. Она создана для изучения энергетического спектра и массового состава заряженных космических лучей в диапазоне 10–1000 ПэВ и поиска диффузного гамма-излучения с энергией свыше 10 ПэВ методом регистрации широких атмосферных ливней. В докладе представлено описание сцинтилляционной установки Tunka-Grande, показано влияние изменения атмосферного давления на достоверность получаемых по ее экспериментальным данным результатов и приведена методика определения барометрического коэффициента.

Ключевые слова: астрофизика, космические лучи, барометрический эффект, Tunka-Grande

**Abstract.** The Tunka-Grande is a part of the TAIGA experimental complex. It was created to study the energy spectrum and mass composition of charged cosmic rays in the range of 10–1000 PeV and to search for diffuse gamma rays with an energy of more than 10 PeV by registering extensive air showers. This report outlines the Tunka-Grande scintillation array, shows the effect of changes in atmospheric pressure on the reliability from its experimental data obtained, and provides a method for determining the barometric coefficient.

**Keywords:** astrophysics, cosmic rays, barometric effect, Tunka-Grande

## ВВЕДЕНИЕ

Космические лучи (КЛ) — изотропный поток частиц, распространяющийся в космическом пространстве. Энергетический спектр КЛ очень широк и лежит в области ~$10^6$–$10^{20}$ эВ. КЛ высоких и сверхвысоких энергий (выше $10^{14}$ эВ) интересны не только для задач астрофизики, но и для физики элементарных частиц, поскольку на данный момент нет технологий, позволяющих в наземных условиях достичь таких энергий. При этом поток высокоэнергетичных КЛ слишком мал, чтобы регистрировать его прямыми методами с помощью высотных баллонов или искусственных спутников Земли. Поэтому для их изучения используется явление, именуемое широким атмосферным ливнем (ШАЛ). При попадании высокоэнергетичной частицы в атмосферу Земли, запускается каскадный процесс, в результате чего до уровня наблюдения доходит огромное число вторичных частиц и различные виды излучения.

Для регистрации ШАЛ используются массивы детекторов частиц. Одним из таких массивов является установка Tunka-Grande, представляющая собой сеть из 19 сцинтилляционных станций, в каждой из которых находится по 20 детекторов заряженных частиц. Конфигурация детекторов станции позволяет регистрировать общий поток заряженных частиц ШАЛ и выделять из него мюонную компоненту.

Для повышения точности измерений необходимо учитывать всевозможные эффекты, оказывающие влияние на поток КЛ и ШАЛ: от особенностей регистрационной аппаратуры до внегалактических процессов. Установка Tunka-Grande активно ведет наблюдения с 2016 г., и влияние большинства различных эффектов уже учтено при обработке и анализе экспериментальных данных. Но исследования воздействия вариаций атмосферного давления на достоверность получаемых результатов до сих пор не проводилось.

## МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ БАРОМЕТРИЧЕСКОГО КОЭФФИЦИЕНТА

Для обнаружения барометрического эффекта использовались темп счета (среднее количества зарегистрированных ШАЛ за 1 с) установки Tunka-Grande и показания датчиков давления и температуры. Указанные датчики располагаются на трех станциях и ведут непрерывную запись информации о параметрах окружающей среды во время сеансов наблюдения. В качестве исходных брались экспериментальные данные, полученные в январе 2018 г., содержащие время зарегистрированных событий при числе сработавших станций не менее трех, что соответствует энергии КЛ более $10^{16}$ эВ. Для определения темпов счета вычислялась сумма событий в часе UTC и делилась на сумму временных интервалов между искомыми событиями (рис. 1). При этом единственное условие на отбор интервалов заключалось в том, что их величина не могла быть больше 1 с.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2. показана зависимость темпа счета $CR$ установки Tunka-Grande от атмосферного давления $P$. Аппроксимация реализована при помощи линейной функции вида:

$$CR = aP + b \qquad (1)$$

где $a$, $b$ — коэффициенты аппроксимирующей функции.

Ясно виден барометрический эффект — уменьшение темпа счета при повышении давления; $a \approx -0.001017$ Гц / мм рт ст, $b \approx -0.813316$ Гц

Таким образом, барометрический коэффициент

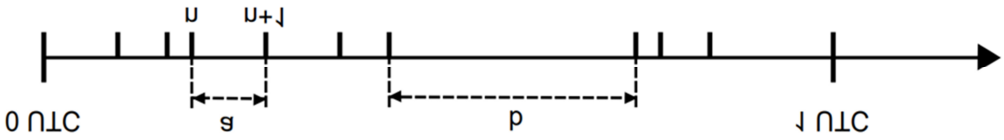



*Рис. 1.* Шкала времени, где $n$ – номер события; $a$, $b$ – временные интервалы между событиями

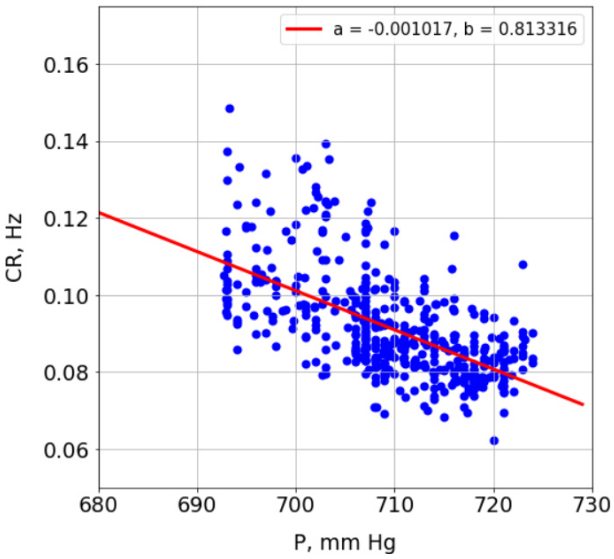



*Рис. 2.* Зависимость темпа счета установки Tunka-Grande от атмосферного давления

установки Tunka-Grande составляет ≈ − 1.06 % / мм рт ст. Аналогичные измерения в других экспериментах имеют сопоставимые значения: ДЕКОР (НИЯИ МИФИ) ≈ −0.42 % / мм рт ст [Толкачева, 2010], УРАГАН (НИЯИ МИФИ) ≈ − 0.24 % / мм рт ст [Компаниец, 2008], НЕВОД ШАЛ (НИЯИ МИФИ) ≈ −1.21 % / мм рт ст [Amelchakov, 2021], CARPET (ASTANA ФИАН и ЕНУ) ≈ −0.22 % / мм рт ст [Гиниятов, 2017].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе работы был обнаружен барометрический эффект на Tunka-Grande и получено численное значение барометрического коэффициента ≈ − 0.67 % / мм рт ст. Учет этого эффекта при обработке и анализе экспериментальных данных позволит улучшить точность определения параметров ШАЛ и КЛ.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Гиниятов Ш.Г. и др. Методика учета влияния атмосферного давления на интенсивность космических лучей по данным детектора CARPET. 2017.

Компаниец К.Г. *Мюонный годоскоп УРАГАН*. Автореф. дис. … канд. физ.-мат. наук. МИФИ. М.:, 2008. 25 с.

Толкачева Н.В. и др. Метеоэффекты в интенсивности групп мюонов. *Краткие сообщения по физике ФИАН*. 2010. № 6. С. 16–19.

Amelchakov M.B. et al. The NEVOD-EAS air-**shower array. *arXiv: 2109.07145*.**

*Секция А. Астрофизика и физика Солнца. БШФФ-2022. С. 87–89.*

УДК 520.8.052

# ЧЕРЕНКОВСКИЕ ДЕТЕКТОРЫ CHED НА ЯКУТСКОЙ УСТАНОВКЕ

**С.В. Матаркин, Л.В. Тимофеев**

Институт космофизических исследований и аэрономии им. Ю.Г. Шафера СО РАН, Якутск, Россия
MatarkinSV@ikfia.ysn.ru

# CHERENKOV DETECTORS CHED OF THE YAKUTSK ARRAY

**S.V. Matarkin, L.V. Timofeev**

Yu.G. Shafer Institute of Cosmophysical Research and Aeronomy SB RAS, Yakutsk, Russia
MatarkinSV@ikfia.ysn.ru

**Аннотация.** Детекторы формы импульса черенковского излучения CheD созданы для расширения функциональности Якутской установки. Задача заключается в определении параметров широких атмосферных ливней от космических лучей сверхвысоких энергий, в частности, углов прихода ливня, для чего используются прецизионные измерения черенковского сигнала. Наблюдения ведутся с 2019 г. В настоящей работе приведены описание прибора и предварительные результаты, полученные за указанный период.

**Ключевые слова:** CheD, черенковское излучение, широкий атмосферный ливень.

**Abstract.** Cherenkov pulse shape detectors CheD are designed to expand the functionality of the Yakutsk array. The main purpose is to determine parameters of extensive air showers from ultra-high energy cosmic rays, particularly, the arrival angles, making use of the precision measurements of the Cherenkov signal. The measurements have been carried out since 2019. This paper presents device description and preliminary results obtained over the indicated period.

**Keywords:** CheD, Cherenkov light, extensive air shower.

## ОПИСАНИЕ ПРИБОРА

Детекторы формы импульса CheD являются независимым дополнением к широкоугольному черенковскому телескопу [Ivanov et al., 2022] и парным — к интегральному черенковскому детектору [Matarkin, Timofeev, 2019] Якутской установки. Детекторы формируют четырехугольник со средней стороной 21 м, вершины которого указывают на направления сторон света (рис. 1). Детектор состоит из фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) ET Enterprises Type 9305KB, предусилителя напряжения на основе операционного усилителя AD8045, расположенных внутри дюралюминиевого корпуса. Сверху прилегает линза Френеля, расположенная на расстоянии фокуса от ФЭУ. Дюралюминиевый корпус изнутри закрашен черной краской для лучшего поглощения падающего света. Детектор ставится на треногу. Для защиты ФЭУ от дневного света предусмотрена крышка из того же материала, что и корпус (см. рис. 1).

Данные с детекторов отправляются на АЦП DRS4, находящийся на ближайшей станции наблюдения установки, где происходит оцифровка. Оцифрованные данные поступают в рабочий ноутбук, где оператор может установить программный триггер. Имеется также возможность подключения внешнего триггера, например, для работы в связке с наземными детекторами Якутской установки. При пробитии импульсом программного триггера любого из каналов, либо при срабатывании внешнего триггера, происходит сохранение события в локальную память ноутбука в формате.xml. АЦП имеет настраиваемую частоту выборки от 0.7 до 5 GSPS (число выборок в секунду) с 1024 дискретными точками и глубиной квантования 16 бит.

## ОЦЕНКА УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

При известных координатах детекторов, их точной синхронизации и высоком разрешении регистрирующей аппаратуры возможна оценка зенитных и азимутальных углов прихода оси широких атмосферных ливней (ШАЛ) на уровне наблюдения.

Наблюдения ведутся в темные безлунные ночи с октября по конец марта. В период 2019–2022 гг. было отобрано 15 080 событий (62.94 %) по результатам 1367 часов наблюдений. В процессе обработки данных исключаются события, вызванные ложными срабатываниями; события, импульсы которых имеют явные дефекты; события, у которых амплитуды импульсов меньше установленного порога в 30 мВ. Полученное распределение зенитных и азимутальных углов показано на рис. 2.

Высокие вероятности для мелких зенитных углов в CheD объясняются низким порогом энергии. Чем меньше энергии, тем более вертикальные ливни преобладают. В диаграмме азимутальных углов есть уклон в сторону северо-запада, при этом такая тенденция сохраняется при смене местоположения детекторов. Причина подобного уклона неизвестна.

## ОБЩИЕ СОБЫТИЯ

Степень истинности полученной оценки углов можно проверить, отыскав события, зарегистрированные как основной системой регистрации Якутской установки, так и детекторами CheD. Сначала отбираются события, времена прихода которых совпадают в обеих системах регистрации. Далее исключаются события, в которых не сработала ближайшая к детекторам станция наблюдения установки. Было найдено 227 таких событий, разбросанных в пределах полукилометра вокруг геометрического центра четырехугольника, образуемого детекторами CheD Такое незначительное количество общих событий связано с энергетическим порогом установки, который начинается примерно с $10^{17}$ эВ, в то время как порог CheD предварительно находится в области $10^{15}$ эВ. Визуальное представление оценки корреляции углов показано на рис. 3.

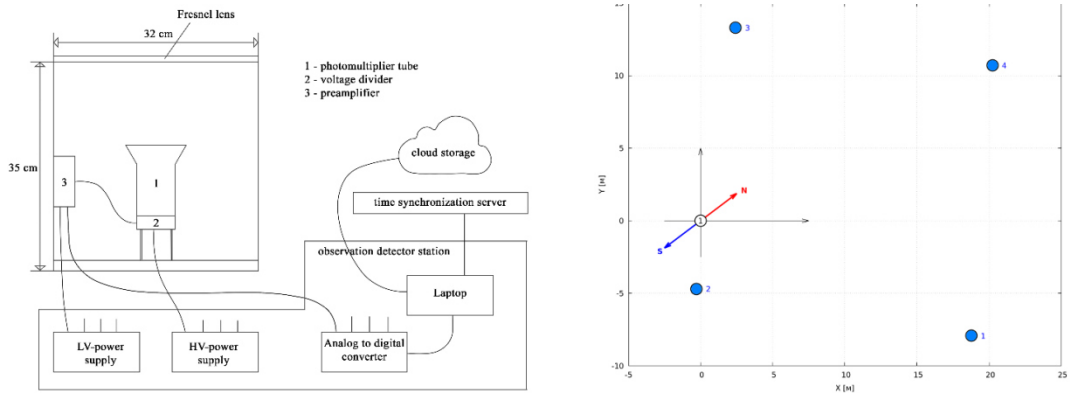



*Рис. 1*. Схема детекторов CheD (слева) и схема их расположения с 2019 по 2021 г. (справа) вокруг центра установки, обозначенной цифрой 1

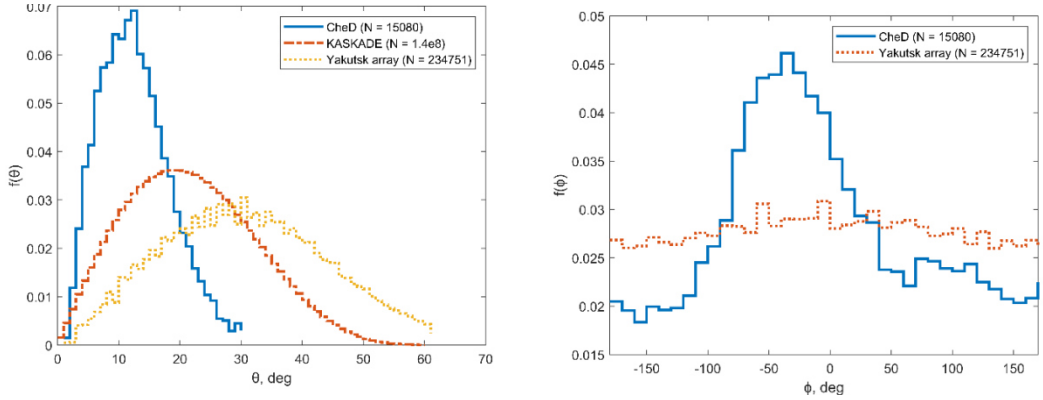



*Рис. 2*. Распределение зенитных (слева) и азимутальных (справа) углов прихода оси ШАЛ

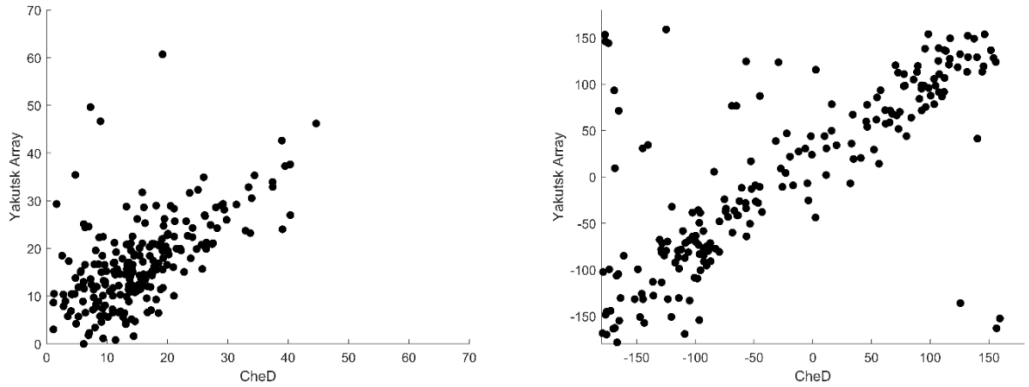



*Рис. 3*. Визуальная оценка корреляции зенитных (слева) и азимутальных (справа) углов прихода оси ШАЛ отобранных общих событий

Коэффициент корреляции для зенитных углов составил 0.58, а для азимутальных — 0.55. Подобный результат, в первую очередь, связан с малым количеством детекторов и малым расстоянием между ними.

## ЗАВИСИМОСТЬ *fwhm*(lg(R))

Основным параметром формы импульса черенковского излучения является ширина на полувысоте *fwhm*. Данный параметр, взятый от входных импульсов, находится в прямой зависимости от расстояния от детектора до оси ливня на уровне наблюдения.

Оценки входных импульсов находятся с применением методов цифровой обработки сигналов. Используется операция обращения свертки при известной импульсной характеристике системы, в качестве которой были взяты импульсы темновых токов фотоэлектронных умножителей. После нахождения оценки входных импульсов, белый шум подавляется фильтром низких частот. Из выборки исключаются события с перенасыщенными импульсами, а также события, у которых часть заднего фронта импульса помещается в окно АЦП.

Было исключено еще 40 событий из ранее отобранных 227. На рис. 4 показана полученная зависимость *fwhm*(lg(R)). Там же показаны аналогичные зависимости, полученные в других экспериментах, с которыми наблюдается хорошее согласие (Havera Park [Hammond et al., 1978], Тунка [Prosin et al., 2009],

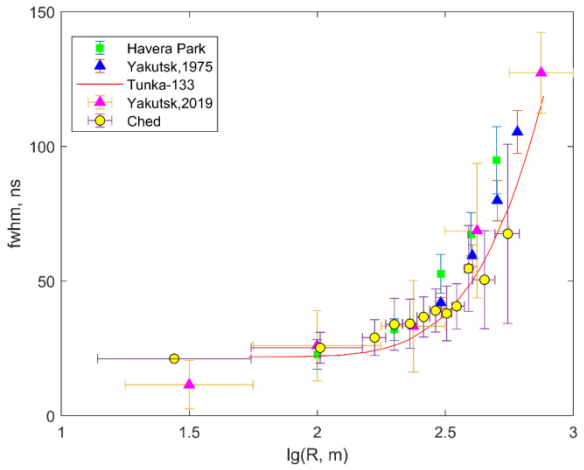



*Рис. 4*. Зависимость fwhm(lg(R)) по данным наблюдений периода 2019-2022 гг.

Якутск 1975 [Kalmykov et al., 1975], Якутск 2019 [Ivanov et al., 2022]).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Hammond R.T., Orford K.J., Protheroe R.J., et al. Ĉerenkov radiation in large cosmic-ray air showers. *Il Nuovo Cimento C*. 1978. Vol. 1. P. 315. DOI: 10.1007/BF02525044.

Ivanov A.A., Matarkin S.V., Timofeev L.V. Measuring temporal characteristics of the Cherenkov radiation signal from extensive air showers of cosmic rays with a wide field-of-view telescope addendum to the Yakutsk array. *Phys. Rev. D.* 2022. Vol. 105, iss. 4. DOI: 10.1103/PhysRevD.105.042008.

Kalmykov N.N., Prosin V.V., Khristiansen V.M., et al. *JETP. Lett.* 1975. Vol. 21, no. 1. P. 66.

Matarkin S.V., Timofeev L.V. A Cherenkov EAS light detector with high temporal resolution. *Bull. Russian Academy of Sciences: Physics*. 2019. Vol. 83. P. 640–642. DOI: 10.3103/S106287381905023X.

Prosin V.V., Budnev N.M., Chvalaiev O.A., et al. *Nuclear Physics B – Proc. Suppl*. 2009. Vol. 190. P. 247. DOI: 10.1016/j.nuclphysbps.2009.03.09.

*Секция А. Астрофизика и физика Солнца. БШФФ-2022. С. 90–92.*

УДК 524.1

# ЧИСЛЕННЫЙ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В АТМОСФЕРЕ

**Е.А. Маурчев, А.В. Германенко, Ю.В. Балабин, Е.А. Михалко, Б.Б. Гвоздевский**

Полярный геофизический институт, Апатиты, Россия
maurchev1987@gmail.com

# NUMERICAL AND EXPERIMENTAL METHODS FOR INVESTIGATING COSMIC RAYS IN THE EARTH'S ATMOSPHERE

**E.A. Maurchev, A.V. Germanenko, Yu. V. Balabin, E.A. Mikhalko, B.B. Gvozdevsky**

Polar Geophysical Institute, Apatity, Russia
maurchev1987@gmail.com

**Аннотация.** Рассматриваются лишь некоторые способы исследования космических лучей в атмосфере Земли. Приводятся основные методики измерения характеристик вторичного излучения, применяемые на станции нейтронного монитора в Апатитах. Рассматриваются модели этого оборудования и их расчетные функции эффективности регистрации. Частично рассказывается о более сложной модели прохождения протонов через атмосферу Земли.

**Ключевые слова:** космические лучи, детекторы корпускулярного излучения, физика частиц, метод Монте-Карло.

**Abstract.** The paper considers only some methods of studying cosmic rays in the Earth's atmosphere. The main methods for measuring characteristics of secondary radiation used at the neutron monitor station in Apatity are presented. Models of this equipment and their calculated registration efficiency functions are considered. A more complex model of proton passage through the Earth's atmosphere is partially described.

**Keywords:** cosmic rays, particle detectors, particle physics, Monte Carlo method.

## ВВЕДЕНИЕ

На станции нейтронного монитора (НМ) в Апатитах для изучения космических лучей (КЛ) в атмосфере Земли, их состава и особенностей взаимодействия с окружающим веществом используются как экспериментальные, так и численные методы. К первым относится комплексная система сбора данных [Балабин Ю.В. и др., 2020], которая включает в себя следующие детекторы корпускулярного излучения.

1. Нейтронный монитор [Балабин и др., 2015]. Реализованы НМ двух типов — свинцовый и бессвинцовый.
2. Детекторы заряженной компоненты.
3. Сцинтилляционные NaI (Tl) гамма-детекторы [Балабин и др., 2019] — устройства, принцип работы которых основан на преобразовании энергии частицы в оптические фотоны.
4. Мюонный телескоп. В лаборатории космических лучей установлены два современных устройства такого типа — в Апатитах и Баренцбурге на арх. Шпицберген.
5. Узконаправленный детектор нейтронов — экспериментальная установка, особенностью которой является наличие приемного окна и поглощающего тепловые нейтроны материала, позволяющая при необходимости измерять направленность потока нейтронов с энергией ниже 1 МэВ.

Следует заметить, что все детектирующее оборудование оснащено высокоскоростными системами сбора данных, спроектированными и реализованными непосредственно авторами работы при помощи современной микропроцессорной техники.

Численные модели, необходимые для дополнения экспериментальной базы, реализованы при помощи метода Монте-Карло [Соболь, 1985], точнее — в работе используется среда для разработки программ GEANT4 [Agostinelli et al., 2003]. Выбор в его пользу был сделан, поскольку в нем реализованы все необходимые процессы взаимодействий, удобный подход к реализации геометрии при помощи языка C++ и самый немаловажный плюс — наборы классов, распространяющихся абсолютно бесплатно.

Кратко можно сказать, что после инициализации параметров геометрии, первичного источника и видов частиц алгоритм моделирования сводится к расчету сечений и типа взаимодействий, а также средних длин пробега.

## ПРИМЕРЫ ДЕТЕКТОРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ И ИХ ФУНКЦИИ ЭФФЕКТИВНОСТИ РЕГИСТРАЦИИ

Первым можно рассмотреть сцинтилляционный NaI (Tl) детектор гамма — устройство, активное вещество которого способно генерировать фотоны посредством реакций с ионизирующим излучением (электроны, позитроны, протоны) и гамма-квантами. Помимо кристалла, такое оборудование также включает в себя фотоэлектронный умножитель (ФЭУ), необходимый для преобразования вспышки света в электрический импульс, и систему сбора данных. Детекторы такого типа, используемые в задачах гамма-спектроскопии, например, в мониторинге возрастания приземного фона во время осадков, имеют большую эффективность регистрации и находят применение в тех случаях, когда не требуется высокое энергетическое разрешение. В таких детекторах энергия и интенсивность гамма-квантов определяются с помощью вторичных заряженных частиц (электронов и позитронов), возникающих в результате взаимодействий самих гамма-квантов с веществом. Визуализация модели такого детектора, геометрия которого соответствует геометрии реального прибора, используемого в лаборатории космических лучей, представлена на рис. 1. Рассчитанные функции отклика показаны на рис. 2.

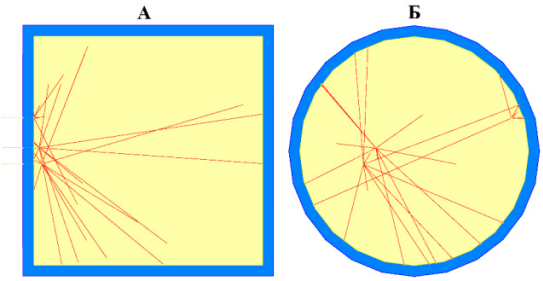



*Рис. 1.* Модель сцинтилляционного NaI (Tl) детектора в проекции YZ (*а*) и проекции X-Y (*б*). Желтый цвет — рабочая область, синий — алюминиевый кожух, зеленый — треки гамма-квантов, красный — треки оптических фотонов. Для удобства процессы отражения от границ поверхностей отключены, а также установлено значение световыхода $S=100$ оптических фотонов/МэВ

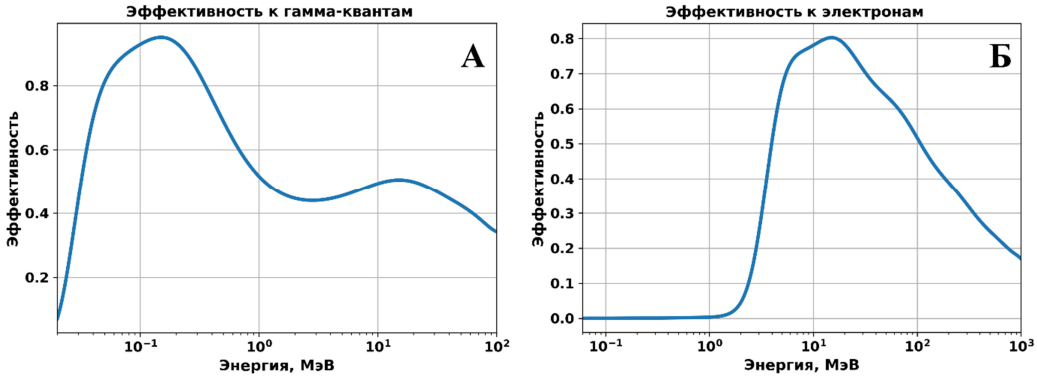



*Рис. 2.* Функции эффективности регистрации в виде отношения числа зарегистрированных частиц к числу частиц в первичном потоке, полученные в результате моделирования взаимодействий пучков моноэнергичных частиц при прохождении через вещество сцинтилляционного NaI (Tl) детектора цилиндрической формы размерами $h_1=63$ мм и $Ø=63$ мм гамма-квантов в диапазоне энергий 0.02–100 МэВ (*а*) и электронов в диапазоне энергий 0.06–1000 МэВ (*б*)

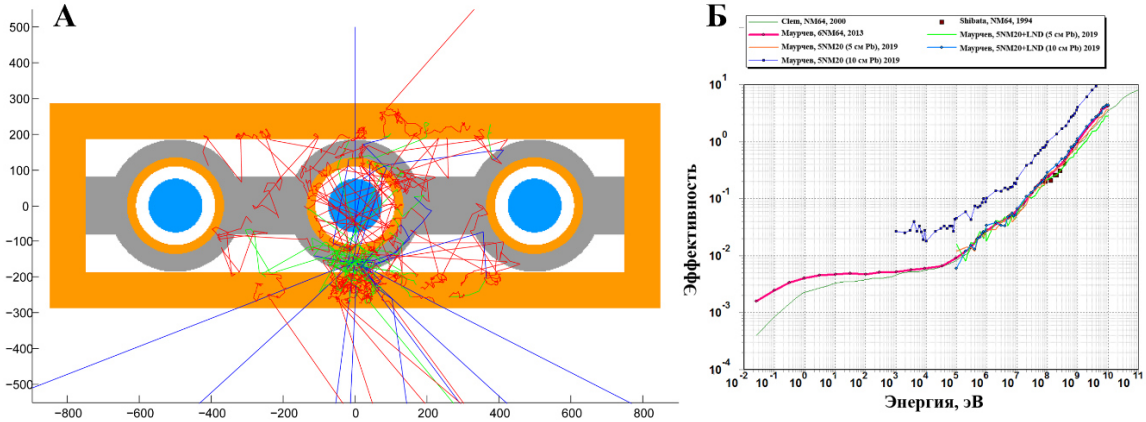



*Рис. 3.* Фронтальная проекция модели одной секции НМ (*а*). Сверху на полиэтилен падает нейтрон с энергией 10 ГэВ. В результате неупругого столкновения со свинцом рождается каскад нуклонов, здесь показаны только нейтроны. Различными цветами обозначены энергетические диапазоны частиц: синий — энергия выше 100 МэВ, зеленый — от 100 кэВ до 100 МэВ, красный — ниже 100 кэВ. Зависимость эффективности регистрации стандартного НМ (*б*) от энергии нейтронов, полученная в результате моделирования прохождения потоков нейтронов с энергией в интервале от $10^{-2}$ до $10^{10}$ эВ. При сравнении с полученными ранее результатами наблюдается хорошее совпадение. При низких энергиях наблюдается расхождение из-за различия в используемых сечениях взаимодействий

Стандартный НМ представляет собой устройство, состоящее из полиэтиленового замедлителя, свинцового генератора, отражателей и пропорциональных счетчиков, чувствительных к нейтронам (рис. 3). Эти детекторы занимают ключевую позицию в области радиационной безопасности, космической физики, изучения солнечно-земных связей и космической погоды. Именно по этой причине сегодня проводится модернизация систем регистрации НМ и проявляется интерес к процессам, происходящим при взаимодействии частиц с его конструкцией. При помощи разработанной нами модели рассчитана функция эффективности регистрации.

Одним из основных результатов является модель расчета прохождения протонов первичных КЛ через атмосферу Земли и исследования образований каскадов и вторичных КЛ. В основе реализации этой модели лежит теория распространения частиц раз-

личного типа, а для расчетов процессов взаимодействий используется набор моделей [Amelin et al., 1990; Amelin et al., 2001, Bertini et al., 1971; Heikkinen et al., 2003, Garny et al., 2009]. С основными результатами расчетов можно ознакомиться в работах [Маурчев и др., 2019].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование космических лучей по-прежнему остается актуальной и интересной задачей. Эта научная отрасль имеет множество прикладных и фундаментальных направлений, в которых можно реализовывать возможности самых разных методик — как экспериментальных, так и численных. В наших работах мы стараемся использовать самые современные достижения в этой области. Так, в системах сбора данных это микропроцессорная техника, а для представления данных — средства баз данных и публикаций на веб-серверах [URL]. Следует заметить, что нами самостоятельно разрабатывается и собирается периферия, а также производится написание кода для микроконтроллеров. Возможности численного моделирования и программ обработки данных вообще можно считать безграничными и объема данной статьи будет слишком мало для их описания.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Балабин Ю.В., Гвоздевский Б.Б., Германенко А.В. Большие и малые множественности на нейтронных мониторах: их различия. *Изв. РАН. Сер. физ*. 2015. Т. 79, № 5. С. 708.

Балабин Ю.В., Гвоздевский Б.Б., Германенко А.В. и др. Суточная и сезонная вариации мягкого гамма-излучения в нижней атмосфере. *Изв. РАН. Сер. физ.* 2019. Т. 83, № 5. С. 655–658.

Балабин Ю.В., Гвоздевский Б.Б., Германенко А.В. и др. Компактный мюонный телескоп для мониторинга потоков вторичных космических лучей. *Приборы и техника эксперимента*. 2020. № 6. С. 71–75.

Маурчев Е.А., Балабин Ю.В., Германенко А.В. и др. Расчет скорости ионизации вещества атмосферы Земли протонами галактических и солнечных космических лучей. *Солнечно-земная физика*. 2019. Т. 5, № 3. С. 81–88.

Приборы и техника эксперимента. 2020. № 6. С. 71–75.

Соболь И.М. *Метод Монте-Карло*. 4-е изд. М.: Наука,1985. 80 с.

Agostinelli S., Allison J., Amako K., et al. Geant4 — a Simulation Toolkit. *Nuclear Instruments and Methods*. 2003. Vol. 506, iss. 3. P. 250–303.

Amelin N.S., Armesto N. Monte Carlo model for nuclear collisions from SPS to LHC energies. *European Physical J. C: Particles and Fields*. 2001. Vol. 22, iss. 1. P. 149–163.

Bertini H.W., Guthrie M.P. Results from Medium–energy intra–nuclear–cascade calculation. *Nucl. Phys*. 1971. Vol. 169, iss. 3. P. 670–672.

Garny S., Leuthold G., Mares V., et al. GEANT4 transport calculations for neutrons and photons below 15 MeV. *IEEE Trans. Nuclear Sci*. 2009. Vol. 56, no. 4. P. 2392–2396.

Heikkinen A., Stepanov N., Wellish J.P. Bertini intra-nuclear cascade implementation in Geant4. *Computing in High Energy and Nuclear Physics* (ePrint nucl–th/0306008). 2003. P. 1–7.

URL: https://cosmicray.pgia.ru/index.html.

URL: https://ruscosmics.ru.

*Секция А. Астрофизика и физика Солнца. БШФФ-2022. С. 93–94.*

УДК 537.86

# ИССЛЕДОВАНИЕ СВЯЗИ МЕЖДУ МИКРОВОЛНОВЫМ И МЕТРОВЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ВСПЛЕСКА НА ФАЗЕ СПАДА КРУГОВОЙ ВСПЫШКИ 22 МАЯ 2021 г. ПО ДАННЫМ СИБИРСКОГО РАДИОГЕЛИОГРАФА И ИРКУТСКОГО РАДАРА НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ

**И.Д. Мотык, А.Г. Сетов, Ю.Н. Шамсутдинова, Д.А. Жданов, Л.К. Кашапова**

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия
ilymotyk@gmail.com

# STUDYING RELATIONSHIP BETWEEN MICROWAVE AND METER EMISSIONS OF THE BURST AT THE DECAY PHASE OF THE CIRCULAR RIBBON FLARE ON MAY 22, 2021, ACCORDING TO DATA FROM THE SIBERIAN RADIOHELIOGRAPH AND IRKUTSK INCOHERENT SCATTER RADAR

**I.D. Motyk, A.G. Setov, Yu.N. Shamsutdinova, D.A. Zhdanov, L.K. Kashapova**

Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia
ilymotyk@gmail.com

**Аннотация.** В данной работе был проведен поиск источника микроволнового всплеска, обнаруженного с помощью Иркутского радара некогерентного рассеяния (ИРНР) на частоте 161 МГц во время фазы спада круговой вспышки. Для определения пространственного положения источника мы использовали данные Сибирского радиогелиографа на частоте 5.6 ГГц. Анализ изображений в микроволновом диапазоне показал, что источники, связанные со вспышкой и всплеском, находятся в одной области, однако не являются пространственно-связанными.

**Ключевые слова:** солнечные вспышки, всплески в метровом диапазоне, Сибирский радиогелиограф.

**Abstract.** In this study, we searched for a microwave burst source detected by the Irkutsk Incoherent Scatter Radar at 161 MHz during the decay phase of a circular ribbon flare. We used 5.6 GHz data from the Siberian Radioheliograph to locate the source. Microwave image analysis showed that sources of the circular ribbon flare and burst were located in the same region but were not spatially related.

**Keywords:** solar flares, meter radio bursts, Siberian Radioheliograph.

## ВВЕДЕНИЕ

В последнее время увеличился интерес к неклассическим круговым вспышкам из-за их необычной структуры [Kashapova et al., 2020; Ning et al., 2022]. Во время классической вспышки наблюдаются две вспышечные ленты, регистрируемые в белом свете, Hα и ультрафиолете. Эти ленты находятся в областях с противоположными магнитными полярностями и соединяются вспышечными аркадами. В случае круговой вспышки ленты имеют форму окружности или полуокружности, а магнитная структура имеет куполообразную форму, переходящую в магнитную трубку, которая или соединена с удаленным источником, или имеет условно открытую магнитную конфигурацию. Часто такие вспышки связаны с джетами, что может приводить к возникновению интересных явлений в метровом и дециметром диапазонах.

Во время круговой вспышки класса C6.0 по GOES классификации 22 мая 2021 г. ИРНР зарегистрировал мощный всплеск на частоте 161 МГц во время фазы спада вспышки. В данном исследовании мы попытаемся ответить на вопрос, связаны ли всплеск, обнаруженный на ИРНР, и круговая вспышка и если связаны, то каким образом.

## ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

Для анализа временных профилей события были использованы ИРНР наблюдения Солнца на частоте 161 МГц [Сетов и др., 2020], наблюдения в метровом диапазоне спектрографа e-Callisto [Benz et al., 2005] на частотах 160–164 МГц и корреляционные кривые Сибирского радиогелиографа (СРГ) [Лесовой и др., 2017] на частоте 5.6 ГГц. На рис. 1 показаны временные профили, полученные на различных инструментах. По данным ИРНР в 06:16:49 UT был зарегистрирован всплеск на частоте 161 МГц. Наблюдения спектрографа e-Callisto в этом спектральном диапазоне подтверждают солнечное происхождение зарегистрированного явления. Корреляционная кривая СРГ на частоте 5.6 ГГц показала наличие отклика в микроволновом диапазоне на фоне фазы спада круговой вспышки.

По корреляционной кривой СРГ был выбран промежуток времени 06:16:43–06:16:53 UT для локализации всплеска и построены изображения на частоте 5.6 ГГц. Были построены также изображения до начала

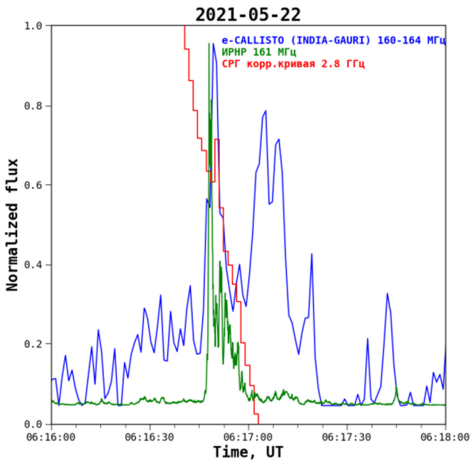



*Рис. 1.* Временные профили микроволнового и метрового излучения по наблюдениям ИРНР, СРГ и спектрографа сети e-Callisto

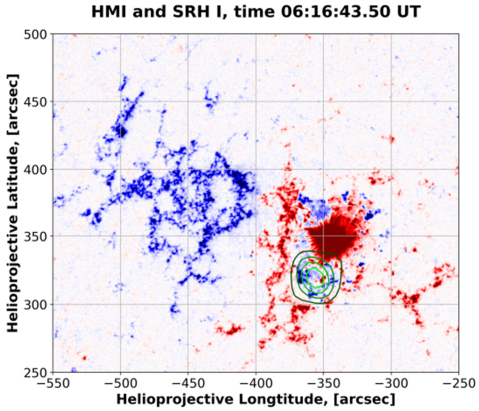



*Рис. 2*. Положение радиоисточника на частоте 5.6 ГГц относительно магнитограммы активной области HMI/SDO. Контурами показаны величина потока 40, 60, 80, 100 % от максимальной интенсивности источника. Цветами обозначены положительная (красный) и отрицательная (синий) полярности магнитного поля

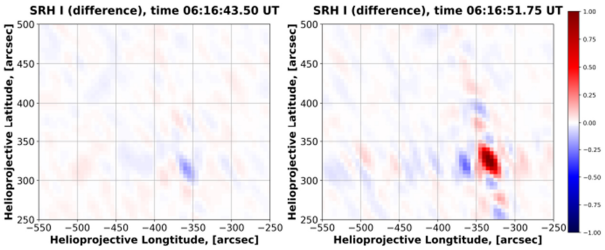



*Рис. 3*. Изменение яркости в относительных нормированных единицах по сравнению с предыдущим изображением. Синий цвет — уменьшение яркости, красный — увеличение

вспышки и в момент ее максимума для контроля ориентации диска Солнца. На рис. 2. для проверки правильности местоположения круговой вспышки радиоизображения сравнивались с изображениями в ультрафиолете 304 Å, AIA/SDO [Lemen et al., 2012] и магнитограммой HMI/SDO [Scherrer et al., 2012]. Затем, чтобы обнаружить изменения яркости во время всплеска, использовались разностные изображения для ближайших моментов времени. На рис. 3 показано изменение яркости по сравнению с предыдущим изображением за среднее время ~1.375 с. Видно, что яркость источника, связанного с круговой вспышкой, падает (левая панель), в то же время появляется новый источник, по времени связанный со всплеском на ИРНР (справа).

Отметим, что вблизи этого источника находится протуберанец. По изображениям AIA 304 Å после всплеска в этой области виден джет, представляющий выброс плазмы из полутени пятна. Петельная структура, видимая на изображениях в УФ, указывает на ориентацию магнитной трубки, связывающей куполообразную магнитную конфигурацию с удаленным источником в направлении, противоположном источнику всплеска в метровом диапазоне.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ изображений СРГ на частоте 5.6 ГГц показал, что всплеск, зарегистрированный ИРНР на частоте 161 МГц, и круговая вспышка произошли в одной области, но не являются пространственно-связанными событиями. Однако процессы, произошедшие во время круговой вспышки, могли послужить триггером исследуемого события, как это было показано в [Ning et al., 2022]. Для дальнейших исследований необходимо восстановление 3D-топологии магнитного поля и совместный анализ изображений в микроволновом и в ультрафиолетовом диапазонах.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Лесовой С.В., Алтынцев А.Т., Кочанов А.А. и др. Сибирский радиогелиограф: первые результаты. *Солнечно-земная физика*. 2017. Т. 3, № 1. С. 3–16.

Сетов А.Г., Кушнарев Д.С., Васильев Р.В., Медведев А.В. Длительные наблюдения солнечного потока в 2011–2019 гг. на Иркутском радаре некогерентного рассеяния (ИРНР). *Солнечно-земная физика*. 2020. Т. 6, № 3. С. 33–39.

Benz A.O., Monstein C., Meyer H. Callisto: A new concept for solar radio spectrometers. *Solar Phys*. 2005. Vol. 226, no. 1. P. 143–151.

Kashapova L.K., Kupriyanova E.G., Xu Z., et al. The origin of quasi-periodicities during circular ribbon flares. *Astron. Astrophys*. 2020. Vol. 642. P. A195 (11).

Ning Z., Wang Y., Hong Z., Li D. Detections of multi-periodic oscillations during a circular ribbon flare. *Solar Phys*. 2022. Vol. 297, no. 1. P. 2–26.

Scherrer P.H., Schou J., Bush R.I., et al. The Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) investigation for the Solar Dynamics Observatory (SDO). *Solar Phys*. 2012. Vol. 275, no. 1-2. P. 207–227.

Lemen J.R., Title A.M., Akin D.J., et al. The Atmospheric Imaging Assembly (AIA) on the Solar Dynamics Observatory (SDO). *Solar Phys*. 2012. Vol. 275, no. 1-2. P. 17–40.

*Секция А. Астрофизика и физика Солнца. БШФФ-2022. С. 95–97.*

УДК 537.591.15

# ПРОДОЛЬНОЕ РАЗВИТИЕ ШИРОКОГО АТМОСФЕРНОГО ЛИВНЯ № 39442 ОТ 29 НОЯБРЯ 2013 г.

**В.П. Мохначевская, С.П. Кнуренко**

Институт космофизических исследований и аэрономии им. Ю. Г. Шафера СО РАН, Якутск, Россия
valyamokh@yandex.ru

# LONGITUDINAL DEVELOPMENT OF EXTENSIVE AIR SHOWER 39442 OF NOVEMBER 29, 2013

**V.P. Mokhnachevskaya, S.P. Knurenko**

Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation RAS, Troitsk, Moscow, Russia
valyamokh@yandex.ru

**Аннотация.** Представлены результаты обработки и анализа ливневого события № 39442 от 29 ноября 2013 г., зарегистрированного одновременно тремя черенковскими дифференциальными детекторами на основе камеры-обскура. Это позволило определить количество фотонов, приходящих с определенной высоты в атмосфере, и таким образом восстановить продольное развитие ливня — каскадную кривую ливня и ее параметры, включая $X_{max}$.

**Ключевые слова:** космические лучи, черенковское излучение, черенковский дифференциальный детектор.

**Abstract.** We present the results of processing and analysis of the shower event 39442 of November 29, 2013 recorded simultaneously by three differential Cherenkov detectors based on the pinhole camera. This allowed us to determine the number of photons from a certain height in the atmosphere and to reconstruct the longitudinal development of the shower, the shower cascade curve and its parameters, including $X_{max}$.

**Keywords:** cosmic rays, Cherenkov radiation, differential Cherenkov detector.

Изучение космических лучей сверхвысоких энергий является актуальной задачей в исследовании процессов, имеющих место в космическом пространстве, а также в физике элементарных частиц. В частности, в результате взаимодействия первичных ядер с атмосферой образуется большое число вторичных элементарных частиц, покрывающих большую площадь на уровне моря. В физике потоки релятивистских частиц называются широкими атмосферными ливнями (ШАЛ). На Якутской установке ШАЛ реализовано одновременное измерение почти всех основных главных компонент ливня: мюонов, электронов, фотонов, черенковского и радиоизлучения ШАЛ. Черенковское излучение на Якутской установке регистрируется вот уже более пятидесяти лет. Для этого используются интегральные и дифференциальные черенковские детекторы. Интегральные детекторы установлены на 19-ти станциях наблюдения и равномерно распределены в круге радиусом 1км.

На расстоянии 0.5 км от центра установки находятся три черенковских дифференциальных детектора на основе камеры-обскура [Григорьев, 2007]. Эти детекторы предназначены для изучения продольного развития ливня. Черенковские дифференциальные детекторы состоят из темной камеры, линейки фотоумножителей (ФЭУ), чувствительных в области длин волн 350–750 нм, и электронной системы согласования всех приемных устройств с центральным регистратором, принимающим сигналы от трех пунктов наблюдения. Центральный регистратор имеет специальное программное обеспечение, которое считывает сигналы каждого ФЭУ, преобразовывает их в цифровую форму и отображает в виде графической информации на дисплее компьютера. Все пункты наблюдения и центральный регистратор большой установки синхронизованы по времени с помощью GPS-методики, поэтому характеристики ливня, определенные по данным большой установки, привязаны к оптическим событиям ШАЛ.

Вся первичная и вторичная (обработанная) информация в табличном и графическом виде записывалась в базу данных устройства. Аппаратная и программная части регистратора, предназначенные для предварительного просмотра и регистрации сигналов от черенковских детекторов, были подробно описаны в работах [Егоров и др., 2017, Мохначевская и др., 2017, 2019].

Для демонстрации методики обработки и анализа данных эксперимента было отобрано индивидуальное событие № 39442, которое было зарегистрировано в темную ясную ночь 29 ноября 2013 г. в 01:11:23 UT. В первом пункте наблюдения сработало шесть ФЭУ мозаики, во втором — восемь, в третьем — семь.

На рис. 1. показано графическое отображение сигналов с трех пунктов наблюдения. Основные сигналы локализуются в левой части развертки, справа расположен сигнал от «мастера» большой установки. Передний фронт сигнала от мастера большой установки служит репером для определения временных задержек между сигналами от приемников света.

Поскольку сигналы черенковских дифференциальных детекторов синхронизованы с мастером большой установки, все характеристики ливня, которые определяются по показаниям участвовавших в регистрации ШАЛ станций наблюдения Якутской установки, приписываются оптическому ливню. Это координаты пересечения оси ливня с плоскостью установки $x_0 = -259$ м, $y_0 = 204$ м, энергия ливня $E_0 = 4.26 \cdot 10^{17}$ эВ, зенитный угол прихода ливня $\theta = 20.4°$, азимутальный $\varphi = 110.9°$.

Для обработки временных сигналов от черенковских дифференциальных детекторов была создана специальная программа, которая в трехмерном виде учитывала проекцию движения фронта и ствола ливня. Это было необходимо для определения в обозреваемом интервале средней геометрической высоты

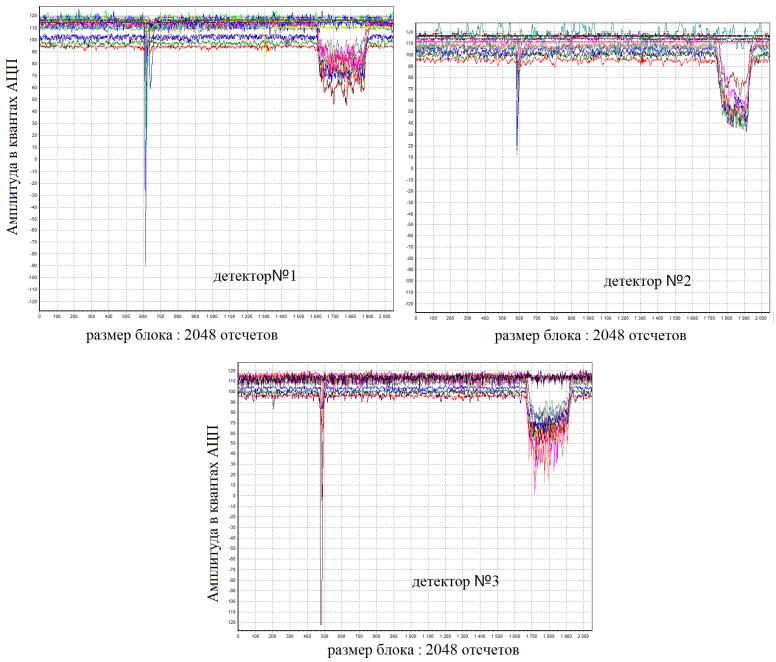



*Рис. 1*. Ливневое событие, зарегистрированное на черенковских дифференциальных детекторах

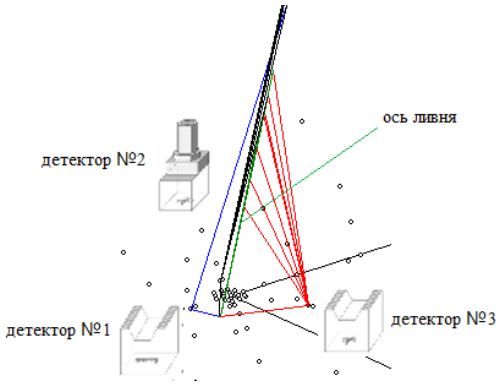



*Рис. 2*. Оценка высоты *H* каждого фотоумножителя мозаики для трех черенковских дифференциальных детекторов ливневого события № 39442

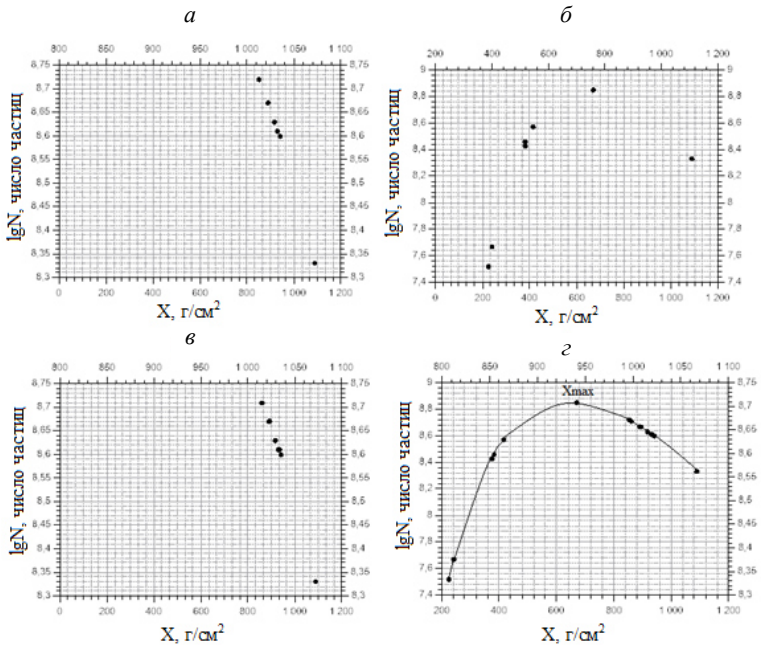



*Рис. 3*. Зависимость числа фотонов $N(x)$ в каждом фотоумножителе мозаики от глубины $X$: детектор 1 (*а*), детектор 2 (*б*), детектор 3 (*в*), детекторы 1–3 (*г*)

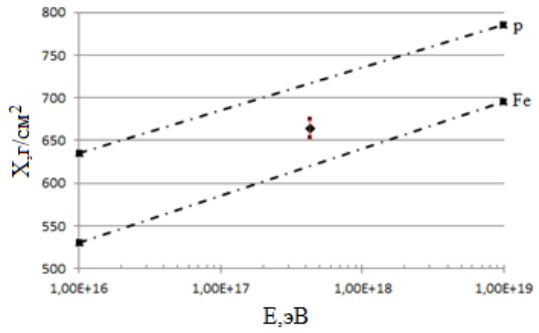



*Рис. 4*. Зависимость глубины максимума развития ливня от энергии

$H$ [м], с которой пришли черенковские фотоны на каждый ФЭУ соответствующей мозаики. Далее высота пересчитывалась на глубину атмосферы $X$ [г/см$^2$] (рис. 2).

Сигналы от каждого ФЭУ калибровались согласно показаниям полного числа заряженных частиц на уровне наблюдения $\log N_s(x)=8.09$. Значение $N_s(x)$ было определено интегрированием функции пространственного распределения заряженных частиц настоящего ливня и соответствовала точке на каскадной кривой на уровне наблюдения $X=1088$ г/см$^2$. Таким образом, было рассчитано число частиц $N(x)$ в каждом ФЭУ мозаики для трех черенковских дифференциальных детекторов. Полученные точки далее использовались для восстановления каскадной кривой развития ШАЛ и определения $X_{max}$.

На рис. 3 показано, что максимум развития данного ШАЛ, найденный путем прямого измерения каскадной кривой ливня с энергией $E_0=4.26\cdot10^{17}$эВ, находится на глубине атмосферы $X_{max}=664\pm10$ г/см$^2$.

Экспериментом на Якутской установке было доказано, что благодаря наблюдениям черенковского света ШАЛ с использованием трех черенковских дифференциальных детекторов можно прямым способом восстановить стереокартину продольного развития события ШАЛ в области сверхвысоких энергий.

Сравнение полученного $X_{max}$ с расчетами по модели QGSJETII-04, выполненными для первичного протона и ядра железа (рис. 4), показали, что согласно модели, $X_{max}=664\pm10$ г/см$^2$ не противоречит выводу о том, что ливень образован ядром средней массы CNO типа.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Григорьев В.М. Новый метода исследования продольного развития широких атмосферных ливней. *Наука и техника в Якутии*. Якутск, 2007. С. 28.

Егоров Ю.А., Петров З.Е., Кнуренко С.П. Проц. PoS 35-я МККК, Пусан, 2017. С. 462.

Мохначевская В.П., Егоров Ю.А., Кнуренко С.П. и др. Проц. PoS 35-я МККК, Пусан, 2017. С. 341.

Мохначевская В.П., Слепцов И.Е., Кнуренко С.П. и др. Глубина максимума развития ШАЛ с энергиями выше $10^{16}$ эВ по измерениям в индивидуальных событиях трековыми черенковскими детекторами. *Изв. РАН. Сер. физ.* 2019. Т. 83, № 8, С. 1134–1136.

УДК 524.3

# НОВЫЙ ПОДХОД К МНОГОВОЛНОВЫМ НАБЛЮДЕНИЯМ МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА КАК ЗВЕЗДЫ

**[1, 3, a] С. Плачинда, [2] М. Демидов, [1, 3]В. Бутковская, [2]В. Логвинов**

[1]Крымская астрофизическая обсерватория РАН, п. Научный, Крым, Россия
[2]Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия
theretryfrostnova@gmail.com
[3]Главная астрономическая обсерватория НАН Украины, Киев, Украина
[a]psi1951@yahoo.com

# A NEW APPROACH TO MULTIWAVELENGTH OBSERVATIONS OF THE SUN-AS-A-STAR MAGNETIC FIELD

**[1, 3, a]S. Plachinda, [2]M. Demidov, [1, 3]V. Butkovskaya, [2]V. Logvinov**

[1]Crimean Astrophysical Observatory, Nauchny, Crimea, Russia
[2]Institute Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia
theretryfrostnova@gmail.com
[3]Main Astronomical Observatory of NAS of Ukraine, Kyiv, Ukraine
[a]psi1951@yahoo.com

**Аннотация.** Мы применили метод центра тяжести, разработанный в Крымской астрофизической обсерватории для измерений магнитных полей звезд и расчета общего магнитного поля (ОМП) $B_l$ Солнца как звезды по спектрополяриметрическим наблюдениям, полученным в Саянской солнечной обсерватории (ССО) 28 июня 2015 г. Для контроля правильности измерений рассчитывалось тестовое магнитное поле $B_{null}$, которое при отсутствии инструментальных артефактов должно быть статистически незначимым. В наблюдениях ССО $B_{null}=0$ в пределах среднеквадратичной ошибки. Магнитное поле, рассчитанное по линии FeI 525.02 нм ($B_l=0.17\pm0.01$ Гс), хорошо согласуется с измерениями Солнечной обсерватории им. Уилкокса (WSO) для линии FeI 525.02: $B_l=0.20\pm0.05$ Гс для той же даты. Мы обнаружили, что магнитное поле, измеренное в ССО по разным спектральным линиям, статистически значимо различается, а также нашли указание на зависимость продольного магнитного поля от эффективной глубины формирования спектральной линии. Получено, что V-профили Стокса асимметричны и отношение $B_{l,\,525.02}/B_{l,sp.line}$ колеблется от 0.4 до 1.5, где $B_{l,sp.line}$ — напряженность ОМП, рассчитанная по разным спектральным линиям. Результаты показывают, что ОМП Солнца на дату наблюдений неравномерно не только по поверхности, но и по глубине в фотосфере.

**Ключевые слова:** Солнце, магнитное поле, магнитометр, V-профили Стокса, ОМП.

**Abstract.** We applied the center-of-gravity method developed at the Crimean Astrophysical Observatory to measure the magnetic field of stars to calculate the general magnetic field (GMF) $B_l$ of the Sun as a star from spectropolarimetric observations obtained at the Sayan Solar Observatory (SSO) on June 28, 2015. To control the correctness of the measurements, the test magnetic field $B_{null}$ was calculated, which in the absence of instrumental artifacts should be statistically insignificant. In the SSO observations, $B_{null}=0$ within the mean square error. The magnetic field calculated from the line FeI 525.02 nm $B_l=0.17\pm0.01$ G agrees well with the measurement of the Wilcox Solar Observatory (WSO) magnetometer for the line FeI 525.02: $B_l=0.20\pm0.05$ G on the same date. We have found that the magnetic field measured from different spectral lines differs statistically significantly, and we have also found an indication of the dependence between the longitudinal magnetic field and the effective depth of formation of the spectral line. The Stokes V-profiles are asymmetric, and the ratio $B_{l\,525.02}/B_{l,sp.line}$ ranges from 0.4 to 1.5, where $B_{l,sp.line}$ is GMF calculated using different spectral lines. The results show that GMF of the Sun as a star on the date of observations is nonuniform not only over the surface, but also with depth in the photosphere.

**Keywords:** GMF, magnetic field, magnetometer, Stokes V-profiles, Sun.

## ВВЕДЕНИЕ

Основным критерием потенциальной обитаемости экзопланеты является ее нахождение в зоне обитаемости родительской звезды. Второй важный критерий — низкая магнитная активность родительской звезды. По аналогии с Солнцем возможная экстремальная активность звезд с конвективными оболочками может быть оценена по информации о характеристиках крупномасштабных магнитных полей и локальных магнитных полей (магнитных трубок). Солнце является основным источником наших знаний о звездной физике и естественной лабораторией для изучения магнетизма и связанных с ним явлений на других звездах. Изучение неоднородности магнитного поля Солнца как звезды и проявлений этой неоднородности в наблюдательных данных способствует совершенствованию методов изучения геометрии и неоднородности магнитных полей звезд.

Мы рассчитали ОМП Солнца по стоксометрическим наблюдениям, полученным на солнечном телескопе оперативных прогнозов (СТОП) в ССО [Demidov et al., 2002], и сравнили магнитное поле, измеренное по линии FeI 525.02 нм, с магнитографическими наблюдениями WSO. СТОП предназначен для измерения магнитного поля Солнца как звезды и слабых крупномасштабных магнитных полей (КМП) по всему диску одновременно в нескольких спектральных линиях. В работе [Demidov et al., 2002] показано достаточно хорошее совпадение V-профилей Стокса ОМП Солнца как звезды и V-профилей, рассчитанных посредством интегрирования КМП по поверхности Солнца.

Для поиска проявления очень тонких (порядка килогаусс) магнитных силовых трубок в спокойных областях (см., например, [Balthasar, Demidov, 2012; Demidov, Balthasar, 2009, 2012]) мы рассчитали маг-

Таблица 1

ОМП Солнца как звезды, зарегистрированное 28 июня 2015 г.

| Элемент | Длина волны | Фактор Ланде $g$ | $B_l$ | $\sigma_B$ | $B_{null}$ | $\sigma_{null}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| FeI | 524.70 | 1.99 | 0.111 | 0.016 | -0.018 | 0.019 |
| CrI | 524.75 | 2.51 | 0.268 | 0.012 | 0.002 | 0.013 |
| FeI | 525.02 | 3.00 | 0.172 | 0.011 | 0.004 | 0.020 |
| FeI | 524.06 | 1.50 | 0.315 | 0.023 | 0.015 | 0.039 |
| FeI | 524.34 | 1.51 | 0.390 | 0.023 | 0.014 | 0.046 |

нитное поле по отдельным спектральным линиям и проверили, есть ли статистически значимые различия между полученными значениями. Поскольку имеются данные о наличии крупномасштабных структур поверхностного магнитного поля, а также о его неоднородности по глубине, мы исследовали также зависимость магнитного поля от эффективной глубины формирования спектральных линий.

## МЕТОД И РЕЗУЛЬТАТЫ

Высокоточные спектрополяриметрические наблюдения проводились в ССО на СТОП, оснащенном линейной ПЗС-матрицей. Параметры Стокса I и V (рис. 1) пяти спектральных линий вблизи известной линии FeI 525.02 нм рассчитаны методом центра тяжести, используемым в КрАО для измерений магнитных полей звезд. Поляризованные спектры, записанные ПЗС-линейкой, не корректируются на плоское поле, поскольку $\Delta\lambda B \ll \Delta\lambda pix$.

Расчет продольного магнитного поля по отдельным спектральным линиям или их участкам проводится по формуле для центра тяжести (см., например, [Butkovskaya, Plachinda, 2007])

$$B_l = \frac{714.53\cdot 10^4}{g\lambda}\left\{\left(\frac{\int \Delta\upsilon\left(r^*(\upsilon)-r(\upsilon)\right)d\upsilon}{\int\left(r^*(\upsilon)-r(\upsilon)\right)d\upsilon}\right)_1 - \left(\frac{\int \Delta\upsilon\left(r^*(\upsilon)-r(\upsilon)\right)d\upsilon}{\int\left(r^*(\upsilon)-r(\upsilon)\right)d\upsilon}\right)_2\right\}, \quad (1)$$

где $\Delta\upsilon$ — расщепление энергетических уровней атома в магнитном поле (км/с); $g$ — фактор Ланде; $\lambda$ — длина волны центра тяжести спектральной линии (Å); $(r^*(\upsilon)$ — функция отсечки поляризованного профиля от континуума; $(\upsilon)$ — функция поляризованного профиля. Индексы 1 и 2 — порядковые номера экспозиций, используемых для расчетов при ортогональных состояниях анализатора поляризации.

Значения ОМП Солнца, рассчитанные на дату 28 июня 2015 г. по пяти спектральным линиям, центральные остаточные интенсивности которых не превышают 0.5, даны в табл. 1. В первых трех столбцах указаны химический элемент, длина волны и фактор

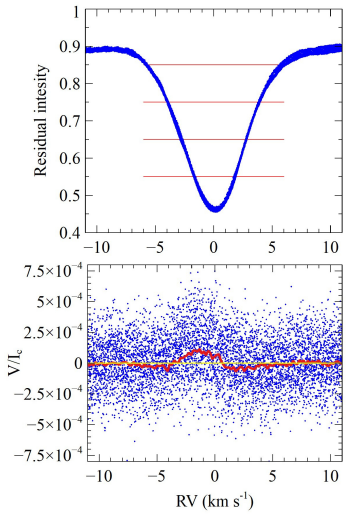



*Рис. 1.* Наблюдаемые профили FeI с левой и правой круговой поляризацией λ 525.02 нм (вверху); итоговый *V*-профиль Стокса (внизу)

Ланде для используемых спектральных линий. В следующих четырех столбцах для каждой спектральной линии даны продольное магнитное поле $B_l$ и его ошибка $\sigma_B$, а также тестовое поле $B_{null}$ и его ошибка $\sigma_{null}$. Видно, что магнитное поле, измеренное по разным спектральным линиям, различается статистически значимо. На нижней панели рис. 1 показаны асимметричные *V*-образные профили Стокса.

Следует отметить, что магнитное поле, рассчитанное для линии FeI 525.02 нм ($B_l$=0.17±0.01 Гс), хорошо согласуется с данными измерений магнитометра для линии FeI 525.02: $B_l$=0.20±0.05 Гс, опубликованными WSO на тот же день.

Таблица 2

Отношения ОМП Солнца, рассчитанные по различным спектральным линиям

| $B_{l,\ 525.02}/B_{l,sp.line}$ | Ratio |
|---|---|
| $B_{l,\ 525.02}/B_{l,\ 524.70}$ | 1.5 |
| $B_{l,\ 525.02}/B_{l,\ 524.75}$ | 0.6 |
| $B_{l,\ 525.02}/B_{l,\ 525.06}$ | 0.5 |
| $B_{l,\ 525.02}/B_{l,\ 525.34}$ | 0.4 |

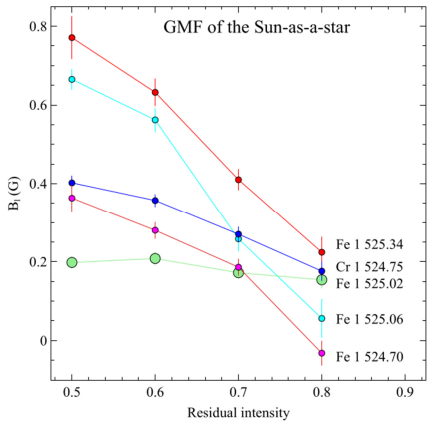



*Рис. 2*. Зависимость ОМП от остаточной интенсивности различных участков контуров спектральных линий

Для того чтобы найти зависимость продольного магнитного поля от эффективной глубины формирования спектральных линий, каждая линия была разбита на четыре сектора, как показано на рис. 1. Затем по формуле (1) было рассчитано продольное магнитное поле $B_l$ для каждого из секторов. Результат показан на рис. 2. Для четырех из пяти спектральных линий продольное магнитное поле больше в ядрах спектральных линий и уменьшается в секторах ближе к континууму. Это может свидетельствовать о том, что продольное магнитное поле меняется с глубиной в фотосфере и, следовательно, зависит от эффективной глубины формирования спектральной линии.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы показали совпадение напряженности ОМП Солнца, рассчитанной с применением нашего метода центра тяжести для спектральной линии FeI 525.02 нм ($B_l$=0.17±0.01 Гс), с магнитным полем, полученным по наблюдениям магнитометра WSO для FeI 525.02 ($B_l$=0.20±0.05 Гс). Тестовое поле $B_{null}$ равно нулю в пределах среднеквадратичной ошибки, что свидетельствует об отсутствии инструментальных артефактов в наших наблюдениях и методе. Мы обнаружили, что $V$-параметры Стокса асимметричны, а значения ОМП, рассчитанные по разным спектральным линиям, статистически значимы. Мы предположили, что в фотосфере существует градиент продольного магнитного поля, поэтому расчетное магнитное поле зависит от эффективной глубины формирования спектральной линии, используемой для расчета. Все вышеизложенное позволяет сделать вывод, что ОМП Солнца определяется магнитными полями в фотосфере, неоднородными не только по поверхности, что хорошо известно из солнечной физики. Поэтому мы можем применить наш метод центра тяжести в качестве первого шага для поиска и анализа неоднородности магнитного поля на звездах.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Balthasar H., Demidov M.L. *Solar Phys.* 2012. Vol. 280. P. 355.

Butkovskaya V.V., Plachinda S.I. *Astron. Astrophys*. 2007. Vol. 469. P. 1069.

Demidov M.L., Balthasar H. *Solar Phys.* 2009. Vol. 260. P. 261.

Demidov M.L., Balthasar H. *Solar Phys*. 2012. Vol. 276. P. 43.

Demidov M.L., Zhigalov V.V., Peshcherov V.S., Grigoryev V.M. *Solar Phys*. 2002. Vol. 209. P. 217.

УДК 523.982

# ЗАТУХАНИЕ УНИПОЛЯРНЫХ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ НА СОЛНЦЕ

**А.А. Плотников, А.С. Куценко, В.И. Абраменко**

Крымская астрофизическая обсерватория, п. Научный, Крым, Россия
plotnikov.andrey.alex@yandex.ru

# DECAY OF UNIPOLAR SOLAR ACTIVE REGIONS

**A.A. Plotnikov, A.S. Kutsenko, V.I. Abramenko**

Crimean Astrophysical Observatory, Nauchny, Crimean, Russia
plotnikov.andrey.alex@yandex.ru

**Аннотация.** Приводятся результаты вычисления скорости затухания беззнакового магнитного потока для 641 активной и 198 эфемерных областей, наблюдавшихся с 2010 по 2017 г. Показана степенная зависимость между максимальным значением магнитного потока и скоростью затухания. Отмечен подвид активных областей, демонстрирующих значительно более медленное затухание, чем ожидаемое из степенной зависимости.

**Ключевые слова:** активные области, солнечные пятна, магнитный поток.

**Abstract.** We present results on the total unsigned magnetic flux decay rate, derived for 641 active and 198 ephemeral regions, observed between 2010 and 2017. The power-law dependence between peak magnetic flux and the decay rate is shown. A cluster of abnormally slow decaying active regions was spotted.

**Keywords:** active regions, sunspots, magnetic flux.

Одним из самых заметных проявлений солнечной активности можно назвать возникновение солнечных активных областей — зон усиленного магнитного поля, препятствующего конвективному переносу тепла из недр Солнца к его поверхности, что приводит к появлению солнечных пятен — участков с меньшей температурой и, как следствие, меньшим световым излучением. Солнечные пятна не являются статичными, постоянно происходит образование новых и исчезновение старых. Продолжительность существования активной области может варьировать от нескольких суток до нескольких месяцев.

Отдельный интерес в физике Солнца представляет изучение всплытия и затухания активных областей как процессов перераспределения магнитной энергии, а также механизмов, управляющих этими процессами.

Одним из подходов к изучению данных процессов может быть статистический анализ большой выборки.

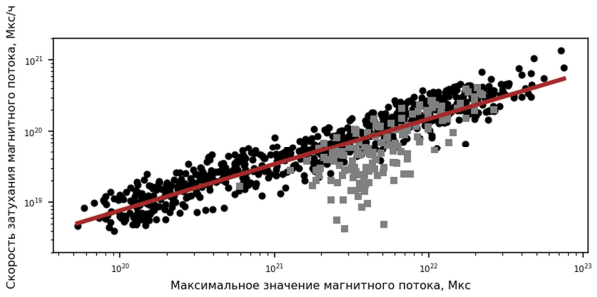
Современные инструменты позволяют проводить магнитометрические исследования солнечной активности. В частности, полный беззнаковый магнитный поток может быть выбран численным параметром, характеризующим развитие активной области:

$$\Phi = \int_S |B_r| dS,$$

где $B_r$ соответствует радиальной (направленной по нормали к поверхности) компоненте магнитного поля, а $S$ — площади активной области. Использование абсолютного значения гарантирует, что компоненты разных полярностей, присутствующие в активной области, не будут гасить эффект друг друга.

В работе использовались данные о 641 активной и 198 эфемерных областях, полученные с помощью SDO/HMI (Solar Dynamics Observatory/Helioseismic and Magnetic Imager) с 2010 по 2017 г.

Для каждой области был получен профиль беззнакового магнитного потока в зависимости от времени. Алгоритмически из профиля выделялся участок, соответствующий фазе затухания. В качестве скорости затухания принимался наклон линейной аппроксимации этого участка, а в качестве максимальной величины магнитного потока — максимальное значение профиля.




Зависимость между максимальной величиной магнитного потока и скоростью затухания. Один маркер соответствует одной активной области. Серыми маркерами обозначены униполярные активные области, черными — области всех остальных морфологических типов. Прямая линия соответствует линейной аппроксимации между логарифмами значений

В работе получены следующие результаты:

1. Большая часть активных областей подчиняется степенной зависимости между максимальной величиной магнитного потока и скоростью затухания (см. рисунок). Показатель степени равен 0.64.

2. Отмечена подгруппа активных областей, значительно отклоняющихся от степенной зависимости. Скорость затухания для таких областей оказывается значительно меньше ожидаемой из степенного закона. Морфологическое разделение показывает, что все активные области в этой подгруппе являются униполярными (имеющими пятно только одной магнитной полярности).

3. Величина максимального магнитного потока в этой подгруппе варьирует в узком диапазоне ((2÷8) $10^{21}$ Мкс). В то же время для униполярных активных областей величина может различаться в 50 раз.

Работа выполнена при поддержке РНФ (проект № 18-12-00131).

*Секция А. Астрофизика и физика Солнца. БШФФ-2022. С. 102–103.*

УДК 537.86

# ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛОЖЕНИЯ ВСПЫШЕЧНОГО ИСТОЧНИКА ДЛЯ СОБЫТИЯ SOL2022-02-03T04:21UT ПО НАБЛЮДЕНИЯМ СИБИРСКОГО РАДИОГЕЛИОГРАФА В МИКРОВОЛНОВОМ ДИАПАЗОНЕ

**С.А. Полухина, Л.К. Кашапова**

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия
mike0.0grenden@gmail.com

# LOCALIZATION OF THE FLARE SOURCE OF SOL2022-02-03T4:21 EVENT FROM MICROWAVE OBSERVATIONS OF SIBERIAN RADIOHELIOGRAPH

**S.A. Polukhina, L.K. Kashapova**

Saint Petersburg State University, Saint-Petersburg, Russia
mike0.0grenden@gmail.com

**Аннотация.** Представлены результаты локализации положения солнечной вспышки, класс которой ниже C1 по GOES, которая произошла 3 февраля 2022 г. в 04:21 UT. Были построены изображения по данным Сибирского радиогелиографа на частоте 5.8 ГГц на моменты времени до начала события и для трех основных пиков, видимых на корреляционных кривых. Обнаружено, что все пики относились к одному событию и произошли в активной области NOAA 12936.

**Ключевые слова:** солнечные вспышки, вспышки, микроволны.

**Abstract.** We present the results of the location determination of a solar flare (February 3, 2022, 04:21 UT) of the class lower than C1 according GOES. Images were reconstructed using the Siberian Radioheliograph data at frequencies of 5.8 GHz for the time moments before the onset of events and for three main peaks seen on the correlation plots.

We found that all peaks correspond to the same event and occurred in the NOAA 12936 active region.

**Keywords:** solar flares, flares, microwaves.

Солнечные вспышки являются одними из самых мощных явлений в солнечной атмосфере, их излучение охватывает широкий диапазон электромагнитного излучения от рентгеновского до радиоволн [Benz, 2008, Куприянова и др., 2019]. Для классификации солнечных вспышек используют максимальный поток в полосе 1–8 Å космического аппарата GOES. Мощные вспышки класса M и X легко выявить и найти их местоположение. Для слабых вспышек, особенно в период высокой солнечной активности, это становится сложной задачей. Поскольку микроволновое излучение гораздо более чувствительно к потокам ускоренных частиц, чем рентгеновское, часто интересные, но слабые события не попадают в каталог солнечных вспышек.

Проведена локализация положения солнечной вспышки SOL2022-02-03T04:21UT. Данная вспышка имеет класс около C1 и длительность менее 100 с. На временном профиле 1–8 Å GOES она практически неразличима и поэтому не попала в список событий. Для исследования были использованы данные Сибирского радиогелиографа [Алтынцев и др., 2020] и корреляционные кривые этого инструмента [Лесовой, Кобец, 2017]. Несколько корреляционных кривых в диапазоне 5.8–12 ГГц, нормированных на максимум, представлено на рис. 1. Видно, что SOL2022-02-03T04:10UT состоит из двух событий, причем пик первой микровспышки приходится на момент первого импульса в 04:21:11 UT, пик второй микровспышки — на момент 04:21:31 UT, третьего импульса — на момент 04:21:31 UT. Изображения на частоте 5.8 ГГц были построены для этих моментов и на момент перед началом вспышки 04:20:25 UT.

Изображение СРГ на частоте 5.8 ГГц показано на рис. 2. Видно, что на диске одновременно находились сразу четыре области, излучавшие в микроволновом диапазоне. Далее были построены разностные изображения между тремя моментами импульсов и моментом до начала события. Для каждого

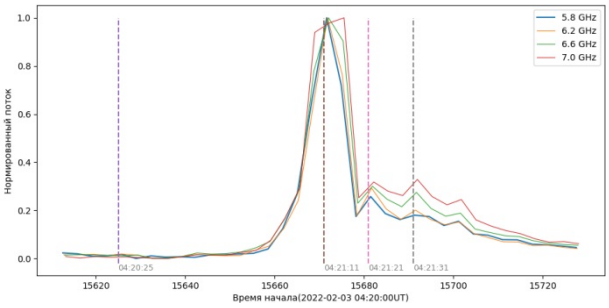



*Рис. 1.* Корреляционные профили СРГ на нескольких частотах. Вертикальными штриховыми линиями показаны моменты, для которых были построены изображения и локализовано положение

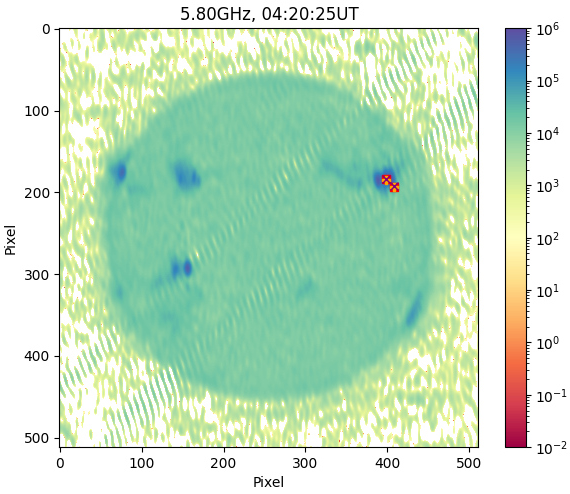



*Рис. 2.* Изображение Солнца на частоте 5.8 ГГц в 04:20:25 UT. Крестиками показано положение вспышечных источников на частоте 5.8 ГГц для моментов времени, отмеченных на рис. 1

изображения были определены максимумы яркости и положение вспышечных источников на частоте 5.8 ГГц. Источники всех всплесков были расположены в активной области NOAA 12939.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Алтынцев А.Т., Лесовой С.В., Глоба М.В. и др. Многоволновый сибирский радиогелиограф. *Солнечно-земная физика*. 2020. Т. 6, № 2. С. 37–50.

Куприянова Е.Г., Колотков Д.Ю., Накаряков В.М., Кауфман А.С. Квазипериодические пульсации в солнечных и звездных вспышках. Обзор. *Солнечно-земная физика*. 2019. Т. 6, № 1. С. 3–29.

Лесовой С.В., Кобец В.С. Корреляционные кривые Сибирского радиогелиографа. *Солнечно-земная физика*. 2017. Т. 3, № 1. С. 17–21.

Benz A.O. Flare observations. *Living Rev. Solar Phys*. 2008. Vol. 5, iss. 1.

*Секция А. Астрофизика и физика Солнца. БШФФ-2022. С. 104–105.*

УДК 524.1

# ПОИСК И АНАЛИЗ ВСПЫШЕК НА ОБРАТНОЙ СТОРОНЕ СОЛНЦА — ВОЗМОЖНЫХ ИСТОЧНИКОВ СОБЫТИЙ В СОЛНЕЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ

**Д.В. Рожкова**

Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия
dariarozhkova@icloud.com

# SEARCH AND ANALYSIS OF FLARES ON THE FAR SIDE OF THE SUN, WHICH WERE POSSIBLE SOURCES OF EVENTS IN SOLAR ENERGETIC PARTICLE

**D.V. Rozhkova**

Irkutsk State University, Irkutsk, Russia
dariarozhkova@icloud.com

**Аннотация.** Представлены результаты поиска событий в солнечных космических лучах (СКЛ) источником которых были вспышки на обратной стороне Солнца. Для анализа были использованы каталоги известных солнечных вспышек на обратной стороне Солнца по наблюдениям космических аппаратов STEREO и HEND/Mars Odessey, а также каталог событий в СКЛ по данным WIND/EPACT. За период с 2003 по 2013 г. было отобрано пять вспышек — кандидатов для дальнейшего исследования.

**Ключевые слова:** вспышки на обратной стороне Солнца, солнечные космические лучи, события в солнечных космических лучах.

**Abstract.** This paper presents the results of the search for events in solar energetic particles (SEP), originating from flares on the far side of the Sun. For analysis, we used the catalogues of known solar flares on the far side of the Sun, according to observations by the STEREO and HEND/Mars Odyssey spacecraft. We also used the catalogue of events in SEP, based on the WIND/EPACT data. We selected 5 solar flares, which occurred from 2003 to 2013, for further research.

**Keywords:** solar flares, solar energetic particles, events in solar cosmic rays.

## ВВЕДЕНИЕ

Солнечные космические лучи (СКЛ) представляют собой поток заряженных частиц высоких энергий (в основном протонов и электронов), распространяющихся из источника в атмосфере Солнца в межпланетное пространство. Энергии электронов в потоках СКЛ от сотен килоэлектронвольт, а протонов от десятков мегаэлектронвольт. Резкие возрастания потока частиц СКЛ называются событиям в СКЛ. В настоящее время выделяют два типа событий в СКЛ — импульсивные и длительные. Импульсивные события короткие, длятся меньше одного дня, и характеризуются низкой интенсивностью и многочисленностью. Длительные события могут продолжаться несколько дней и на порядки более интенсивны (особенно потоки протонов в них), чем импульсные события. Считается, что это явление инициируется солнечными вспышками. Большинство событий в СКЛ можно связать с солнечными вспышками на видимой стороне Солнца. Это дает возможность понять механизм ускорения и распространения частиц в таких событиях, что важно для предсказания влияния солнечных событий на гелиосферу.

Однако некоторые события могут быть связаны с солнечными вспышками на обратной стороне Солнца. В работе [de Nolfo et al., 2019] анализировались солнечные вспышки с гамма-излучением по данным FERMI LAT и события в СКЛ. Авторам удалось найти всего две вспышки, которые произошли за лимбом и были связаны с событиями в СКЛ. Интересным примером является вспышка, которая произошла на обратной стороне Солнца 1 сентября 2014 г. В каталоге событий в СКЛ WIND/EPACT [http://newserver.stil.bas.bg/SEPcatalog] временной профиль данного события в СКЛ выглядит как плавно растущая функция, что может являться характерной особенностью для этого типа событий в СКЛ. Расширение списка событий в СКЛ, связанных с солнечными вспышками на обратной стороне, позволит лучше понять как механизмы ускорения, так и то, как распространяются частицы, ускоренные в атмосфере Солнца.

## ДАННЫЕ И РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА

Информацию о вспышках на обратной стороне Солнца в данном исследовании была получена из двух источников. Первый — каталог вспышек, наблюдавшихся на обратной стороне Солнца по наблюдениям космического аппарата (КА) STEREO-B [Chertok et al., 2015]. Авторы проанализировали наблюдения с января 2010 г. по сентябрь 2014 г., всего в работе представлено 66 вспышек и у всех вспышек определены точные координаты. Второй источник — каталог жестких рентгеновских вспышек на Солнце, зарегистрированных с околомарсианской орбиты Mars Odyssey/HEND в 2001–2016 гг., из работы [Лившиц др., 2017]. Поскольку каталог создан на основе одномерных наблюдений, то положение вспышек на обратной стороне Солнца отсутствует.

Данные о событиях в СКЛ были взяты из Catalog of Solar Energetic Particles and Related Phenomena, составленного по данным WIND/EPACT [http://newserver.stil.bas.bg/SEPcatalog]. Информация о корональных выбросах массы (КВМ) была взята из SOHO LASCO CME Catalog [https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list].

Были использованы следующие критерии отбора:

1) событие в СКЛ не должно иметь вспышку–источник в каталоге;

2) разница по времени между началом солнечной

Вспышки — кандидаты источников событий в СКЛ

| Дата и время вспышки | Положение вспышки | Угловая ширина (градусы) / скорость КВМ (км/с) | Дата и время КВМ | Событие в СКЛ |
|---|---|---|---|---|
| 21.10.2003 18:44:53 | за восточным лимбом (?) | 118/ 720 | 21.10.2003 19:54:05 | 22.10.2003 13:26 |
| 22.09.2012 02:58:53 | – | 89/ 774 | 22.09.2012 03:24:05 | 22.09.2012 10:30 |
| 04.06.2011 07:06 | N15 W144 | Гало/1407 | 04.06.2011 06:48:06 | 2011-06-04 18:44 |
| 04.06.2011 21:51 | N17 W148 | Гало/ 2425 | 04.06.2011 22:05:02 | 2011-06-05 07:41 или 00:07 |
| 02.11.2013 04:26 | N03W139 | Гало/ 828 | 02.11.2013 04:48:05 | 2013-11-02 19:23 |

вспышки-кандидата и началом события в СКЛ должна быть не более суток;

3) солнечная вспышка должна сопровождаться КВМ. Наличие или отсутствие КВМ проверяется по каталогу. Момент КВМ должен совпадать с началом вспышки или быть зафиксирован сразу после нее. Результаты отбора представлены в таблице.

## ВЫВОДЫ

Данным критериям удовлетворили пять солнечных вспышек, которые произошли на обратной стороне Солнца. У всех связанных с ними событий СКЛ наблюдается характерный медленный подъем потоков частиц (электронов и протонов). По типу все эти события СКЛ можно отнести к длительными. Заметим, что тип коронального выброса в большинстве случаев был гало и все КВМ обладали высокими скоростями. Эти наблюдательные факты можно использовать как дополнительные критерии при будущих исследованиях.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Лившиц М.А., Зимовец Д.В., Головин Д.В. Каталог жестких рентгеновских вспышек на Солнце, зарегистрированных с околомарсианской орбиты Mars Odyssey/HEND в 2001–2016 гг. *Астрономический журнал*. 2017. Т. 94, № 9. С. 778–792.

Chertok I.M., Belov A.V., Grechnev V.V. A simple way to estimate the soft X-ray class of far-side solar flares observed with STEREO/EUVI. *Solar Phys*. 2015. Vol. 290. P. 1947–1961.

de Nolfo G.A., Bruno A., Ryan J.M., et al. Comparing long-duration gamma-ray flares and high-energy solar energetic particles. *Astrophys. J*. 2019. Vol. 879. Article id. 90. 17 p.

URL: http://newserver.stil.bas.bg/SEPcatalog (дата обращения 20 июня 2022 г.).

URL: https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list (дата обращения 20 июня 2022 г.).

УДК 524.3

# ИССЛЕДОВАНИЕ НЕИЗВЕСТНЫХ ВСПЫХИВАЮЩИХ РЕНТГЕНОВСКИХ ИСТОЧНИКОВ

**Е.Б. Рыспаева, А.Ф. Холтыгин**

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, пгт. Научный, Крым, Россия
Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия
e.ryspaeva@yandex.ru

# STUDY OF UNEXPLORED FLARING X-RAY SOURCES

**E.B. Ryspaeva, A.F. Kholtygin**

Crimean Astrophysical Observatory, Nauchnyi, Crimea, Russia
Saint Petersburg State University, Saint Petersburg, Russia
e.ryspaeva@yandex.ru

**Аннотация.** Проанализированы рентгеновские спектры двух ярких малоизученных источников, замеченных на полученном XMM-Newton изображении вблизи звезды Хербига HD163296. В обоих источниках обнаружены рентгеновские вспышки. Извлечены спектры объектов во время вспышек и в их спокойном состоянии. Моделирование рентгеновских спектров показало, что объекты могут генерировать тепловое рентгеновское излучение, исходящее из плазмы с температурой около 0.2–0.3 и 0.9–1 кэВ, а также, что во время вспышек меняется температура плазмы и, возможно, появляется нетепловое рентгеновское излучение. Предположено, что два объекта, детектированные как в рентгеновском, так и в оптическом диапазонах, являются двойными или кратными звездами и могут обладать сильными магнитными полями.

**Ключевые слова:** рентгеновское излучение, спектр, вспышка.

**Abstract.** We analyze the X-ray spectra of two bright understudied sources found on an XMM-Newton image near the Herbig star HD163296. X-ray flares are detected in both sources during the observation. We took the X-ray spectra of objects during flares and in their quiet state. Simulation of X-ray spectra showed that objects can generate thermal X-rays emanating from plasma with temperatures of about 0.2–0.3 keV and 0.9–1 keV. During flares the plasma temperature changes and non-thermal X-ray emission possibly occurs. We assume that two objects detected in the X-ray and optical bands are double or multiple stars with strong magnetic fields.

**Keywords:** X-ray emission, X-ray spectrum, flare.

## ВВЕДЕНИЕ

Нередко во время наблюдения какого-либо астрономического объекта в поле зрения попадает другой, не менее заметный объект. При анализе наблюдательных данных такие источники часто остаются без внимания, не все из них каталогизированы. Так, анализируя рентгеновские наблюдения звезды Хербига HD 163296, выполненные орбитальной обсерваторией XMM-Newton, мы обнаружили на изображениях, сделанных камерой EPIC, два достаточно ярких источника (рис. 1), которые хотя и числятся в рентгеновских и в оптических каталогах, но подробно не исследованы. Природа этих объектов окончательно не установлена. Сведения об этих объектах (обозначения в каталогах, экваториальные координаты, звездная величина, предполагаемая природа) из базы данных SIMBAD [http://simbad.u-strasbg.fr/Simbad] приведены в таблице. Для нас эти объекты представили большой интерес не только своими интенсивными рентгеновскими спектрами, визуально напоминающими звездные, но и мощными рентгеновскими вспышками, зафиксированными во время наблюдений. В настоящей работе мы проанализировали рентгеновские спектры двух этих источников как в их спокойном состоянии, так и во вспышечной фазе.

### Наблюдения и обработка данных

Были использованы архивные рентгеновские наблюдения, выполненные 22.09.2007 (№ 0502370201) и 24.09.2007 (№ 0502370301), длительностью 105.9 и 22.3 кс соответственно. Первичная обработка данных была осуществлена с помощью программного пакета SAS 19.0 с учетом рекомендаций группы SAS [www.cosmos.esa.int/web/xmm-newton]. Подробное описание методики дано в разделе 2 статьи [Ryspaeva, Kholtygin, 2020a].

Основные сведения о рассмотренных в работе объектах

| Обозначение в каталоге рентгеновских источников | Обозначение в каталоге оптических источников | Экваториальные координаты | Звездная величина $V$ | Предположительная природа |
|---|---|---|---|---|
| 2XMM J175634.9-215916 | 2MASS J17563489-2159167 | 17 56 34.887960–21 59 17.25216 | 12.19 | composite object |
| 2XMM J175640.0-215953 | 2MASS J17564004-2159530 | 17 56 40.036713–21 59 53.19478 | 13.03 | young stellar object candidate |

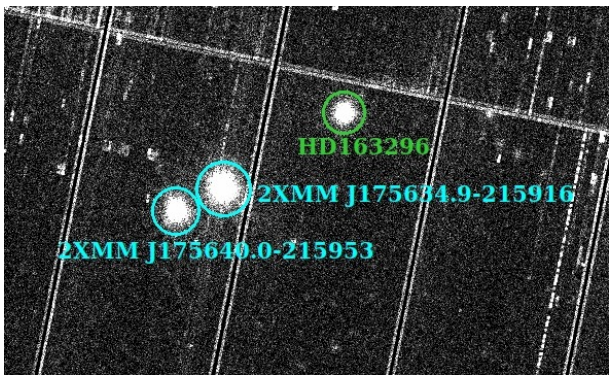



*Рис. 1.* Рентгеновское изображение рассматриваемых источников (выделены голубыми кружками), полученное XMM-Newton; звезда HD 163296 выделена зеленым кружком

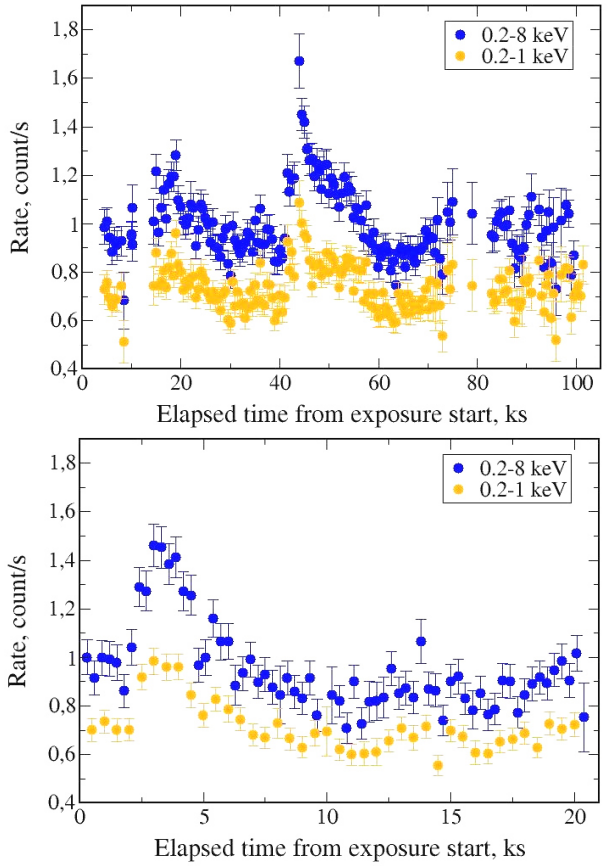



*Рис. 2.* Кривые блеска источника 2XMM J175634.9-215916 в разных диапазонах энергий 22.09.2007 (вверху) и 24.09.2007 (внизу); разрывы в данных объясняются удалением фрагментов наблюдений в моменты вспышек фонового излучения

Далее из изображений с камеры EPIC мы извлекли кривые блеска двух источников с шагом 500 с и спектры в диапазоне энергий 0.2–8 кэВ. Спектры были аппроксимированы различными моделями с применением программного пакета XSPEC 12.10.0 [https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xanadu/xspec/].

### Анализ кривых блеска

На рис. 2, 3 показаны кривые блеска исследуемых объектов во всем рассмотренном диапазоне энергий 0.2–8 кэВ, в мягком диапазоне энергий 0.2–

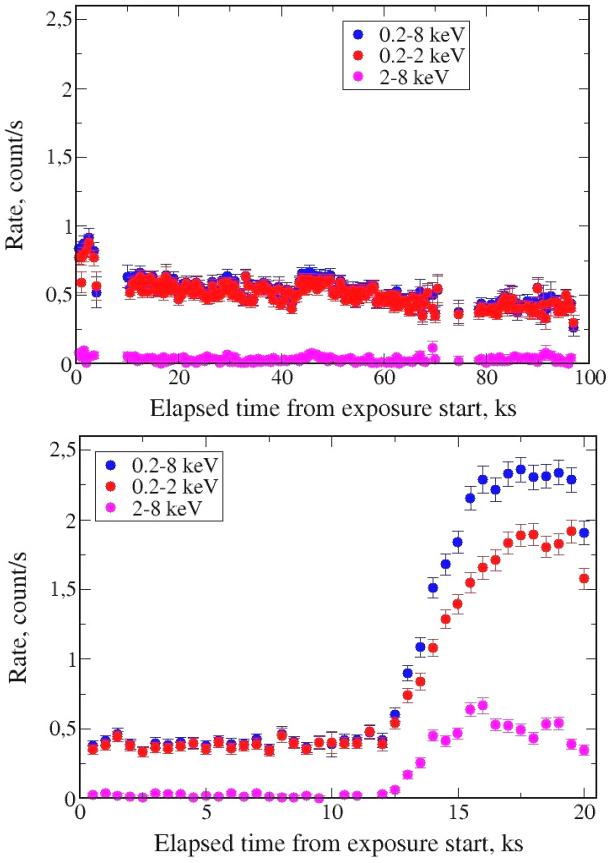



*Рис. 3.* То же, что на рис. 2, для источника 2XMM J175640.0-215953

1 или 0.2–2 кэВ, в области жестких энергий 2–8 кэВ. Из анализа кривых следует, что на объекте 2XMM J175634.9-215916 были зафиксированы две рентгеновские вспышки длительностью ~10 кс с возрастанием скорости счета приблизительно в два раза относительно уровня спокойного состояния объекта. При этом увеличение блеска наблюдалось на всем диапазоне его рентгеновского излучения. У источника 2XMM J175640.0-215953 во время наблюдения 24.09.2007 скорость счета фотонов во всем диапазоне энергий увеличилась в пять раз, а во время предыдущего наблюдения скорость счета в полном диапазоне энергий и в его мягкой части медленно уменьшалась и к концу экспозиции снизилась вдвое по сравнению с величиной в начале наблюдения. Скорость счета в жесткой части спектра не изменялась в течение наблюдения.

Дополнительно мы извлекли кривые блеска источников на энергиях 0.2–8 кэВ в их спокойной фазе с шагом 5 с для поиска возможной периодичности излучения. С помощью фурье-анализа у источника 2XMM J175640.0-215953 были обнаружены два периода излучения: $P_1$=44.9 ч и $P_2$=15.0 ч, у источника 2XMM J175634.9-215916 были обнаружены периоды $P_1$=11.8 ч и $P_2$=5.0 ч.

### Моделирование рентгеновских спектров

Мы извлекли спектры источников в их спокойном состоянии и в фазе вспышек. Каждый спектр был аппроксимирован суммами моделей. Исходя из предположения о звездной природе

исследуемых объектов, мы использовали модели APEC [Smith et al., 2001] и MEKAL [Mewe et al., 1985, 1986; Liedalh, 1995], описывающие излучение горячего газа, в котором атомы ионизуются электронным ударом (далее — тепловые модели). Для проверки возможной принадлежности объектов к вырожденным звездам мы аппроксимировали спектры суммами моделей чернотельного излучения BBODYRAD. Для поиска возможного нетеплового рентгеновского излучения от окружающих объекты туманностей или/и от самих звезд мы добавляли к тепловым моделям или к BBODYRAD степенную компоненту (Power Law, PL). Для учета поглощения рентгеновского излучения межзвездной средой мы умножали каждую модель на модель TBABS [Wilms et al., 2000], которая учитывает поглощение как газовой составляющей межзвездной среды, так и пылевыми частицами и характеризуется параметром лучевой концентрации водорода в направлении на объект. Используя этот параметр и аппроксимационные формулы из статьи [Morrison, McCammon, 1983], мы вычислили непоглощенные межзвездной и околозвездной средой потоки в спектрах. Мы оценили жесткости непоглощенных спектров как отношения интегральных потоков в жесткой (2–8 кэВ) и в мягкой (0.2–2 кэВ) частях [Naze et al., 2014]. Используя расстояние $d$=100 пк (по данным GAIA DR3) до источника 2XMM J175640.0-215953, мы оценили его рентгеновские светимости в интервале энергий 0.2–8 кэВ. Наилучшие модельные спектры с их покомпонентным разложением показаны на рис. 4–7.

Таким образом, спектр источника 2XMM J175634.9-215916 от 22.09.2007 может быть описан тепловыми моделями с температурами плазмы $kT_1$~0.3 кэВ, $kT_2$~1 кэВ, $kT_3$~1.6 кэВ, при вспышке наибольший поток в спектре увеличивается на 20–25 % относительно величины в спокойном состоянии. Это увеличение вызвано возрастанием температуры $kT_3$ до 2.2 кэВ. Однако спектр от 24.09.2007 описывается двумя тепловыми моделями с $kT_1$~0.3 кэВ, $kT_2$~1 кэВ, которые не меняются при вспышке, только аналогично возрастают потоки в спектре. При обоих вспышках жесткости спектров не меняются существенно, составляя $HR$~0.2–0.3.

Напротив, рентгеновские спектры источника 2XMM J175640.0-215953 в спокойном состоянии и во время вспышки значительно различаются. Спектр объекта вне вспышки может быть описан тепловыми моделями с $kT_1$~0.2 кэВ, $kT_2$~1 кэВ, жесткость $HR$~0.1–0.2, светимость $L_x$~(2÷3)·$10^{30}$ эрг $с^{-1}$. В спектре от 24.09.2007 наибольший поток увеличился в 2.5 раза с наступлением вспышки, светимость возросла до $L_x$~(0.9÷1)·$10^{31}$ эрг $с^{-1}$, $HR$~0.5–0.8. Кроме того, в спектре появилось достаточно сильное излучение в жестких энергия выше 2 кэВ, что свойственно звездам — аналогам γ Cas [Smith et al., 2016]. Но, в отличие от аналогов γ Cas, этот жесткий рентгеновский «хвост» не обязательно обусловлен аномально высокой температурой плазмы. Он может быть описан либо дополнительным тепловым компонентом с $kT_3$~3.9 кэВ, либо степенной компонентой со спектральным индексом $G$~2.3 и вкладом в полный модельный спектр ~68.5 %. Как

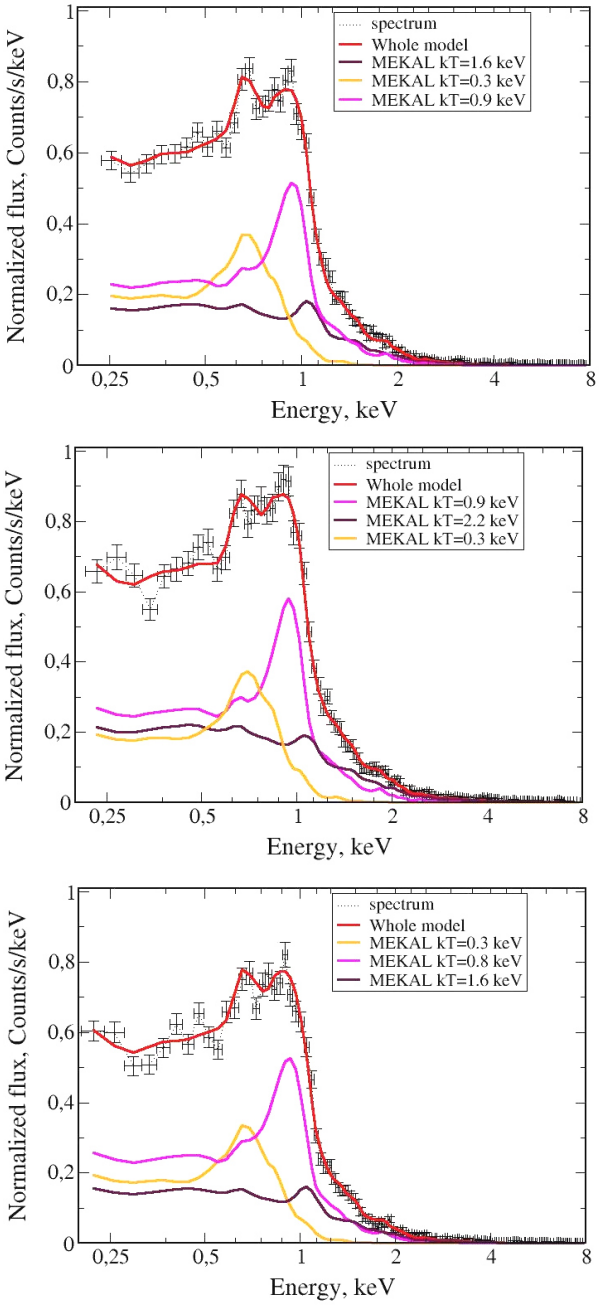



*Рис. 4.* Модельные рентгеновские спектры источника 2XMM J175634.9-215916 22.09.2007: вверху — спектр до вспышки, в центре — во время вспышки, внизу — после вспышки

показано в работе [Ryspaeva, Kholtygin, 2020b], подобные степенные компоненты, по-видимому, присутствуют в спектрах многих аналогов γ Cas. При этом наибольший поток в спектре 2XMM J175640.0-215953 от 22.09.2007 на 20 % выше, чем в спектре от 24.09.2007 перед вспышкой, но температуры плазмы примерно одинаковы.

В то же время все рассмотренные спектры не удалось аппроксимировать моделями с чернотельной компонентой BBODYRAD.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ рентгеновских спектров и кривых блеска двух объектов и факт наличия у этих объектов значи-

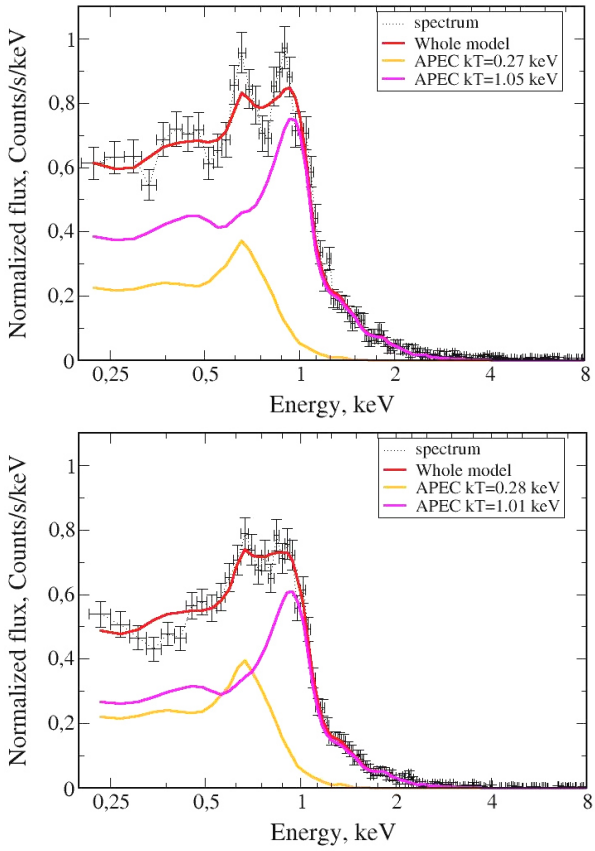



*Рис. 5.* То же, что на рис. 4, для 24.09.2007: вверху — спектр во время вспышки, внизу — после вспышки

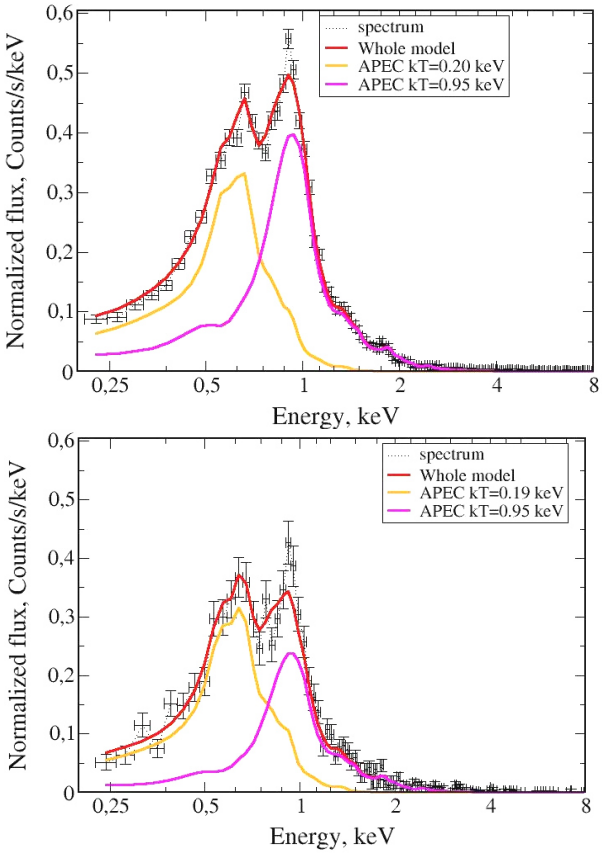



*Рис. 6.* Модельные рентгеновские спектры источника 2XMM J175640.0-215953 в спокойном состоянии: слева — спектр из наблюдения 22.09.2007; справа — спектр из наблюдения 24.09.2007 перед вспышкой

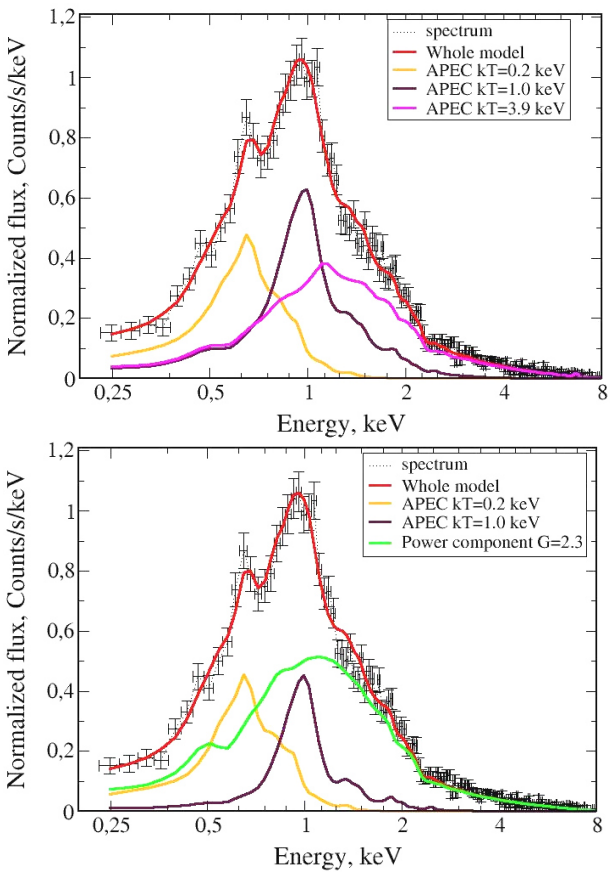



*Рис. 7.* Модельные рентгеновские спектры источника 2XMM J175640.0-215953 во время вспышки 24.09.2007: слева — спектр, описанный тремя тепловыми моделями; справа — спектр, описанный двумя тепловыми моделями с добавлением степенной компоненты

тельного оптического излучения позволяют сделать следующие важные выводы:

1. Рассмотренные рентгеновские источники, вероятно, являются нормальными звездами и не содержат вырожденные компоненты.

2. Обнаружение у рассмотренных источников вспышек рентгеновского излучения и двух периодов вариаций их спокойного рентгеновского излучения может быть свидетельством того, что эти источники являются двойными или кратными звездами, а периоды их рентгеновского излучения могут соответствовать орбитальным периодам и/или периодам вращения отдельных компонентов этих звезд. Также нельзя исключать, что эти периоды связаны с нерадиальными пульсациями данных звезд.

3. Источник 2XMM J175634.9-215916, возможно, относится к композиционным объектам, то есть является двойной или кратной звездой, а вспышки рентгеновского излучения могут быть связаны с маломассивной вспыхивающей звездой. Возможно также, что объект имеет сильное магнитное поле и вспышки рентгеновского излучения аналогичны солнечным и связаны с перезамыканием силовых линий локальных магнитных полей.

4. Источник 2XMM J175640.0-215953 предположительно является звездой до главной последовательности. В этом случае присутствие жесткого нетеплового компонента во вспышечный фазе может быть связано либо с магнитосферной аккрецией

вещества возможного околозвездного диска, либо с наличием скрытого компонента в виде звезды типа T Тельца или звезды позднего спектрального класса.

Таким образом, два рассмотренных объекта представляют большой интерес своими рентгеновскими спектрами и рентгеновскими вспышками. Для определения природы как самих объектов, так и их рентгеновского излучения необходимы их оптические наблюдения и измерения магнитных полей.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Liedahl D.A., Osterheld A.L., Goldstein W.H. *Astrophys. J.* 1995. Vol. 438, L115

Mewe K., Lemen J. R., van der Oord G.H.J. Calculated X-radiation from optically thin plasmas. V. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 1985. Vol. 62. P. 197–254.

Mewe K., Lemen J. R., van der Oord G.H.J. Calculated X-radiation from optically thin plasmas. VI – Improved calculations for continuum emission and approximation formulae for nonrelativistic average Gaunt factors. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 1986. Vol. 65, no. 3. P. 511–536.

Morrison R., McCammon D. *Astrophys. J.* 1983. Vol. 270. P. 119.

Naze, Y., Petit, V., Rinbrand, M., et al. *Astrophys. J. Suppl. Ser*. 2014.Vol. 215, 10.

Ryspaeva E., Kholtygin A. *Res. Astron. Astrophys*. 2020a. Vol. 20, no. 7, 108.

Ryspaeva E., Kholtygin A. *Astrophys. Bull*. 2020b. Vol. 75, no. 2, 127.

Smith R. K., Brickhouse N.S., Liedahl D.A., Raymond J.C. *Astrophys. J*. 2001. Vol. 556, L91

Smith M. A., Lopes de Oliveira R., Motch C. *Adv. Space Res*. 2016. Vol. 58, 782.

Wilms J., Allen A., McCray R. *Astrophys. J*. 2000. Vol. 542. P. 914.

URL http://www.cosmos.esa.int/web/xmm-newton (дата обращения 2.05.2022)

URL https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xanadu/xspec/ (дата обращения 2.05.2022)

URL http://simbad.u-strasbg.fr/Simbad (дата обращения 2.05.2022)

*Секция А. Астрофизика и физика Солнца. БШФФ-2022. С. 111–113.*

УДК 551.583

# КЛИМАТИЧЕСКИЕ РИСКИ НА ТЕРРИТОРИИ ИРКУТСКОЙ ОБЛАСТИ В СОВРЕМЕННЫЙ ПЕРИОД

**А.Ю. Рябикова, К.А. Лощенко**

Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия
anna.ryabikona@yandex.ru

# CURRENT CLIMATE RISKS IN THE IRKUTSK REGION

**A.Yu. Ryabikova, K.A. Loshchenko**

Irkutsk State University, Irkutsk, Russia
anna.ryabikona@yandex.ru

**Аннотация.** Термин «климатические риски» был определен на международном уровне в документах Рабочей группы по вопросам раскрытия финансовой информации, связанной с изменением климата. Климатический (климатообусловленный) риск — совместная характеристика вероятности опасных проявлений климатического фактора и его воздействия (в виде вреда или ущерба) на объект, которая выражается в величинах повторяемости и ущерба. В связи с этим мы начали исследование климатических рисков на территории Иркутской области по данным об атмосферных осадках, определяющих вероятность наводнений, одним из последних примеров которых было наводнение в г. Тулуне в июне 2019 г.

**Ключевые слова:** климатические риски; атмосферные осадки; наводнения, Иркутская область, картирование.

**Abstract.** The term “climate risk” was defined internationally in documents of the Task Force on Climate-Related Financial Disclosures. Climate (climate-related) risk is a joint characteristic of the probability of dangerous manifestations of the climatic factor and its impact (harm or damage) on an object, which is expressed in terms of frequency and damage. In this regard, we have started studying climate risks in the Irkutsk region with the use atmospheric precipitation data that determine the probability of floods; one of the latest examples of such floods was the flood in the city of Tulun in June 2019.

**Keywords:** climate risks; atmospheric precipitation; floods; Irkutsk region; mapping.

## ВВЕДЕНИЕ

Климатические риски являются серьезной проблемой, волнующей мировое сообщество. Согласно Шестому оценочному докладу ООН за 2021 г., изменение климата усиливает жару и засухи [Лукин, Мусиенко, 2021]. Подобные экстремальные явления вызывают также деградацию земель и их опустынивание, которые приводят не только к крупномасштабному разрушению экосистем и утрате биоразнообразия, но и порождают иные риски стратегического характера. Климатические изменения и их последствия повышают пожароопасность большинства российских регионов, включая арктическую зону, вызывают риски возгорания, увеличение площадей пожаров и объемов работ пожарно-спасательных служб МЧС России. По данным Green Peace, общая площадь, пройденная лесными пожарами с 1 января по 2 августа 2021 г., составляла 13.4 миллионов гектаров — это третий показатель за историю наблюдений (2003 — 14.5; 2012 — 16.0). Другой составляющей современных тенденций изменения климата является наблюдаемое увеличение количества чрезвычайных ситуаций гидрологического характера, что вызывает необходимость более активных исследований физических процессов их образования и пространственно-временных особенностей их распределения в целях более успешного прогнозирования [Носкова и др., 2019].

Наводнения, вызываемые дождевыми паводками, в паводкоопасных регионах, к которым относится территория Иркутской области, приводят к значительным социально-экономическим и экологическим последствиям, особенно для населенных пунктов, расположенных в поймах рек. В связи с этим нами выполнено исследование климатических рисков на территории Иркутской области на примере многолетнего режима атмосферных осадков, которые определяют риск наводнений, в том числе приводящих к катастрофическим последствиям, последнее из которых произошло в июне 2019 г. в Тулуне.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Анализ многолетней динамики сумм атмосферных осадков в Иркутской области был выполнен по данным Реанализа NCEP/NCAR за 1948–2021 гг. и 80 метеорологических станций Иркутского управления по гидрометеорологии и мониторингу окружающей среды за 2015–2020 гг. Первоначально рассчитывались аномалии месячных сумм выпавших осадков в целом по территории Иркутской области за 1948–2021 гг. по отношению к средним значениям за указанный период по данным Реанализа NCEP/NCAR. Оказалось, что в зимние месяцы суммы атмосферных осадков в целом по территории Иркутской области увеличиваются, наиболее выражено их увеличение в феврале с начала 2000-х гг. В марте тенденция роста сумм атмосферных осадков сохраняется, тогда как в апреле и мае количество выпавших осадков заметно уменьшается. Устойчивая тенденция уменьшения сумм атмосферных осадков с начала 2000-х гг. проявляется летом (рис. 1) и сохраняется в сентябре и октябре.

Более детальный анализ был выполнен по данным 80 метеорологических станций Иркутской области на основе картирования территории по количеству выпавших осадков в разные временные периоды: современный (2015–2020 гг.) и период 1961–1990 гг., рассматриваемый как период климатической нормы. В июне в современный период суммы

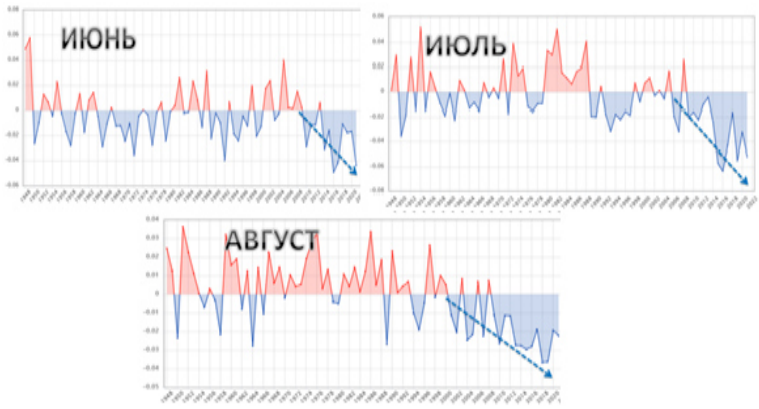



*Рис. 1.* Изменение аномалий интенсивности атмосферных осадков (мм/3 ч) в летние месяцы 1948–2021 гг. по данным Реанализа NCEP/NCAR

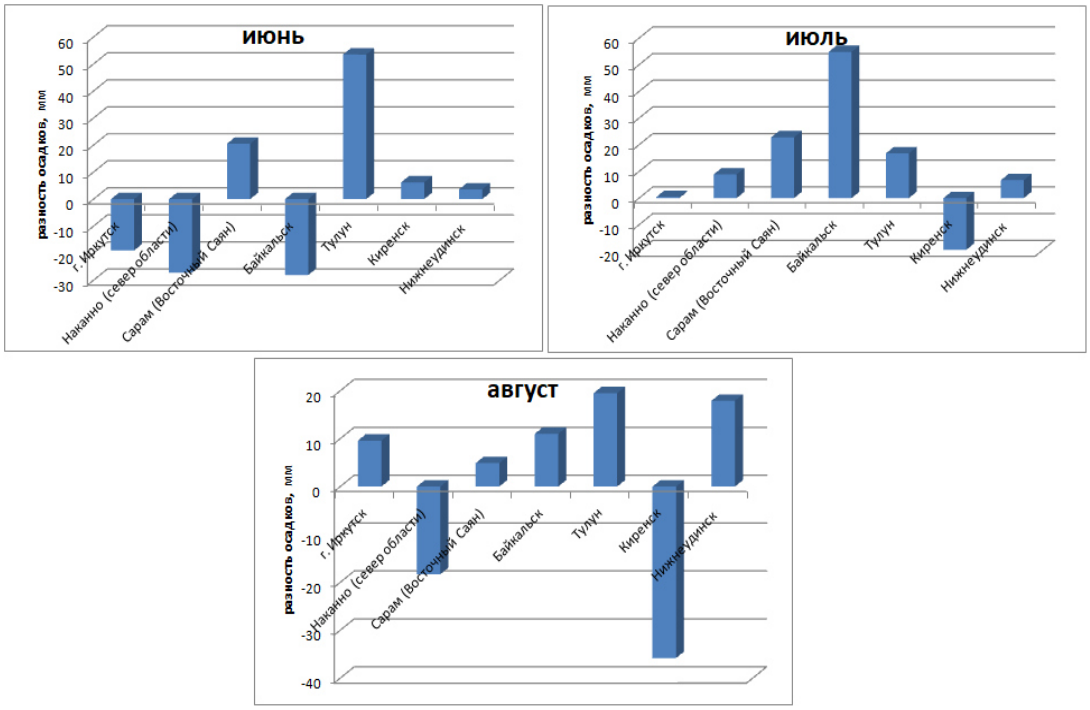



*Рис. 2.* Разность средних сумм осадков (мм) за 2015–2020 гг. по отношению к средним значениям за 1961–1990 гг. по данным метеорологических станций, расположенных в разных районах Иркутской области

атмосферных осадков увеличились в высокогорных районах Восточного Саяна и южных районах Иркутской области, тогда как на севере и северо-востоке их количество уменьшилось. В июле 2015–2020 гг. по сравнению с периодом 1961–1990 гг. количество осадков увеличилось в основном в северных районах области за счет усиления циклонической деятельности и более интенсивного развития термической конвекции на фоне повышения летних температур. В августе суммы атмосферных осадков в современный период уменьшились в центральных и северных районах Иркутской области. Следует отметить, что в районах, подверженных летним наводнениям, суммы атмосферных осадков возросли, что повышает вероятность этих опасных гидрологических явлений (рис. 2).

С прогностической точки зрения важно иметь представление не только о средних, но и о максимальных суммах атмосферных осадков. Для этого были получены карты максимальных сумм атмосферных осадков за последние годы (2015–2020 гг.) (рис. 3.). Отчетливо видно, что в июне в Иркутской области вероятность повышения уровня рек максимальная в западных районах и в предгорьях Восточного Саяна. В июле и августе максимальное количество осадков отмечается в южных районах Прибайкалья, а также, во вторую половину лета, в западных районах области.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для всестороннего исследования ФЭ необходимо использовать как можно больше методов и подходов. Для более тонкого исследования поведения КЛ и структуры форбуш-эффектов можно рекомендовать метод кольца станций, который наглядно демонстрирует такие особенности ФЭ, как анизотропное начало, предвестники приближающегося межпланетного возмущения и сложности поведения КЛ внутри структур в солнечном ветре.

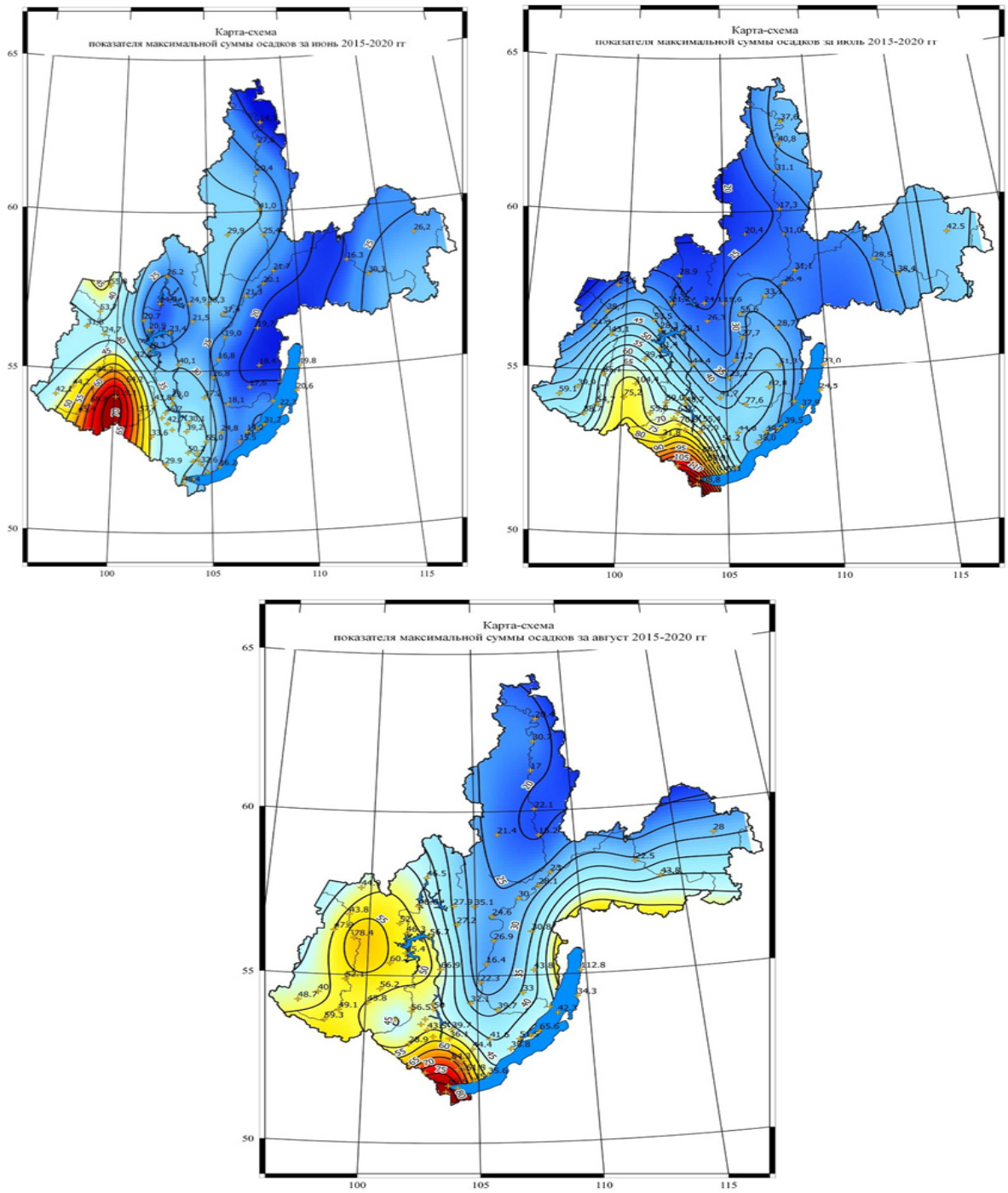



*Рис. 3*. Карты максимальных сумм атмосферных осадков (мм) на территории Иркутской области в 2015–2020 гг.

Метод кольца станций больше подходит для качественного, а не количественного, описания и исследования ФЭ.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Лукин В.Н., Мусиенко Т.В. Государственное управление: арктический аспект. Национальная безопасность и стратегическое планирование. 2021. № 2(34). С. 5–14.

Носкова Е.В., Рахманова Н.В., Вахнина И.Л. Формирование летних дождевых паводков на реке Чита (Забайкалье). *Гидросфера. Опасные процессы и явления*. 2019. Т. 1, № 3. С. 314–328.

*Секция А. Астрофизика и физика Солнца. БШФФ-2022. С. 114–115.*

УДК 550.388

# ВЛИЯНИЕ ГЕОМАГНИТНОЙ БУРИ 22−23 ИЮНЯ 2015 Г. НА $F_O$F2 И $H_M$F2 ПО ДАННЫМ ИОНОСФЕРНОЙ СТАНЦИИ «ЮЛИУСРУХ»

**С.А. Рябова**

[1]Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, Москва, Россия
[2]Институт динамики геосфер им. академика М.А. Садовского РАН, Москва, Россия
riabovasa@mail.ru

# INFLUENCE OF THE JUNE 22−23, 2015 GEOMAGNETIC STORM ON $f_o$F2 AND $h_m$F2 ACCORDING TO DATA FROM THE JULIUSRUH IONOSPHERIC OBSERVATORY

**S.A. Riabova**

[1]Schmidt Institute of Physics of the Earth of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
[2]Sadovsky Institute of Geosphere Dynamics of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
riabovasa@mail.ru

**Аннотация.** В работе представлены результаты анализа вариаций критической частоты F2-слоя в период мощной изолированной магнитной бури в 24-м цикле солнечной активности 22−23 июня 2015 г. В качестве исходных данных используются данные зондирования с помощью радиолокационных систем в коротковолновом диапазоне на ионосферной станции «Юлиусрух» (54.6° N, 13.4° E; Германия, ост-в Рюген, дер. Юлиусрух). Для определения зависимостей между вариациями магнитной активности, динамического давления солнечного ветра и ионосферных параметров на разных стадиях магнитной бури применяется метод линейного регрессионного анализа.

**Ключевые слова:** критическая частота, высота $h_m$F2, F2-слой ионосферы, линейная регрессия, индексы геомагнитной активности, динамическое давление солнечного ветра.

**Abstract.** This paper presents the results of analysis of variations in the F2-layer critical frequency during the powerful isolated magnetic storm that occurred during the solar cycle 24, on June 22−23, 2015. As initial data, we used sounding data from radar systems in the short-wave range from the Juliusruh Ionospheric Oservatory (54.6° N, 13.4° E, Germany, Island of Rügen, Juliusruh village). Linear regression analysis was used to determine the dependences between variations in magnetic activity, solar wind dynamic pressure, and ionospheric parameters at different stages of the magnetic storm.

**Keywords:** critical frequency, $h_m$F2 height, ionospheric F2 layer, linear regression, geomagnetic activity indices, solar wind dynamic pressure.

## ВВЕДЕНИЕ

Слой F2 ионосферы — наиболее ионизированная область верхней атмосферы Земли. Основными его параметрами являются высота максимума $h_m$F2 и критическая частота $f_o$F2. В зависимости от геомагнитной и солнечной активности они подвержены значительным изменениям. Динамика основных ионосферных параметров при разных геомагнитных условиях различна [Шубин, Деминов, 2019; Palul et al., 2018; Rishbath, Garriott, 1969].

Особый интерес представляет реакция ионосферы на большие геомагнитные бури, поскольку они приводят к планетарной перестройке ионосферы и изменению ее параметров [Данилов, 2013]. Морфология бурь в области F зависит как от межпланетных параметров, так и от места и времени наблюдения [Atulkar et al., 2014; Tsagour et al., 2000; Wang et al., 1980.].

Для настоящего исследования была выбрана сильная изолированная магнитная буря в 24-м цикле солнечной активности 22–23 июня 2015 г., в период которой *Dst*-индекс в минимуме составлял –207 нТл.

Целями настоящей работы являются исследование динамики параметров ионосферы в период до начала главной фазы магнитной бури, на ее главной фазе и на фазе восстановления и изучение их связи с уровнем геомагнитной активности и параметрами солнечного ветра.

## ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

В настоящей работе в качестве характеристики ионосферы использовались результаты определения критической частоты F2-слоя и его высоты на основе анализа ионограмм, полученных Институтом физики атмосферы им. Лейбница вблизи дер. Юлиусрух [https://www.iap-kborn.de].

Ионосферная станция «Юлиусрух» (54.6° N, 13.4° E) располагается на северном побережье ост-ва Рюген в северо-восточной Германии. Географические координаты ионозонда: 52.21° N, 21.06° E.

Зондирование выполняется с помощью радиолокационных систем в коротковолновом диапазоне (частоты от 1 до 30 МГц) каждые 15 мин.

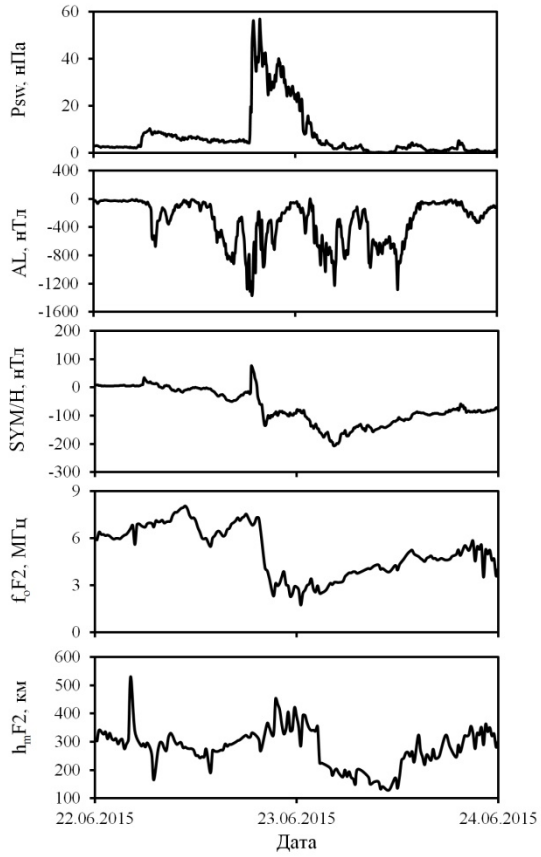
В результате обработки ионограмм были сформированы неэквидистантные цифровые ряды значений $f_o$F2 и $h_m$F2 с дискретизацией 15 мин.

Кроме того, использовались данные по магнитной активности, размещенные на сайте [http://spdf.gsfc.nasa.gov]. В качестве характеристик магнитной активности привлекались усредненные по 5 мин значения индексов геомагнитной активности *AL*, *SYM-H* и динамического давления солнечного ветра $P_{sw}$.

В рамках настоящих исследований для установления зависимости между вариациями магнитной активности и ионосферных параметров применялся метод линейного регрессионного анализа, включающий построение уравнений парной линейной регрессии и оценку их значимости, оценивание ошибок аппроксимации обнаруженных зависимостей по полученным уравнениям регрессии [Weisberg, 2014].

## РЕЗУЛЬТАТЫ

Магнитная буря 22–23 июня 2015 г. ($K_p$=9, *Dst*=–207 нТл) происходила на фоне повышенного




Временные вариации динамического давления солнечного ветра ($P_{sw}$), параметров магнитной активности (*AL* и *SYM-H*) и ионосферных параметров ($h_m$F2 и $f_o$F2) с 22 по 23 июня 2015 г.

давления солнечного ветра $P_{sw}$, регистрируемого во время главной фазы бури. На средних широтах наблюдались довольно интенсивные полярные сияния. Геомагнитные условия (т. е. *AL*, *SYM-H* и $P_{sw}$) и характеристики ионосферных параметров ($h_m$F2 и $f_o$F2) в период 22–23 июня представлены на рисунке. Анализ данных, представленных на рисунке, показал, что *AL*-индекс достиг –1370 нТл в 18:50 UT 22 июня, максимальное значение *SYM-H*-индекса – 207 нТл в 04:25 UT 23 июня.

Анализ зависимостей высоты и критической частоты слоя F2 от параметров магнитной активности и динамического давления солнечного ветра показал, что с увеличением магнитной активности в предбуревой период наблюдается некоторая тенденция к росту $h_m$F2 и падению $f_o$F2.

Изменение динамического давления солнечного ветра влияет только на поведение критической частоты F2-слоя, но не влияет на его высоту. В период главной фазы магнитной бури $f_o$F2 практически остается постоянной и примерно равна 3 МГц, $h_m$F2 демонстрирует сильную зависимость от $P_{sw}$. На стадии восстановления наблюдается с уменьшением геомагнитной активности как рост критической частоты слоя, так и увеличение высоты его максимума.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе настоящих исследований изучена зависимость высоты максимума и критической частоты слоя F2 среднеширотной ионосферы от магнитной активности и динамического давления солнечного ветра в период магнитной бури 22–23 июня 2015 г.

Ионосферные параметры сильно отличаются в период развития бури от параметров в предбуревой период и на фазе восстановления бури.

Установлены с помощью метода линейного регрессионного анализа зависимости параметров слоя F2 от индексов магнитной активности и динамического давления солнечного ветра в периоды различных фаз магнитной бури.

Полученные в настоящей работе данные согласуются с данными, представленными в работе [Ягодкина и др., 2021].

Экспериментальные исследования выполнены в рамках государственного задания ИДГ РАН № 1220329000185-5 «Проявление процессов природного и техногенного происхождения в геофизических полях», интерпретация результатов выполнена в рамках государственного задания ИФЗ РАН.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Данилов А.Д. Реакция области F на геомагнитные возмущения (обзор). *Гелиогеофизические исследования*. 2013. Вып. 5. С. 1–33.

Шубин В.Н., Деминов М.Г. Глобальная динамическая модель критической частоты F2-слоя ионосферы. *Геомагнетизм и аэрономия*. 2019. Т. 59, № 4. С. 461–473.

Ягодкина О.И., Панченко В.А., Воробьев В.Г. и др. Влияние магнитной активности и давления солнечного ветра на среднеширотную ионосферу во время магнитной бури 22–23 июня 2015 года. *Physics of Auroral Phenomena. Proccessing of XLIV Annual Seminar. Apatity*, 2021. P. 163–167.

Atulkar R., Bhardwaj S., Khatarkar P., et al. Geomagnetic disturbances and its impact on ionospheric critical frequency ($f_o$F2) at high, mid and low latitude region. *Amer. J. Astron. Astrophys*. 2014. Vol. 2, no. 6. P. 61–65.

Palul K.S., Haralamdous H., Oikonomou C., et al. Multistation investigation of spread F over Europe during low to high solar activity. *J. Space Weath. Space Clim*. Vol. 8, A27. DOI: 10.1051/swsc/2018006.

Rishbath H., Garriott O.K. Introduction to Ionospheric Physics. *Academic press*. 1969. 304 p.

Tsagour I., Belehaki A., Moraitis G., Mavromichalaki H. Positive and negative ionospheric disturbances at middle latitudes during geomagnetic storms. *Geophys. Res. Lett*. 2000. Vol. 27, no. 21. P. 3579–3582.

Wang X., Shi J.K., Wang G.J., et al. Responses of ionospheric $f_o$F2 to geomagnetic activities in Hainan. *Adv. Space Res*. 2008. Vol. 41, no. 4. P. 556–561.

Weisberg S. Applied Linear Regression. *New Jersey: Wiley*. 2014. 370 p.

URL: https://www.iap-kborn.de (дата обращения 10 мая 2022 г.).

URL: http://spdf.gsfc.nasa.gov (дата обращения 10 мая 2022 г.).

*Секция А. Астрофизика и физика Солнца. БШФФ-2022. С. 116–118.*

УДК 532.59

# ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОВОГО ДИСБАЛАНСА НА СВОЙСТВА АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ГРАВИТАЦИОННО СТРАТИФИЦИРОВАННОЙ АТМОСФЕРЕ

**Д.С. Рящиков[1, 2], Д.И. Завершинский[1, 2], Н.Е. Молевич[1, 2]**

[1]Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН, Самара, Россия
ryashchikovd@gmail.com
[2]Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева, Самара, Россия

# EFFECT OF THERMAL MISBALANCE ON PROPERTIES OF ACOUSTIC WAVES IN A GRAVITATIONALLY STRATIFIED ATMOSPHERE

**D.S. Riashchikov[1, 2], D.I. Zavershinskii[1,2], N.E. Molevich[1, 2]**

[1]Samara Branch of P.N. Lebedev Physical Institute of the RAS, Samara, Russia
ryashchikovd@gmail.com
[2]Samara National Research University, Samara, Russia

**Аннотация.** Рассматривается влияние теплового дисбаланса на свойства акустических волн в гравитационно стратифицированной атмосфере. Показано изменение равновесного профиля температуры, давления и плотности за счет процессов тепловыделения. Отмечено также уменьшение акустической частоты отсечки и дополнительное затухание акустических волн по сравнению со средой без теплового дисбаланса в изотермической атмосфере.

**Ключевые слова:** тепловой дисбаланс, акустико-гравитационные волны, солнечная атмосфера

**Abstract.** The effect of thermal misbalance on the properties of acoustic waves in a gravitationally stratified atmosphere is considered. The change in the equilibrium profile of temperature, pressure and density due to the heating and cooling processes is shown. A decrease in the acoustic cutoff frequency and additional attenuation of acoustic waves in an isothermal atmosphere compared to a medium without thermal misbalance is also noted.

**Keywords:** thermal misbalance, acoustic-gravity waves, solar atmosphere

## ВВЕДЕНИЕ

Солнечная атмосфера служит естественной лабораторией, которая позволяет получать новые знания о физике плазмы и влиянии различных процессов на динамику среды, в том числе процессов нагрева и охлаждения среды, баланс которых обеспечивает само существование солнечной атмосферы. Точно известно, что радиационное охлаждение солнечной короны является функцией температуры и плотности плазмы. При этом механизм нагрева до сих пор остается неизвестным, однако ряд исследователей полагает его зависящим также от термодинамических параметров среды. Следствием этой зависимости является то, что волны сжатия, такие, например, как магнитоакустические или акустические, могут нарушить баланс между этими процессами [Молевич, Ораевский, 1988]. Как следствие, в среде может реализоваться обратная связь между волнами и средой. Данный эффект известен в области физики Солнца как эффект теплового дисбаланса.

Теория теплового дисбаланса была построена в пионерской работе [Field, 1965]. Процессы нагрева и охлаждения часто описывают с помощью введения в уравнение переноса тепла обобщенного источника тепловыделения $W(\rho, T)=L(\rho, T)-Q(\rho, T)$, который является функцией температуры и плотности ($L$, $H$ — мощности охлаждения и нагрева соответственно). В случае термодинамического равновесия со стационарными значениями температуры $T_0$ и плотности $\rho_0$ процесс охлаждения полностью балансируется процессом нагрева, т. е. $W(\rho_0, T_0)=$. В случае, когда нарушается баланс нагрева и охлаждения, температура и плотность среды претерпевают возмущения и реализуется обратная связь между возмущением и средой. Если данная обратная связь положительная, то говорят, что в среде реализуются так называемые тепловые неустойчивости. В случае отрицательной обратной связи акустические возмущения начинают затухать. Кроме того, тепловой дисбаланс приводит к дисперсии скорости звука в среде, что связано с наличием характерного времени, обусловленного нагревом и охлаждением [Zavershinskii et al., 2019; Belov et al., 2021].

Наиболее часто волны в солнечной атмосфере наблюдаются в неоднородных структурах, таких как корональные петли, корональные перья, корональные дыры, протуберанцы и т.д. Существование таких структур в солнечной атмосфере обусловливается балансом не только термодинамических процессов, но и балансом механических воздействий, в частности, гравитационных сил и сил магнитного происхождения.

Неоднородности среды, возникающие под влиянием гравитации, магнитного поля, а также резкие градиенты температуры могут приводить к преломлению или отражению волн [Zhugzhda, Dzhalilov, 1984]. Поведение волн в неоднородной среде существенно зависит от их частоты. Волны с относительно высокой частотой могут распространяться в такой среде. Волны же относительно низкой частоты не могут переносить энергию в стратифицированной среде и могут быть заперты в так называемом акустическом резонаторе. Минимальная частота акустических волн в неоднородной среде называется частотой отсечки. Причем наиболее часто фиксируемые в солнечной атмосфере акустические волны с периодом 3–5 мин [De Moortel, Nakariakov, 2012] имеют частоту, сравнимую с акустической

частотой отсечки, связанной с гравитационной стратификацией в фотосфере и хромосфере Солнца [Botha, 2011].Свойства акустических (магнитоакустических) волн в тепловыделяющей среде с учетом гравитации на данный момент не изучены. Однако есть основания полагать, что тепловой дисбаланс может приводить, с одной стороны, к возникновению градиентов температуры, что связано с необходимостью одновременного выполнения условия равенства мощности нагрева и охлаждения и условия механического равновесия в среде с гравитацией в стационарном состоянии. С другой стороны, он может в некоторой степени изменить значение акустической частоты отсечки, что связано с дисперсией акустических волн в тепловыделяющей среде.

**Стационарные состояния**

Рассмотрим свойства тепловыделяющего газа, находящегося в гравитационном поле. Его поведение будет описываться следующей системой уравнений:

$$\rho\frac{d\vec{V}}{dt} = -\nabla P + \rho\vec{g},$$
$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \mathrm{div}\left(\rho\vec{V}\right) = 0,$$
$$C_V\frac{dT}{dt} - \frac{RT}{\mu\rho}\frac{d\rho}{dt} = -W(\rho,T), \qquad (1)$$
$$P = \frac{RT}{\mu}\rho,$$
$$W(\rho,T) = L(\rho,T) - Q(\rho,T)$$

Уравнения (1) представляют собой систему уравнений газодинамики, дополненную функцией тепловых потерь $W(\rho, T)$. Ускорение свободного падения $\vec{g}$ в данной работе будем считать постоянным. Отметим, что система уравнений (1) может быть использована и для описания распространения плоских медленных магнитоакустических волн в среде с сильным магнитным полем (для плазмы $\beta \to 0$) [Zavershinskii et al., 2019].

Из системы (1) следует, что стационарное состояние тепловыделяющего газа в гравитационном поле будет удовлетворять равенствам

$$\frac{d\rho}{dz} + \rho g = 0,\ W(\rho,T) = 0. \qquad (2)$$

Рассмотрим частный случай обобщенной функции тепловых потерь, когда равновесные давление, плотность и связанная с ними температура удовлетворяют выражению

$$P_0(z) = C\rho_0(z)^{\gamma_0}, \qquad (3)$$

где константа $C$ определяется из условий $P=P_*$, $\rho=\rho_*$ на некоторой высоте $z=0$, $\gamma_0$ — постоянная величина в некоторой рассматриваемой области. Отметим, что параметр $\gamma_0$ имеет смысл эффективного низкочастотного показателя адиабаты [Zavershinskii et al., 2019] и связан с производными обобщенной функции тепловых потерь по температуре и плотности около равновесного состояния

$$\gamma_0 = 1 - \frac{\rho_0}{T_0}\frac{\left(\partial W/\partial\rho\right)_{\rho=\rho_0,\,T=T_0}}{\left(\partial W/\partial T\right)_{\rho=\rho_0,\,T=T_0}}. \qquad (4)$$

Тогда стационарные состояния будут описываться выражениями (5) в случае $\gamma_0=1$ и (6) в случае $\gamma_0\neq1$ соответственно:

$$\rho_0(z) = \rho_* e^{-z/H},\ P_0(z) = P_* e^{-z/H},\ T_0 = T_* = const, \qquad (5)$$

$$T_0(z) = T_* f(z),\ \rho_0(z) = \rho_* f(z)^{1/(\gamma_0-1)},$$
$$P_0(z) = P_* f(z)^{\gamma_0/(\gamma_0-1)}, \qquad (6)$$

где $H = k_B T_*/(mg)$ — характерная высота, связанная с гравитацией; $f(z)=1 - z(\gamma_0-1) / (H\gamma_0)$.

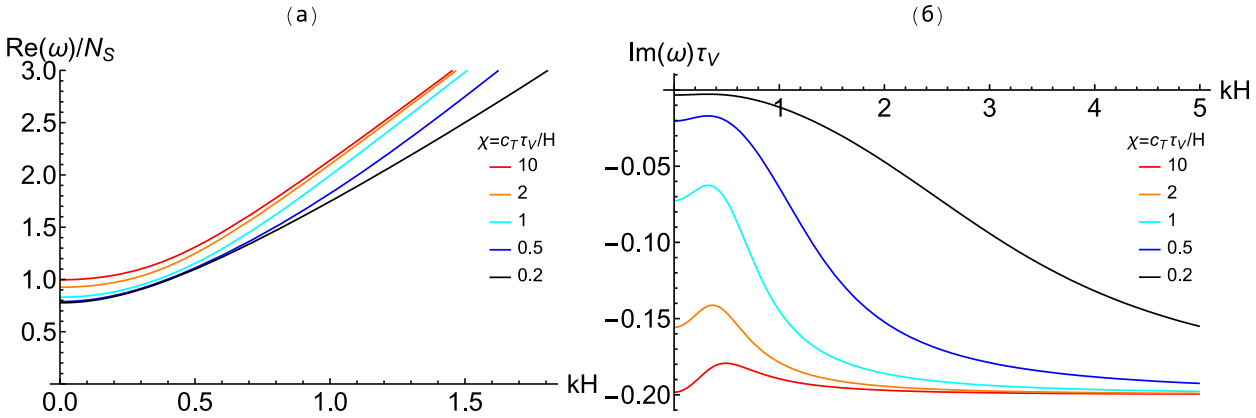
**Влияние теплового дисбаланса на свойства акустических волн в среде с гравитационной стратификацией**

Рассмотрим распространение акустических волн в тепловыделяющей среде в изотермической атмосфере, т. е. при $\gamma_0=1$. Для этого линеаризуем систему (1) около стационарного состояния (5) с помощью замены вида $\xi = \xi_0(z)(1+\xi_1(z,x,t))$. Для получения дисперсионного соотношения будем полагать, что $\xi_1(z,x,t) = \xi_{a1} e^{\frac{z}{2H}} e^{ik_x x + ik_z z - i\omega t}$. Здесь уже учтено, что в среде без тепловыделения относительная амплитуда волн увеличивается в $e$ раз на высоте $2H$ [Priest, 2014]. Тогда дисперсионное соотношение примет вид

$$\omega^2 - c_T^2 k^2 - N_{S0}^2 = $$
$$= i\omega\tau_V\left(\omega^2 - k^2 c_S^2 - N_S^2 + \frac{N^2}{\omega^2}c_S^2 k^2 \sin^2\theta\right), \qquad (7)$$

где $N_S=c_S/(2H)$ — акустическая частота отсечки в среде без тепловыделения, $N_{S0} = c_t/(2H)$, $N = g\sqrt{\gamma-1}/c_S$ — частота Брента—Вяйсяля, $c_T = g\sqrt{k_B T_0/m}$ — изотермическая скорость звука в среде, $c_S = c_\tau\sqrt{\gamma}$ — скорость звука в среде, $\tau V = CV/(\partial W/\partial T)_{\rho=\rho_0,\,T=T0}$ — характерное время, связанное с процессами тепловыделения (в (7) предполагается, что оно не зависит от высоты), и $\theta$ — угол распространения волн по отношению к вертикали.

Анализ дисперсионного соотношения (7) показывает, что поведение акустических волн зависит от параметра $\chi=c_T\tau_V/H$, который имеет смысл отношения характерной длины, связанной с процессами тепловыделения, к характерной высоте, связанной с гравитацией (рисунок). Видно, что процессы тепловыделения могут привести к уменьшению акустической частоты отсечки в $\sqrt{\gamma}$ раз при $\chi<<1$. Другой эффект состоит в том, что относительная амплитуда акустических волн в тепловыделяющей изотермической атмосфере растет медленнее с высотой, чем $e^{z/2H}$, а в случае достаточно мощных процессов тепловыделения можно говорить о затухании акустических волн с высотой.




Зависимости действительной части частоты (*а*) и декремента затухания (*б*) акустических волн при различной мощности процессов нагрева и охлаждения (мощность увеличивается с уменьшением χ) при θ=45°

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что тепловой дисбаланс может привести к изменению высотного профиля равновесных температуры, давления и плотности. В изотермической атмосфере процессы тепловыделения приводят к уменьшению скорости роста относительной амплитуды акустических волн с высотой, либо даже способны привести к их затуханию. Кроме того, уменьшается акустическая частота отсечки (в $\sqrt{\gamma}$ раз при достаточно мощных процессах тепловыделения).

Работа частично поддержана Министерством образования и науки (проекты FSSS-2020-0014, 0023-2019-0003).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Молевич Н.Е., Ораевский А.Н. Вторая вязкость в термодинамически неравновесных средах. *ЖЭТФ*. 1988. Т. 94, № 3. С. 128–132.

Belov S.A., Molevich N.E., Zavershinskii D.I. Dispersion of slow magnetoacoustic waves in the active region fan loops introduced by thermal misbalance. *Solar Phys*. 2021. Vol. 296, no. 8, 122.

Botha G.J.J., Arber T.D., Nakariakov V.M., Zhugzhda Y.D. Chromospheric resonances above sunspot umbrae. *Astrophys. J*. 2011. Vol. 728, no. 2. P. 84.

De Moortel I., Nakariakov V.M. Magnetohydrodynamic waves and coronal seismology: an overview of recent results. *Philos. Trans. Royal Soc. Lon. A: Math., Phys. and Engin. Sci*. 2012. Vol. 370, no. 1970. P. 3193–3216.

Field G.B. Thermal instability. *Astrophys. J*. 1965. Vol. 142. P. 531–567.

Priest E. Magnetohydrodynamics of the Sun. Cambridge University Press, 2004. P. 157–167.

Zavershinskii D.I., Kolotkov D.Y., Nakariakov V.M., Molevich N.E., Ryashchikov D.S. Formation of quasi-periodic slow magnetoacoustic wave trains by the heating/cooling misbalance. *Phys. Plasmas*. 2019. Vol. 26, no. 8. P. 82113.

Zhugzhda Y.D., Dzhalilov N.S. Magneto-acoustic-gravity waves on the Sun. II – Transformation and Propagation. *Astron. Astrophys*. 1984. Vol. 132. P. 52–57.

# ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРА ПЛОТНОСТЕЙ ШАЛ ПО ДАННЫМ УСТАНОВКИ TUNKA-GRANDE

**А.К. Сагдеева, А.Л. Иванова, Р.Д. Монхоев**

Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия
mikfor573@gmail.com

# INVESTIGATING THE EAS DENSITY SPECTRUM ACCORDING TO DATA FROM THE TUNKA-GRANDE INSTALLATION

**A.K. Sagdeeva, A.L. Ivanova, R.D. Monkhoev**

Irkutsk State University, Irkutsk, Russia
mikfor573@gmail.com

**Аннотация.** Космические лучи (КЛ) являются источником частиц высоких и сверхвысоких энергий и играют важную роль при изучении строения вещества и взаимодействий между элементарными частицами. Важнейшей характеристикой КЛ является энергетический спектр, который показывает распределение интенсивности космических лучей в зависимости от энергии. Основная особенность энергетического спектра КЛ — его степенной характер. В данной работе была проведена проверка степенного характера энергетического спектра, а именно, на основе данных установки Tunka-Grande построены интегральные спектры широких атмосферных ливней и вычислены их степенные коэффициенты.

**Ключевые слова:** космические лучи, энергетический спектр, интегральный спектр.

**Abstract.** Cosmic rays (CRs) are a source of particles of high and ultrahigh energies and play an important role in the study of the structure of matter and interactions between elementary particles. The most important characteristic of CRs is the energy spectrum showing the distribution of the CR intensity, depending on energy. The main feature of the CR energy spectrum is its power-law character. We verified the power-law nature of the energy spectrum, constructed integral spectra of extensive air showers and calculated their power coefficients, using data from the Tunka-Grande installation.

**Keywords:** cosmic rays, energy spectrum, integral spectrum.

## ВВЕДЕНИЕ

Космические лучи (КЛ) являются природным источником частиц высоких и сверхвысоких энергий и позволяют получать информацию как о микромире, т. е. о природе и взаимодействиях элементарных частиц и ядер, так и о крупномасштабных процессах, происходящих не только в нашей Галактике, но и за ее пределами. Поскольку поток космических лучей резко падает с увеличением энергии, то единственно возможным методом исследования КЛ с энергией от 100 ТэВ и выше является косвенный метод, основанный на регистрации широких атмосферных ливней (ШАЛ), возникающих при взаимодействии первичных частиц КЛ с атмосферой Земли. Данный метод реализуется с помощью наземной системы синхронно работающих детекторов, размещенных на большой площади.

Одной из важнейших характеристик КЛ является их энергетический спектр — изменение их интенсивности с энергией. Данная исследовательская работа связана с изучением главной особенности энергетического спектра КЛ — падением интенсивности по степенному закону.

## УСТАНОВКА TUNKA-GRANDE

Сцинтилляционная установка Tunka-Grande, расположенная в Тункинской долине ($\varphi = 51°48'47.5''$ N, $\lambda = 103°04'16.3''$ E, $h = 670$ м над уровнем моря), в 50 км от оз. Байкал, входит в состав гамма-обсерватории TAIGA. Установка включает в себя 19 сцинтилляционных станций, каждая из которых состоит из наземной и подземной части.

Наземная часть станции состоит из 12 сцинтилляционных счетчиков общей рабочей площадью порядка 8 м$^2$ и ведет регистрацию всех заряженных частиц на уровне установки, подземная же, состоящая из 8 аналогичных счетчиков общей рабочей площадью порядка 5 м$^2$, предназначена для выделения мюонной компоненты ШАЛ.

## ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР

Важнейшей характеристикой космических лучей является энергетический спектр — распределение интенсивности КЛ в зависимости от энергии. Одна из основных особенностей энергетического спектра КЛ — его падение с ростом энергии по степенному закону.

На сегодня основным механизмом, объясняющим процесс ускорения космических лучей, приводящий к степенному виду энергетического спектра, является стохастический механизм ускорения Ферми. Предположительно, он позволяет ускорить частицы КЛ до энергий $\sim 10^{16} - 10^{17}$ эВ.

При исследовании КЛ косвенным методом ШАЛ регистрируются не сами первичные частицы, а потоки вторичных частиц, возникшие при взаимодействии первичных частиц с атмосферой Земли. Ключевым моментом в этом процессе является то, что число вторичных частиц в ШАЛ пропорционально энергии породившей его первичной частицы. Поэтому степенной индекс интегрального спектра, построенного по данным о вторичных частицах ШАЛ, совпадает с величиной степенного индекса энергетического спектра первичных КЛ.

В дальнейшем будет проведено теоретическое доказательство этой особенности.

## ИНТЕГРАЛЬНЫЕ СПЕКТРЫ

Степенной характер энергетического спектра подтверждается экспериментально, в том числе на уста-

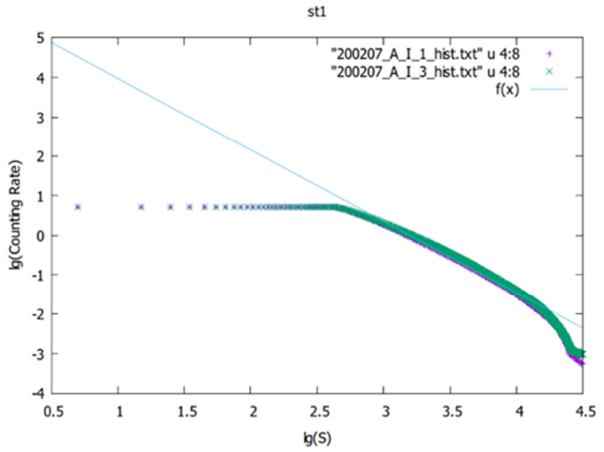



*Рис. 1*. Интегральный спектр по данным наземного детектора

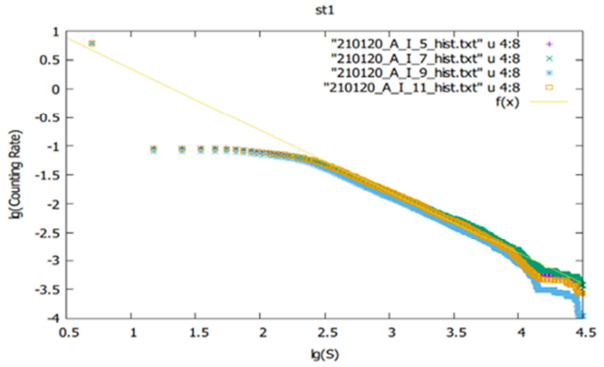



*Рис. 2*. Интегральный спектр по данным подземного детектора

новке Tunka-Grange. При 1 ПэВ интегральный спектр имеет $\gamma \sim 1.7 \pm 0.05$. Наклон интегрального спектра по данным установки Tunka-Grande пропорционален наклону энергетического спектра первичного космического излучения. Для проверки были построены интегральные спектры по данным установки Tunka-Grande (рис. 1, 2).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Энерговыделение в детекторе прямо пропорционально энергии первичной частицы, поэтому наклон интегрального спектра событий, полученного с помощью детекторов установки Tunka-Grande, зависит от площади зарегистрированных импульсов. В результате наклон интегрального спектра по данным установки пропорционален наклону энергетического спектра первичного космического излучения.

Степенные коэффициенты, полученные по интегральным спектрам: $\gamma \sim -1.8 \pm 0.1$ (наземные детекторы) и $\gamma \sim -1 \pm 0.1$ (подземные детекторы).

Видно, что степенные коэффициенты, полученные по данным детекторов двух видов, различаются. Дальнейшая работа будет направлена на выяснение причины несоответствия показателей наклона спектра по данным наземных детекторов заряженных частиц и подземных детекторов мюонов. Планируется также проведение моделирования работы установки Tunka-Grande и обработки экспериментальных данных за 2017–2022 гг.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Бережко Е.Г. *Введение в физику космоса*. 2014.

Буднев Н.М., Гресс О.А., Монхоев Р.Д., Кузьмичев Л.А. *Конструкция сцинтилляционных станций установки TUN*.

Жаглов А.Д. *Курсовая "Функция пространственного распределения электронно-фотонной компоненты ШАЛ"*.

Иванова А.Л. *Дисс. "Исследование возможностей установки Tunka-Grande для изучения первичных космических лучей в области энергий $10^{16}$–$10^{18}$ эВ"*.

Лазутин Л. Справочник "Солнечно-земная физика". Под ред. НИИЯФ МГУ.

Лонгейр М. *Астрофизика высоких энергий*. 1983.

Мирошниченко Л.И. *Космические лучи в межпланетном пространстве*.

Мурзин В.С. *Астрофизика космических лучей*.

Панасюк М.И. *Странники Вселенной или эхо Большого взрыва*.

Постнов К.А., Засов А.В. *Курс общей астрофизики*. 2005.

Peter K.F. Grieder. *Extensive air showers*. Vol. 1.

*Секция А. Астрофизика и физика Солнца. БШФФ-2022. С. 121–123.*

УДК 551.583

# ВАРИАЦИИ ПЛОЩАДЕЙ И ШИРИН СОЛНЕЧНЫХ КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР В 2017–2020 гг.

**[1]П.В. Стрекалова, [2]А. Риехокайнен, [3]В.В. Смирнова, [1]А.А. Соловьев, [4]А.Г. Тлатов, [1]И. Живанович**

[1]Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия
auriga-lynx@yandex.ru
[2]Университет Турку, Турку, Финляндия
[3]Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Россия
[4]Кисловодская Горная астрономическая станция ГАО РАН, Кисловодск, Россия

# VARIATIONS IN AREAS AND WIDTHS OF SOLAR CORONAL HOLES IN 2017–2020

**[1]P.V. Strekalova, [2]A. Riehokainen, [3]V.V. Smirnova, [1]A.A. Solov'ev, [4]A.G. Tlatov, [1]I. Zhivanovich**

[1]Central (Pulkovo) Astronomical Observatory RAS, Saint-Petersburg, Russia
auriga-lynx@yandex.ru
[2]University of Turku, Turku, Finland
[3]Crimean Astrophysical Observatory RAS, Nauchny, Russia
[4]Kislovodsk Mountain Astronomical Station of the Pulkovo Observatory, Russia

**Аннотация.** Основной целью работы было изучение вариаций площадей и долготных ширин самых больших солнечных корональных дыр, наблюдаемых ежедневно в полярных и экваториальной зонах, на шкале времени ~1000 дней. Для выявления периодичности в вариациях этих параметров использовались методы быстрого преобразования Фурье и вейвлет-преобразования. Обнаружены вариации площадей и долготных ширин солнечных корональных дыр с периодами 8–9, 13–15 и 26–29 дней как в полярных (северной и южной), так и экваториальной зонах. Интерпретация обнаруженной периодичности дана в рамках предположения о секторной структуре крупномасштабного магнитного поля Солнца.

**Ключевые слова:** Солнце, корональные дыры, магнитное поле, вращение.

**Abstract.** The main goal of this paper was to study variations in the largest areas and longitudinal widths of solar coronal holes observed daily in the polar and equatorial zones on a time scale of about 1000 days. To determine periodicity of variations in these parameters, we used statistical methods of fast Fourier transform and wavelet transform. Long-term variations in the measured areas and longitudinal widths of solar coronal holes with periods of 8–9, 13–15 and 26–29 days were detected in polar and equatorial zones. We interpreted the obtained periods, using the suggestion on the rotation of sectoral structure of the large-scale solar magnetic field.

**Keywords:** Sun; coronal holes; magnetic field; rotation.

## ВВЕДЕНИЕ

Корональные дыры (КД) представляют собой структуры с открытой конфигурацией магнитного поля. Благодаря такой конфигурации магнитного поля заряженные частицы могут вылетать из короны, образуя солнечный ветер, оказывающий важное влияние на космическую погоду. Изучение структуры КД, их происхождения и различных физических параметров важно для понимания сложных процессов солнечной активности. Корональные дыры видны по всему солнечному диску. Их можно разделить на полярные и среднеширотные (или экваториальные). Полярные КД — одна из самых долгоживущих структур Солнца; согласно [Heinemann et al., 2020], экваториальные корональные дыры могут жить более 18 месяцев, а полярные корональные дыры могут жить 2–3 года. Они вносят вклад в глобальное состояние солнечной короны и связаны с крупномасштабной структурой магнитного поля. В настоящей работе мы исследовали вариации наибольших суточных площадей и долготных ширин полярных и экваториальных КД. За полярные корональные дыры мы принимали объекты, лежащие выше ±50°, а за экваториальные, соответственно, лежащие между ±50°. Мы предположили, что наибольшая за сутки площадь и продольная ширина корональных дыр являются маркерами, характеризующими крупномасштабную структуру солнечного магнитного поля.

## ОБЪЕКТ И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

Для обработки мы использовали данные инструмента AIA, установленного на борту космического аппарата SDO [Schou et al., 2012; Scherrer et al., 2012]. Для определения наибольших площадей и размеров КД были использованы два метода сегментации. Первый метод заключался в применении алгоритма распознавания мультитепловой эмиссии (CHIMERA) [Garton et al., 2018] к изображениям SDO/AIA, полученным в трех ультрафиолетовых полосах пропускания: 171, 193 и 211 Å, для распознавания корональных дыр. Второй метод — это алгоритм RGA, описанный [Wang et al., 2013]. Метод применялся к той же группе данных SDO/AIA в полосе пропускания 193 Å. Площадь, полученная методом CHIMERA, выражалась процентах, а методом RGA — в миллионных долях полусферы. Для удобства эти значения были пересчитаны с учетом кривизны Солнца в Мм$^2$. Оба метода сегментации КД показали практически одинаковые значения площадей. Коэффициент корреляции между временными рядами площадей, полученных этими двумя методами, равен 0.87. На рис. 1 приведены изображения полярных корональных дыр, полученных двумя упомянутыми выше методами.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

Время жизни рассматриваемых нами корональных дыр за период 2017–2020 гг. составило 740–1000 дней.

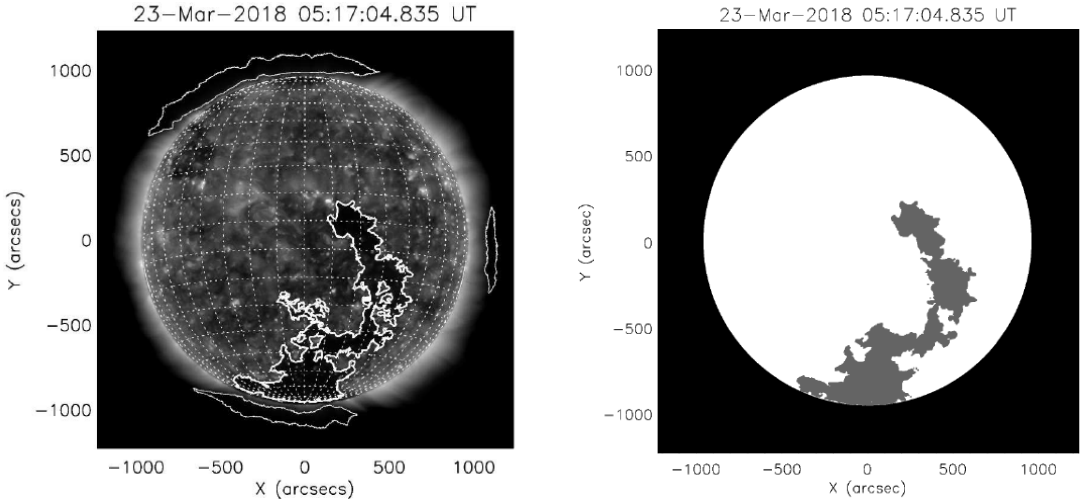



*Рис. 1*. Одна и та же корональная дыра, полученная методом CHIMERA (слева) и методом RGA (справа). Рисунок взят из работы [Riehokainen et al., 2022]

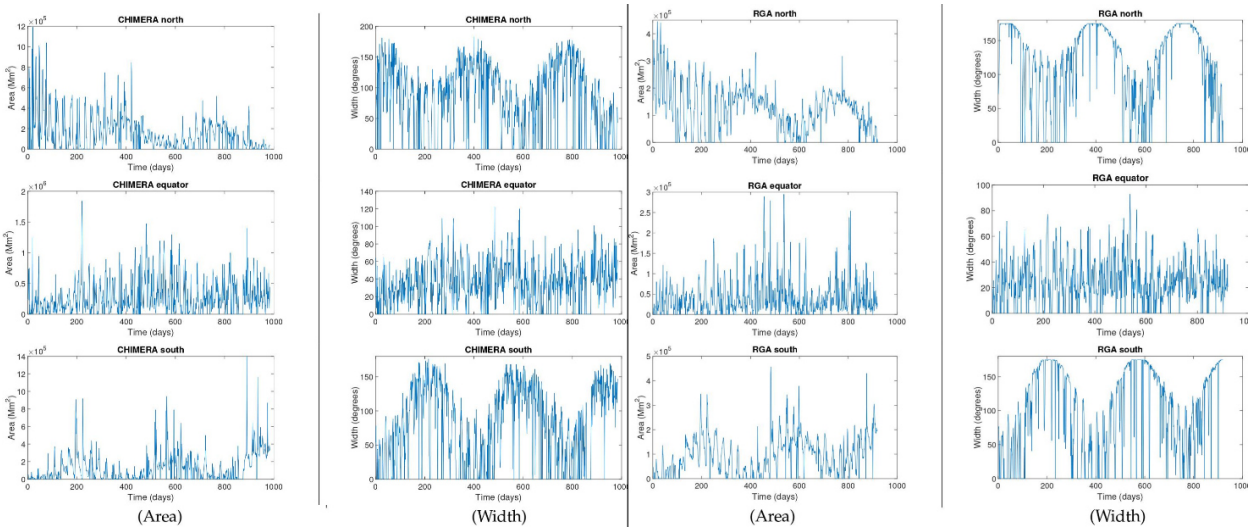



*Рис. 2*. Временные ряды максимальной суточной площади и максимальной суточной ширины, полученные двумя методами сегментации КД в разных зонах Солнца

Временные ряды изменения максимальной суточной площади и максимальной суточной ширины для трех зон представлены на рис. 2. Каждый временной ряд состоит из максимальных за сутки значений параметров корональных дыр. Заметим, что эти значения не обязательно принадлежат одной и той же корональной дыре. Мы предполагаем, что вариации наибольших суточных значений этих параметров отражают поворот секторной структуры магнитного поля Солнца. На рис. 2 виден долговременный тренд 350–360 дней, возникающий за счет изменения угла $B_0$. Этот тренд удалялся с помощью метода разложения сигнала на эмпирические моды [Huang et al., 1998]. После этого каждый временной ряд анализировался с использованием фурье- и вейвлет-преобразования. Оба преобразования показали соответствующие друг другу результаты. В спектрах площадей и ширин КД мы обнаружили 8-, 14- и 28-дневные периоды вариаций во всех рассмотренных зонах. На рис. 3 для примера приведены результаты фурье- (слева) и вейвлет- (справа) анализа для первого верхнего временного ряда с рис. 2. Этот временной ряд соответствует северной полярной зоны. Метод получения корональных дыр — RGA. Уровень доверительного интервала соответствует 95 %. На фурье-спектре видны периоды 29, 14 и 9 дней, на вейвлет-спектре — 28 и 14 дней.

## ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Период 26–28 дней — это период вращения Солнца на экваторе. В нашей работе этот период был выявлен и для КД. Интерпретацию этого, а также других обнаруженных периодов (8 и 14 дней) можно дать в рамках исследований циклических вариаций крупномасштабного магнитного поля Солнца, проведенных в работах [Obridko, Shelting, 1999, Vasil'eva et al., 2002], которые показали периоды вращения 13.64, 26.86 и 9 дней. Эти периоды объясняются четырех-, двух- и шестисекторной структурой крупномасштабного магнитного поля Солнца соответственно. Ранее эти периоды были получены

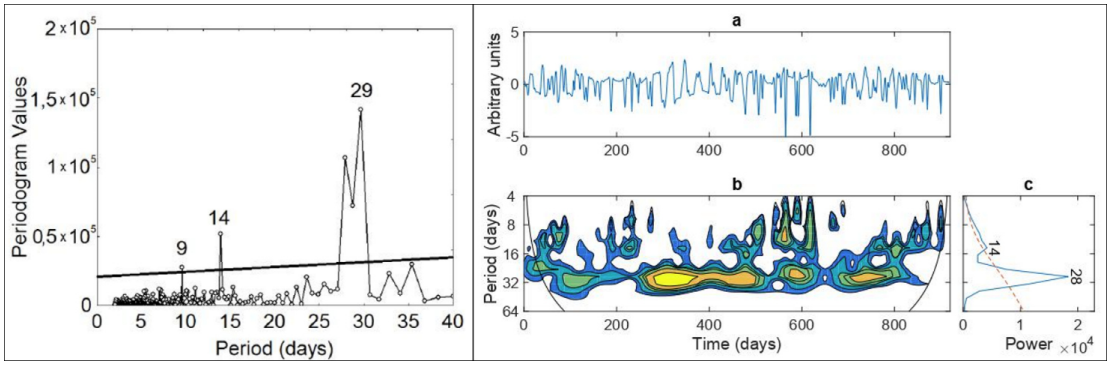



*Рис. 3*. Фурье-спектр (слева) и вейвлет-спектр (справа) для временного ряда, построенного для карт северной полярной области, обработанных методом RGA

для экваториальной зоны Солнца. Период 8–9 дней также может быть связан с проявлением гравитационных мод [Fossat et al., 2017].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ


Fossat E., Boumier P., Corbard T., et al. Asymptotic g modes: Evidence for a rapid rotation of the solar core. *Astron. Astrophys*. 2017. Vol. 604, A40.

Garton T.M., Gallagher P.T., Murray S.A. Automated coronal hole identification via multi-thermal intensity segmentation. *J. Space Weather Space Clim*. 2018. Vol. 8. A02.

Heinemann S.G., Jeřci´c V., Temmer M., et al. A statistical study of the long-term evolution of coronal hole properties as observed by SDO. *Astron. Astrophys*. 2020. Vol. 638. A68.

Huang N.E., Shen Z., Long S.R., et al. The empirical mode decomposition and the Hilbert spectrum for nonlinear and non-stationary time series analysis. *Proc. R. Soc. Lond. Ser. A* 1998. Vol. 454. P. 903–998.

Obridko V.N., Shelting B.D. Structure of the Heliospheric Current Sheet derived for the interval 1915–1916. Solar Phys. 1999. Vol. 184. P. 187–200

Riehokainen A., Smirnova V., Solov'ev A., et al. Variations in daily maximum areas and longitudinal widths of solar coronal holes in 2017–2020. *Universe*. 2022. Vol. 8, iss. 3, 158.

Schou J., Scherrer P.H., Bush R.I., et al. Design and ground calibration of the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) instrument on the Solar Dynamics Observatory (SDO). *Solar Phys*. 2012. Vol. 275. P. 229–259.

Scherrer P.H., Schou J., Bush R.I., et al. The Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) investigation for the Solar Dynamics Observatory (SDO). Solar Phys. 2012. Vol. 275. P. 207–227.

Vasil'eva V.V., Makarov V.I., Tlatov A.G. Rotation cycles of the sector structure of the solar magnetic field and its activity. *Astron. Lett*. 2002. Vol. 28. P. 199–205.

Wang Q., Song X., Jiang Z. An improved image segmentation method using three-dimensional region growing algorithm. *Proc. of the 2013 International Conference on Information Science and Computer Applications, Changsha, China, 8–9 November 2013. Amsterdam: Atlantis Press*, 2013. P. 148–152.

*Секция А. Астрофизика и физика Солнца. БШФФ-2022. С. 124–125.*

УДК 523.9, 523.9-8, 523.94, 523.98

# СРАВНЕНИЕ ДАННЫХ О МАГНИТНЫХ ПОТОКАХ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ НА СОЛНЦЕ, ПОЛУЧЕННЫХ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ SDO/HMI И SOHO/MDI

**Р.А. Сулейманова**

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия
bictr97@gmail.com

# COMPARISON OF DATA ON MAGNETIC FLUXES OF ACTIVE REGIONS OBTAINED BY SDO/HMI AND SOHO/MDI

**R.A. Suleimanova**

Crimean Astrophysical Observatory RAS, Nauchny, Crimean, Russia
bictr97@gmail.com

**Аннотация.** Проведено сравнение данных о магнитных потоках активных областей на Солнце, измеренных аппаратами SDO/HMI и SOHO/MDI. Получены значения коэффициента перехода между данными MDI и HMI в зависимости от долготы: 1.46 для активных областей вблизи центрального меридиана и 1.29 для активных областей на долготах [–60°; –10°] и [10°; 60°].

**Ключевые слова:** Солнце, магнитные поля.

**Abstract.** We have compared data on magnetic fluxes of solar active regions obtained by SDO/HMI and SOHO/MDI. The transition coefficient depends on longitude. The coefficient for active regions near the central meridian is 1.46; that for active regions at longitudes [–60°; –10°] and [10°; 60°] is 1.29.

**Keywords:** Sun, magnetic fields.

## ВВЕДЕНИЕ

В 1996 г. был запущен спутник SOHO (Solar and Heliospheric Observatory) [Scherrer et al., 1995] с инструментом MDI (Michelson Doppler Imager) на борту, который первый начал предоставлять надежные данные о магнитных полях Солнца, определяющих космическую погоду. MDI получал магнитограммы полного диска Солнца с разрешающей способностью 4″ и изображения высокого качества (high-resolution mode) с разрешающей способностью 1.25″. Аппарат прекратил свою работу в апреле 2011 г.

В 2010 г. был запущен спутник SDO (Solar Dynamics Observatory) с аппаратом HMI (Helioseismic and Magnetic Imager) на борту [Scherrer et al., 2012; Schou et al., 2012]. Он является преемником MDI и предоставляет магнитограммы с разрешением 1″. В настоящее время аппарат продолжает работу.

Для использования объединенных данных HMI и MDI необходимо провести сравнение измерений магнитных полей обоими инструментами.

В работе [Liu et al., 2012] было проведено попиксельное сравнение данных MDI и HMI. Авторы снизили разрешение магнитограмм HMI до разрешения MDI, также провели коррекцию искривления и смещения позиционного угла. Исправленные и сглаженные магнитограммы HMI попиксельно сравнивались с магнитограммой MDI. Авторами было получено соотношение значений магнитных полей, измеренных MDI и HMI:

$$B_{\mathrm{LOS}}(\mathrm{MDI}) = -0.18 + 1.40 B_{\mathrm{LOS}}(\mathrm{HMI}),$$

где $B_{\mathrm{LOS}}$(MDI) и $B_{\mathrm{LOS}}$(HMI) в Мкс см$^{-2}$. Кроме того, авторы выяснили, что на разных долготах коэффициент перехода будет разный: 1.43–1.40 для долгот меньше 45° в обе стороны от центрального меридиана, 1.26 для долгот [–70°;–45°] и [45°;70°] от центра диска.

В настоящей работе проведено сравнение данных MDI и HMI по другой методике: мы сравнивали значения магнитных потоков активных областей.

## СРАВНЕНИЕ ДАННЫХ MDI И HMI

В данной работе использовались данные о продольной составляющей магнитного поля (line-of-sight (LOS) магнитограммы) аппарата MDI (магнитограмма полного диска) и магнитограммы аппарата HMI (LOS-магнитограммы полного диска передней камеры (front camera). Данные аппаратов HMI и MDI были взяты с официального сайта объединенного научного операционного центра (Joint Science Operations Center, JSOC, [http://hmi.stanford.edu/magnetic]).

Для сравнения были выбраны 23 активные области (АО), лежащие вблизи центрального меридиана ([–10°;10°] по долготе) и 23 АО, лежащие на долготах [–60°; –10°] и [10°;60°]. Каждая АО вырезалась из магнитограммы полного диска MDI и HMI таким образом, чтобы изображения были максимально одинаковыми. Для областей, лежащих на долготах [–60°; -10°] и [10°; 60°], был учтен эффект проекции (μ-коррекция).

Для АО вблизи центрального меридиана было получено соотношение

$$\Phi(\mathrm{MDI}) = (0.22 \pm 0.28) + (1.46 \pm 0.02)\Phi(\mathrm{HMI}),$$

график соотношения представлен на рис. 1.

Для АО на долготах [–60°; –10°] и [10°;60°] было получено соотношение

$$\Phi(\mathrm{MDI}) = (0.56 \pm 0.69) + (1.29 \pm 0.03)\Phi(\mathrm{HMI}),$$

график соотношения представлен на рис. 2. В обоих случаях коэффициент корреляции составляет 0.99. Значения Ф приведены в $10^{21}$ Мкс.

Таким образом, можно сделать вывод, что коэффициент перехода между данными MDI и HMI зависит от долготы и меняется от 1.46 для центральной части солнечного диска до 1.29 на долготах [–60°; -10°] и [10°;60°].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведено сравнение между значениями магнитных потоков, измеренных аппаратами MDI

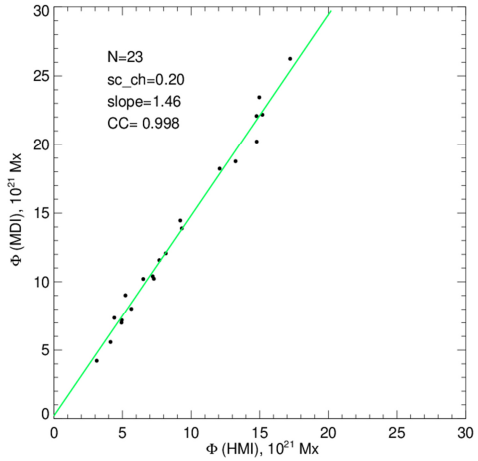



*Рис. 1.* График соотношения значений магнитных потоков активных областей Φ(MDI) (по оси Oy) от Φ(HMI) (по оси Ox) вблизи центрального меридиана. Значения приведены в $10^{21}$ Мкс

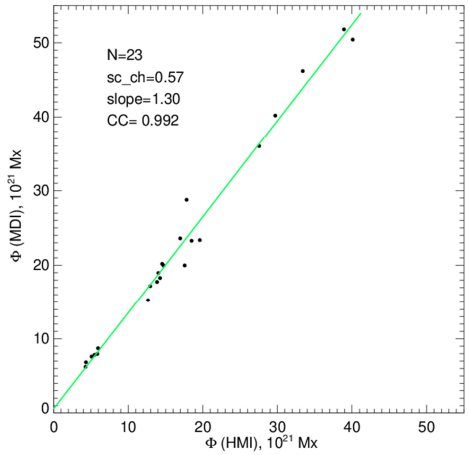



*Рис. 2.* График соотношения значений магнитных потоков активных областей Φ(MDI) от Φ(HMI) на долготах [–60°; –10°] и [10°; 60°]. Значения приведены в $10^{21}$ Мкс

и HMI. Показано, что коэффициент перехода между данными MDI и HMI зависит от долготы: 1.46 для активных областей вблизи центрального меридиана и 1.29 для активных областей на долготах [–60°; –10°] и [10°; 60°].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Liu Y., Hoeksema J.T., Scherrer P.H., et al. Comparison of line-of-sight magnetograms taken by the Solar Dynamics Observatory/Helioseismic and Magnetic Imager and Solar and Heliospheric Observatory/Michelson Doppler Imager. *Solar Phys*. 2012. Vol. 279. P. 295–316.

Scherrer P.H., Bogart R.S., Bush R.I., et al. The Solar Oscillations Investigation — Michelson Doppler Imager. *Solar Phys*. 1995. Vol. 162. P. 129–188.

Schou J., Scherrer P.H., Bush R.I., et al. Design and Ground Calibration of the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) Instrument on the Solar Dynamics Observatory (SDO). *Solar Phys*. 2012. Vol. 275. P. 229–259.

*Секция А. Астрофизика и физика Солнца. БШФФ-2022. С. 126–128.*

УДК 524.1

# КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОЙ УСТАНОВКИ TUNKA-GRANDE

**М.Ю. Терновой, Р.Д. Монхоев, А.Л. Иванова от коллаборации TAIGA**

Научный исследовательский институт прикладной физики, Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия
psychorative@gmail.com

# SIMULATION OF THE TUNKA-GRANDE SCINTILLATION ARRAY

**M.Yu. Ternovoy, R.D. Monkhoev, A.L. Ivanova from the TAIGA collaboration**

Applied Physics Institute of the Irkutsk State University, Irkutsk, Russia
psychorative@gmail.com

**Аннотация.** Установка Tunka-Grande является частью экспериментального комплекса TAIGA. Она создана для изучения энергетического спектра и массового состава заряженных космических лучей в диапазоне 10–1000 ПэВ и поиска диффузного гамма-излучения с энергией свыше 10 ПэВ. В докладе описываются сцинтилляционная установка Tunka-Grande, общая схема ее моделирования на базе инструментария Geant4, а также некоторые результаты этого моделирования.

**Ключевые слова:** гамма-обсерватория TAIGA, Tunka-Grande, космические лучи, ШАЛ, Geant4, CORSIKA.

**Abstract.** The Tunka-Grande array is part of the TAIGA experimental complex located in the Tunka Valley (Buryatia Republic, Russia), 50 km from Lake Baikal. It was designed to study the energy spectrum and the mass composition of charged cosmic rays in the energy range 10–1000 PeV and to search for diffuse gamma rays above 10 PeV. This paper describes the Tunka-Grande scintillation array, the general scheme of its simulation based on the Geant4 toolkit, as well as some of the results obtained from simulations.

**Keywords:** TAIGA gamma observatory, Tunka-Grande, cosmic rays, air showers, Geant4, CORSIKA.

## ВВЕДЕНИЕ

Изучение заряженных космических лучей и космических гамма-лучей высоких и сверхвысоких энергий представляет большой интерес для понимания механизмов и природы их происхождения, что является важнейшей задачей современной астрофизики. Регистрация такого излучения осуществляется в настоящее время методом, основанным на свойстве первичных частиц генерировать в атмосфере Земли каскад вторичных частиц — так называемый широкий атмосферный ливень (ШАЛ). При развитии ШАЛ в нем возникает большое количество компонентов: электронно-фотонная, адронная и мюонная составляющие, а также сопутствующие черенковское, флюоресцентное излучения и радиоизлучение. Все эти компоненты могут достигать уровня наблюдения в атмосфере Земли и могут быть использованы для реконструкции свойств первичного космического излучения. В настоящее время большое значение имеет одновременное обнаружение и изучение многих параметров ШАЛ с помощью наземных гибридных систем, подобных экспериментальному комплексу, расположенному в Тункинской долине.

Астрофизические исследования в Тункинской долине были начаты в 1993 г. и в течение многих лет были направлены на изучение заряженных космических лучей, которое продолжается и сейчас в актуальных экспериментах. Одним из таких экспериментов является сцинтилляционная установка Tunka-Grande, являющаяся частью гибридного экспериментального комплекса TAIGA (Tunka Advanced Instrument for cosmic-ray physics and Gamma-ray Astronomy) [Budnev et al., 2021]. Установка работает с 2015 г. и способна регистрировать заряженные компоненты ШАЛ. Ее основными задачами являются изучение энергетического спектра и массового состава заряженных космических лучей в диапазоне 10–1000 ПэВ и поиск диффузного гамма-излучения с энергией свыше 10 ПэВ.

Компьютерное моделирование по методу Монте-Карло является важной частью работы наземных детекторов космического излучения. Оно делает возможным изучение закономерностей развития ШАЛ, точное установление зависимости характеристик ШАЛ от параметров первичного космического излучения, оценку эффективности регистрации ШАЛ и качества восстановления параметров ШАЛ, а также разработку экспериментальных методов для идентификации типов первичных частиц. В стандартной процедуре работа детекторов моделируется в два этапа: на первом моделируется развитие ШАЛ, а на втором — отклик детектора на заряженные частицы ШАЛ. Для решения этих задач на установке Tunka-Grande в качестве программного обеспечения были выбраны пакеты CORSIKA [Heck et al., 1998] и Geant4 [Agostinelli et al., 2003].

## СЦИНТИЛЛЯЦИОННАЯ УСТАНОВКА TUNKA-GRANDE

Установка Tunka-Grande предназначена для регистрации заряженных составляющих ШАЛ и представляет собой массив из 380 сцинтилляционных счетчиков, расположенных на площади 0.5 км$^2$ [Monkhoev et al., 2017]. Счетчики объединены в 19 станций, каждая из которых разделена на наземную и подземную части, находящихся в непосредственной близости друг от друга. Наземная часть станции состоит из 12 счетчиков общей площадью ~8 м$^2$ и регистрирует все заряженные частицы ШАЛ на уровне установки. Подземная часть расположена в бетонном контейнере под слоем грунта в 1.5 м и состоит

из 8 счетчиков общей площадью ~5 м$^2$. Данная часть выделяет мюонную компоненту ШАЛ.

Сцинтилляционный счетчик имеет форму усеченной пирамиды, внутренняя поверхность которой покрыта тонким диффузно отражающим слоем белой эмали. Внутри в корпусе пластиковый сцинтиллятор NE102A в виде плоской пластины размером 800×800×40 мм и фотоумножитель (ФЭУ) Philips XP-3462. Геометрия счетчика позволяет добиться высокой однородности как по амплитуде сигналов, так и по времени прихода сигнала на выход ФЭУ по отношению к времени прохождения заряженной частицы через сцинтиллятор. Два счетчика на каждой станции имеют дополнительные ФЭУ, коэффициент усиления которых в 10 раз ниже штатного, что обеспечивает широкий диапазон линейности измеряемых сигналов. Ранее все эти счетчики использовались в экспериментах KASCADE-Grande и EAS-TOP, а в настоящее время счетчики данного типа используется в эксперименте NEVOD-EAS.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ УСТАНОВКИ TUNKA-GRANDE

Для моделирования отклика установки Tunka-Grande на заряженные частицы ШАЛ был использован программный инструментарий Geant4, известный своим большим потенциалом. Он позволяет создавать точную компьютерную модель детекторов (или их массивов) и моделировать взаимодействие различных типов элементарных частиц с компонентами детектора. В компьютерной модели установки Tunka-Grande задана полная геометрия всех 19 станций, максимально приближенная к реальности (рис. 1). Для моделирования ШАЛ с первичными энергиями до 1000 ПэВ использовалась программа CORSIKA (v.77400) вместе с моделью адронных взаимодействий высоких энергий QGSJET-II-04 [Ostapchenko, 2011]. Все расчеты выполнялись на оборудовании центра коллективного пользования «Иркутский суперкомпьютерный центр СО РАН» [http://hpc.icc.ru].

В процессе моделирования были получены примеры спектров энерговыделения в наземной части станции при прохождении через детектор одиночных вертикальных частиц разного типа: мюоны (черный спектр), фотоны (синий спектр) и нейтроны (зеленый спектр) с начальной энергией 1 ГэВ (рис. 2). Картина кажется довольно достоверной, поскольку отражает процессы ионизационных и радиационных потерь энергии. Следует отметить, что в модели не предусмотрена работа считывающей электроники массива Tunka-Grande. Окончательный анализ отклика сцинтилляционных счетчиков, помимо флуктуаций потерь энергии в сцинтилляционной пластине, предусматривает неоднородность светосбора в дюралюминиевом корпусе.

Были получены также распределения числа мюонов в зависимости от энергии первичных частиц (рис. 3). На рисунке представлены суммы зарегистрированных частиц в подземных частях всех 19 станций для каждого события ШАЛ, инициированного первичным протоном (черные точки), ядром железа (синие точки) или гамма-квантом (зеленые точки). События без каких-либо обнаруженных мюонов

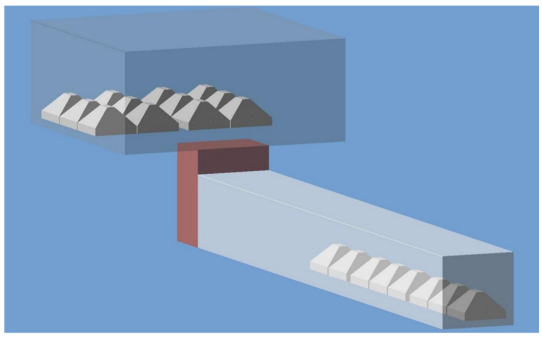


*Рис. 1.* 3D-визуализация станции Tunka-Grande

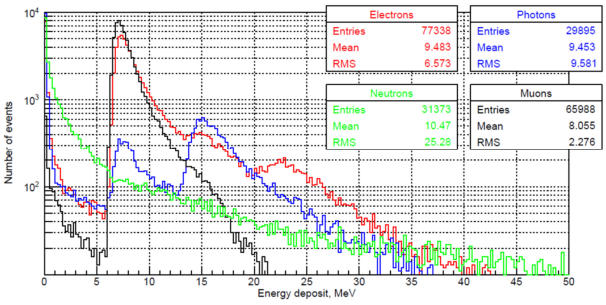



*Рис. 2.* Смоделированный спектр энерговыделения для вертикально падающих частиц

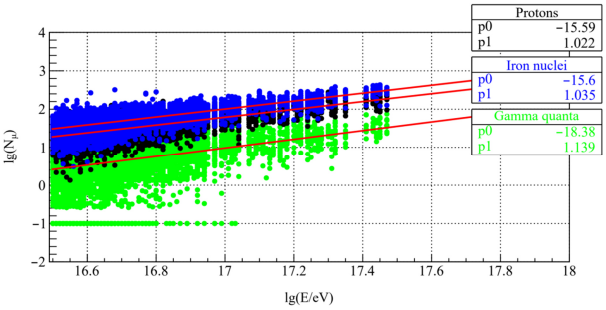



*Рис. 3.* Смоделированные распределения числа мюонов

нанесены на график с $\log(N_\mu) = -1$, чтобы они были видны на логарифмической оси. Распределения аппроксимируются функцией

$$\log(N_\mu) = p_0 + p_1 \log(E / \text{eV}).$$

Число мюонов в ШАЛ является важной характеристикой, позволяющей оценить тип первичной космической частицы. Из полученных результатов следует, что разделение гамма-кандидатов и прочего фона заряженных космических лучей по экспериментальным данным Tunka-Grande возможно с эффективностью не хуже 50 %.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создание Geant4-модели установки Tunka-Grande имеет большое значение и совместно с использованием пакета CORSIKA дает возможность повысить качество информации, получаемой в натурном эксперименте. В настоящее время имеются экспериментальные данные за неполные пять лет эксплуатации установки, что вместе с компьютерным моделированием позволит продвинуться в решении следующих задач:

1. Значительно повысить точность измерения параметров ШАЛ и первичного космического излуче-

ния и тем самым получить качественные результаты по энергетическому спектру космических лучей в диапазоне энергий 10–1000 ПэВ.

2. Разработать метод идентификации первичных частиц, что позволит детально изучить массовый (элементный) состав космических лучей и начать поиск диффузных гамма-лучей в диапазоне энергий 10–1000 ПэВ.

Работа была выполнена на Астрофизическом комплексе МГУ–ИГУ. Данная работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (гранты № 19-52-44002, 19-32-60003), Российским научным фондом (грант 19-72-20067 (секция 2)), Министерством науки и высшего образования Российской Федерации (проекты FZZE-2020-0017, FZZE-2020-0024 и FSUS-2020-0039).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Agostinelli S., et al. (GEANT4 Collaboration). Geant4 — a simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Meth. A*. 2003. Vol. 506, iss. 3. P. 250–303.

Budnev N., et al. (TAIGA Collaboration). TAIGA — an advanced hybrid detector complex for astroparticle physics, cosmic ray physics and gamma-ray astronomy. *PoS ICRC2021*. 2021. Vol. 395, iss. 731. 9 p.

Heck D., et al. CORSIKA: A Monte Carlo code to simulate extensive air showers. Karlsruhe, 1998. 90 p. (Tech. Rep. FZKA 6019).

Monkhoev R., et al. (Tunka Collaboration). The Tunka-Grande Experiment. JINST. 2017. Vol. 12, iss. 06, C06019. 6 p.

Ostapchenko S. Monte Carlo treatment of hadronic interactions in enhanced Pomeron scheme: I. QGSJET-II model. *Phys. Rev. D.* 2011. Vol. 83, 014018. 32 p.

URL: http://hpc.icc.ru (дата обращения: 23 мая 2022 г.).

*Секция А. Астрофизика и физика Солнца. БШФФ-2022. С. 129–131.*

УДК 523.982

# РОЛЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ТОКОВ В ПРОЦЕССАХ СТАБИЛИЗАЦИИ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН НА КОНЕЧНЫХ СТАДИЯХ ИХ ЭВОЛЮЦИИ

**Ю.А. Фурсяк, А.А. Плотников, В.И. Абраменко**

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, п. Научный, Крым, Россия
yuriy_fursyak@mail.ru

# ROLE OF ELECTRIC CURRENTS IN STABILIZATION PROCESSES OF SUNSPOTS AT FINAL STAGES OF THEIR EVOLUTION

**Yu.A. Fursyak, A.A. Plotnikov, V.I. Abramenko**

Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia
yuriy_fursyak@mail.ru

**Аннотация.** По магнитографическим данным инструмента HMI/SDO для 46 активных областей (АО), находящихся на финальной стадии эволюции, вычислены горизонтальные, вертикальные и крупномасштабные электрические токи. Параметры электрического тока сопоставлены со скоростью затухания магнитного потока пятна. Статистический анализ показывает следующее: 1) более высокие значения локальных вертикальных электрических токов являются индикатором более высоких темпов потери магнитного потока пятна; 2) стабилизирующее воздействие на пятно оказывают крупномасштабный электрический ток, а также индукционная составляющая горизонтального электрического тока в кольцевой структуре вокруг пятна, обусловленная изменением во времени его магнитного потока.

**Ключевые слова:** Солнце, активные области, устойчивость солнечных пятен, электрические токи.

**Abstract.** Using the magnetographic data of the HMI/SDO instrument, we calculated the horizontal, vertical and large-scale electric currents for 46 active regions (AR) at the final stage of their evolution. Parameters of the electric current were compared with the decay rate of the magnetic flux of the sunspot. Statistical analysis showed the following: 1) higher values of local vertical electric currents are an indicator of higher speed of loss of the magnetic flux of the sunspot; 2) stabilizing effect on the sunspot is made by a large-scale electric current and by an induction component of the horizontal electric current in the annular structure around the sunspot, determined by variation in its magnetic flux with time.

**Keywords:** Sun, active regions, sunspot stability, electric currents.

## ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на десятилетия исследований, в настоящее время остаются нерешенные вопросы, касающиеся стабильности солнечный пятен. Исследователи не имеют однозначного ответа, почему одни пятна могут распадаться за несколько дней, а другие существуют на протяжении нескольких оборотов Солнца.

Одним из основных механизмов разрушения солнечных пятен является турбулентная диффузия магнитного поля [Solov'ev, 1976a; Kubo et al., 2008; Litvinenko, Wheatland, 2015]. Способствовать разрушению пятна могут также супергрануляционные движения [Simon, Leighton, 1964], турбулентные движения в масштабе гранул [Petrovay, Moreno-Insertis, 1997], мелкомасштабные движущиеся магнитные элементы [Harvey, Harvey, 1973]. Определенную роль в процессах стабилизации/дестабилизации солнечных пятен могут играть и параметры самого пятна, глубина залегания оснований пятна в конвективной зоне [Strecker et al., 2021], а также различного рода колебания в пятнах [Solov'ev, 1984; Solov'ev, Kirichek, 2014].

Ряд исследователей полагает, что электрические токи также могут оказывать влияние на темпы диссипации магнитного потока пятна [Solov'ev, 1976b; Maytlis, Strauss, 1993]. Существует много теоретических работ в данном направлении, однако статистических исследований, по сути, нет. Здесь мы пытаемся восполнить этот пробел, и на выборке из 46 активных областей (АО), находящихся на финальных стадиях эволюции, анализируем роль электрических токов в процессах стабилизации/дестабилизации солнечных пятен.

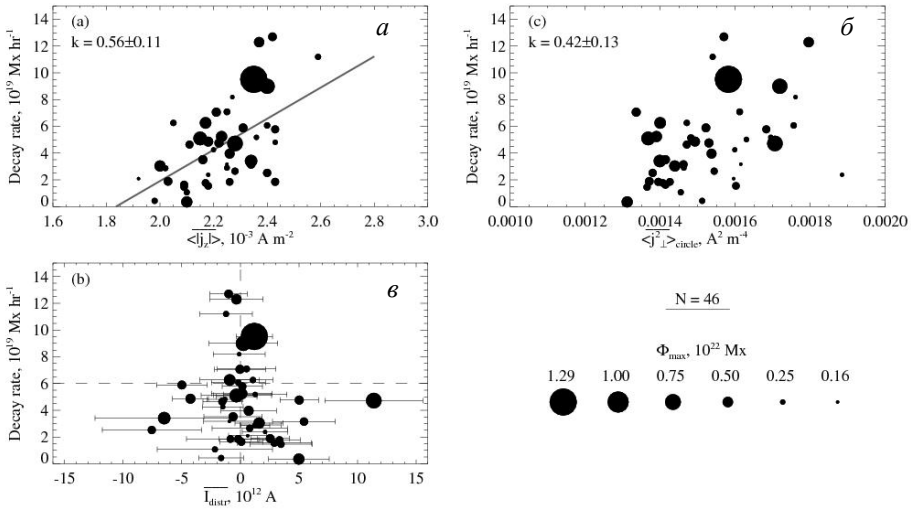
## ДАННЫЕ НАБЛЮДЕНИЙ И ПРИМЕНЯЕМЫЕ МЕТОДЫ

Работа выполнена с использованием данных инструмента HMI/SDO [Scherrer et al., 2012], доступных по адресу [http://jsoc2.stanford.edu/ajax/lookdata.html]. Для вычисления максимальных значений магнитного потока и скорости затухания магнитного потока пятен использованы полнодисковые магнитограммы лучевой компоненты вектора магнитного поля в фотосфере. Для вычисления параметров электрического тока использованы SHARP (Spaceweather HMI Active Region Patch) [Bobra et al., 2014] магнитограммы распределения компонент вектора магнитного поля (цилиндрические координаты, серия данных CEA_720s). Временное разрешение исходных данных — 12 мин.

Для анализа были отобраны 46 АО согласно следующим критериям:

1. Область должна находиться на финальной стадии эволюции. Обязательным условием является наличие хорошо развитого основного пятна, присутствие мелких пор допускается (в том числе и противоположной развитому пятну полярности).

2. Область должна быть изолирована от других АО (т. е. в пределах соответствующей SHARP-магнитограммы должна находиться только одна область с уникальным NOAA-идентификатором). Соответствие данным критериям для областей анализируемой выборки было реализовано с помощью визуального контроля.




Графики зависимости между усредненными за время мониторинга величинами средней беззнаковой плотности вертикального электрического тока (*а*), крупномасштабного электрического тока (*б*), квадрата плотности горизонтального электрического тока в кольцевой структуре вокруг пятна (*в*) и скоростью затухания магнитного потока пятна для всех АО анализируемой выборки ($N$=46). Размеры кружочков пропорциональны максимальной величине магнитного потока пятн

Минимизация возможных ошибок при вычислении параметров электрического тока, обусловленных эффектом проекции и вкладом пикселей с неправильно разрешенной π-неопределенностью направления азимута поперечного поля, реализована применением специальных масок и мониторингом АО только за время ее нахождения в пределах ±35° от центрального меридиана (4–6 сут).

Скорость затухания магнитного потока в пятне была определена как тангенс угла наклона линии регрессии на фазе распада солнечного пятна [Plotnikov et al., 2022]. Параметры электрических токов в исследуемых областях вычислены с применением ранее описанных методик: метода оценки квадрата плотности горизонтального тока [Fursyak, Abramenko, 2017], интегрального метода вычисления вертикального тока [Fursyak, 2018], метода обнаружения крупномасштабного тока [Fursyak et al., 2020].

## РЕЗУЛЬТАТЫ

Основные результаты сопоставления параметров электрических токов для АО анализируемой выборки следующие (см. рисунок):

1. Зависимость между усредненной по времени величиной средней беззнаковой плотности вертикального электрического тока в АО и скоростью затухания магнитного потока пятна линейная с коэффициентом корреляции $k$=0.56 (панель *а*). Более высокие значения средней беззнаковой плотности вертикального тока в областях с высокой скоростью затухания магнитного потока, вероятно, обусловлены наличием большого количества движущихся мелкомасштабных магнитных элементов, которые уносят значительную часть магнитного потока пятна [Martinez Pillet, 2002; Kubo et al., 2007].

2. Зависимость между величиной крупномасштабного электрического тока и скоростью затухания магнитного потока (панель *б*) показывает следующее: 1) в большинстве АО анализируемой выборки крупномасштабный ток отсутствует; 2) ненулевой крупномасштабный ток (в пределах ошибок вычислений, указанных на графике барами) характерен для областей со скоростью затухания магнитного потока в пятне не выше $6\times10^{19}$ Мкс ч$^{-1}$ и имеет величину порядка $10^{12}$ А. Ненулевой крупномасштабный ток зафиксирован в 13 АО со скоростью затухания магнитного потока ниже $6.0\times10^{19}$ Мкс ч$^{-1}$ из 35, что составляет 37 % случаев. Таким образом, крупномасштабный электрический ток может быть одним из механизмов стабилизации пятна, однако не единственным.

3. Зависимость между усредненной по времени средней величиной квадрата плотности горизонтального электрического тока в кольцевой структуре вокруг пятна и скоростью затухания его магнитного потока линейная с коэффициентом корреляции $k$=0.42 (панель *в*). Мы полагаем, что результирующий горизонтальный ток в данном случае имеет два слагаемых, первое из которых является функцией градиента давления [Пикельнер, 1966] и зависит от параметров пятна, второе — индукционная составляющая, которая зависит от скорости затухания магнитного потока пятна. Вторая компонента описывается законом Фарадея и оказывает влияние на стабильность пятна.

## ВЫВОДЫ

Проведенный на выборке из 46 АО, находящихся на финальной стадии эволюции, статистический анализ показывает следующее:

1. Локальные вертикальные электрические токи не оказывают непосредственного влияния на процессы стабилизации/дестабилизации солнечных пятен, однако их более высокие значения являются индикатором более высоких темпов потери магнитного потока пятна.

2. Стабилизирующее воздействие на пятно оказывают крупномасштабный электрический ток, а также

индукционная составляющая горизонтального электрического тока в кольцевой структуре вокруг пятна, обусловленная изменением во времени его магнитного потока.

Работа выполнена при поддержке грантом РНФ № 18-12-00131.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Пикельнер С.Б. *Основы космической электродинамики*. М.: Наука, 1966. 408 с.

Bobra M.G., Sun X., Hoeksema J.T., et al. The Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) vector magnetic field pipeline: SHARPs – Space-weather HMI Active Region Patches. *Solar Phys*. 2014. Vol. 289. P. 3549–3578.

Fursyak Yu.A. Vertical electric currents in active region: calculation methods and relation to the flare index. *Geomagnetism and Aeronomy*. 2018. Vol. 58, iss. 8. P. 1129–1135.

Fursyak Yu.A., Abramenko V.I. Possibilities for estimating horizontal electrical currents in active regions on the Sun. *Astrophysics*. 2017. Vol. 60, iss. 4. P. 544–52.

Fursyak Yu.A., Kutsenko A.S., Abramenko V.I. Distributed electric currents in solar active regions. *Solar Phys*. 2020. Vol. 295, article id. 19. 17 p.

Harvey K., Harvey J. Observations of moving magnetic features near sunspots. *Solar Phys*. 1973. Vol. 28. P. 61–71.

Kubo M., Lites B.W., Shimizu T., Ichimoto K. Magnetic flux loss and flux transport in a decaying active region. *Astrophys*. *J*. 2008. Vol. 686. P. 1447–1453.

Kubo M., Shimizu T., Tsuneta, S. Vector magnetic fields of moving magnetic features and flux removal from a sunspot. *Astrophys. J*. 2007. Vol. 659, iss. 1. P. 812–828.

Litvinenko Yu.E., Wheatland M.S. Modeling sunspot and starspot decay by turbulent erosion. *Astrophys. J*. 2015. Vol. 800, article id. 130. 7 p.

Martínez Pillet V. Decay of sunspots. *Astron. Nachr*. 2002. Vol. 323. P. 342–348.

Maytlis V.P., Strauss H.R. Current convection in solar active regions. *Solar Phys*. 1993. Vol. 145. P. 111–118.

Petrovay K., Moreno-Insertis F. Turbulent Erosion of Magnetic Flux Tubes. *Astrophys. J*. 1997. Vol. 485. P. 398–408.

Plotnikov A.A., Abramenko V.I., Kutsenko A.S. Statistical analysis of the total magnetic flux decay rate in solar active regions. *Mont. Not. Royal Astron. Soc*. 2022 (in print).

Scherrer P.H., Schou J., Bush R.I., at al. Design and ground calibration of the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) instrument on the Solar Dynamics Observatory (SDO). *Solar Phys*. 2012. Vol. 275. P. 229–259.

Simon G.W., Leighton R.B. Velocity fields in the solar atmosphere. III. Large-scale motions, the chromospheric network, and magnetic fields. *Astrophys. J*. 1964. Vol. 140. P. 1120–1149.

Solov'ev A.A. Torsional oscillations of sunspots. *Byulletin Solnechnye Dannye Akademie Nauk USSR*. 1984. No. 1. P. 73–78.

Solov'ev A.A. On the problem of sunspot decay. *Byulletin Solnechnye Dannye Akademie Nauk USSR*. 1976(a). No. 7. P. 73–78.

Solov'ev A.A. Ohmic dissipation of sunspots. *Soviet Astronomy*. 1976(b). Vol. 20. P. 75–78.

Solov'ev A., Kirichek E. Basic properties of sunspots: equilibrium, stability and long-term eigen oscillations. *Astrophys Space Sci*. 2014. Vol. 352. P. 23–42.

Strecker H., Schmidt W., Schlichenmaier R., Rempel M. On the (in) stability of sunspots. *Astron. Astrophys*. 2021. Vol. 649, id. A123. 15 p.

URL: http://jsoc2.stanford.edu/ajax/lookdata.html (дата обращения 23 января 2022 г.).

*Секция А. Астрофизика и физика Солнца. БШФФ-2022. С. 132-134.*

УДК 537.86

# О СВЯЗИ МЕЖДУ МИКРОВОЛНОВЫМ И МЕТРОВЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ВО ВРЕМЯ СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ 3 ИЮНЯ 2021 ГОДА

**Ю.Н. Шамсутдинова, Д.А. Жданов, Л.К. Кашапова**

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия
yulia@iszf.irk.ru

# STUDYING RELATIONSHIP BETWEEN MICROWAVE AND METER WAVELENGTH EMISSION DURING THE SOLAR FLARE ON JUNE 3, 2021

**Yu.N. Shamsutdinova, D.A. Zhdanov, L.K. Kashapova**

Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia
yulia@iszf.irk.ru

**Аннотация.** Представляем результаты исследования события, произошедшего в 01:36 UT 3 июня 2021 г. и наблюдавшегося одновременно в метровом радиодиапазоне спектрографами сети E-Callisto в диапазоне 15–87 МГц и на Сибирском радиогелиографе (СРГ) в диапазоне 3–6 ГГц, а также на Бадарском широкополосном спектрополяриметре 4–8 ГГц. Анализ динамических спектров в метровом диапазоне выявил, что событие состоит из серии радиовсплесков III типа и J-типа. На средних временных профилях микроволнового и рентгеновского излучения выявлен только один всплеск, который соответствует самому мощному радиовсплеску III типа. Спектральные свойства микроволнового и рентгеновского излучения указывают на наличие ускоренных электронов и общую природу излучения в этих диапазонах. Анализ временных профилей СРГ, полученных для двух вспышечных источников, позволил найти задержки между микроволновым и метровым излучением в диапазоне 75–79 МГц для тех всплесков, которые были неразличимы на средних временных профилях.

**Ключевые слова:** солнечная вспышка, ускоренные электроны, микроволновое излучение, метровое излучение, всплески третьего типа.

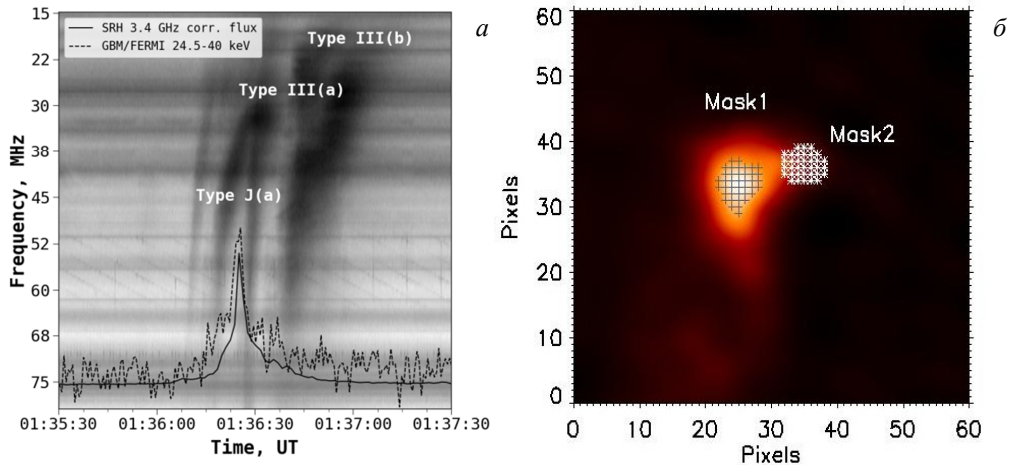
**Abstract.** We present the preliminary results of the flare analysis. It took place at 01:36 UT on June 3, 2021. The event was observed by E-Callisto spectrograph network and in microwaves by the Siberian Radioheliograph (SRH) within the range from 3 to 6 GHz. We found several type III and type-J bursts in the meter radio range. At the same time, only one burst was detected in the averaged time profiles of microwaves emission and X-ray emission. It corresponded to the strongest type III radio burst. The spectral properties of microwaves and X-ray emissions indicate the presence of accelerated electrons. Analysis of the SRH time profiles, obtained for two flare sources, allowed us to find delays between microwaves and meter wavelength in the range from 75 to 79 MHz for the meter radio bursts which were undistinguishable in averaged time profiles. A possible scenario of this event was discussed.

**Keywords:** solar flare, type III burst, X-ray emission, microwave emission, meter emission, accelerated electrons.

## ВВЕДЕНИЕ

Солнечные вспышки являются событиями с мощнейшим выделением энергии в Солнечной системе — за десятки минут может высвобождаться энергия свыше $10^{32}$ эрг. Они излучают волны в широком диапазоне электромагнитного спектра, от радио- до гамма-лучей, а также тесно связаны с ускорением частиц в межпланетном пространстве и с корональными выбросами массы. Термин «вспышка» обычно используется для обозначения электромагнитного излучения всего события. Основная классификация «значимости» вспышек основана на потоке мягкого рентгеновского излучения 1–8 Å, измеренном GOES. Вспышки разделены на классы X, M, C, B и A, где X соответствует рентгеновскому потоку, превышающему $10^{-4}$ Вт м$^{-2}$, а во всех последующих классах значение максимального потока уменьшается в 10 раз [Fletcher et al., 2011]. Таким образом, данная классификация позволяет распределить вспышки по энергии, выделяемой в одном из диапазонов электромагнитного спектра.

Вспышка возникает в результате быстрого высвобождения энергии, ранее накопленной в виде индуктивных магнитных полей, генерируемых электрическими токами, возникающих в магнитных структурах активных областей. Наиболее распространенной моделью, описывающей процессы во время вспышек, является так называемая стандартная модель. Согласно этой модели, ускорение частиц во время вспышки происходит в короне, после чего освободившиеся в местах их первичного выделения энергии частицы (электроны) с высокими энергиями начинают двигаться в противоположных направлениях вдоль направлений линий магнитного поля. Часть электронов опускается в нижние слои солнечной атмосферы и генерирует микроволновое и рентгеновское излучения. Другая часть электронов движется вверх в корону и далее, в межпланетное пространство, и становится источником радиовсплесков III типа. Механизмы генерации излучения в этих двух случаях различны. В нижних слоях атмосферы излучение в основном формируется за счет некогерентного механизма, а метровое — за счет когерентных механизмов. Однако в случае стандартной модели мы можем ожидать, что если частицы имеют общий источник, то временные профили микроволнового и метрового излучения должны согласовываться. Наблюдения показывают, что связь между микроволновым, рентгеновским и метровым излучением очень сложная. До сих пор нет однозначного ответа, связано ли это с недостаточной чувствительностью приборов в рентгеновском и микроволновом диапазонах, или является особенностью генерации излучения когерентным механизмом (плазменным). Данная работа посвящена анализу слабой вспышки, позволяющей протестировать реализацию стандартной модели солнечной вспышки.




Динамический радиоспектр для события 3 июня 2021 г. по данным e-Callisto (INDIA-GAURI), корреляционная кривая микроволнового излучения СРГ на частоте 3.4 ГГц и временной профиль потока рентгеновского излучения GBM/FERMI (*а*). Изображение СРГ на частоте 3.4 ГГц (*б*). Размер одного пиксела равен 5 угл. сек. Показано положение двух масок

## ДАННЫЕ И АНАЛИЗ

Исследуемое событие произошло 3 июня 2021 г., максимум в 01:36 UT в активной области 12829 (S18E35). Это событие было зарегистрировано Сибирским радиогелиографом (СРГ) в диапазоне 3–6 ГГц [Лесовой и др., 2017]. Длительность события была меньше минуты. Согласно наблюдениям KA GOES, класс вспышки B1. Такие слабые события, как правило, развиваются по простому сценарию. Именно поэтому слабые вспышки являются подходящим объектами для проверки границ применимости стандартной модели солнечной вспышки.

В данной работе мы использовали данные различных инструментов для проверки связи между различными диапазонами электромагнитного спектра.

Сибирский радиогелиограф — Т-образный радиогелиограф с 256-антенной решеткой, предназначенный для регистрации явлений на Солнце в микроволновом диапазоне 3–24 ГГц. Инструмент расположен в Радиоастрофизической обсерватории (РАО) (урочище Бадары, Республика Бурятия) [Лесовой и др., 2017]. В той же обсерватории находится и Бадарский широкополосный микроволновый спектрополяриметр 4–8 ГГц [Zhdanov, Zandanov, 2015]. Данные этого прибора были использованы при анализе спектральных свойств излучения. Информация о метровом диапазоне 15–87 МГц была получена из наблюдений сети спектрографов E-Callisto [Benz et al, 2005], ст. GAURI (Индия). Наблюдения в рентгеновском диапазоне The Gamma-Ray Burst Monitor (GBM/FERMI) [Meegan et al., 2009] позволили провести спектральный анализ рентгеновского излучения в максимуме события и построить временной профиль нетеплового рентгеновского излучения, напрямую связанного с электронами, генерирующими радиовсплески III типа. Отметим, что спектральный анализ для максимума микроволнового и рентгеновского излучения выявил согласованность по спектральным параметрам (4.7 и 4.1 соответственно).

На рисунке (*а*) представлен динамический спектр в метровом диапазоне с временными профилями в рентгеновском и микроволновом диапазонах. Мы видим, что в микроволновом и рентгеновском диапазонах наблюдается один всплеск, а в метровом диапазоне минимум три всплеска. Динамический спектр в метровом диапазоне выглядит гораздо сложнее, и возникают вопросы: есть ли пространственная и физическая связь между всплесками в метровом и микроволновом диапазонах, а также можно ли объяснить событие, используя стандартную модель.

Сравнение временного профиля в рентгеновском диапазоне с временным профилем метрового излучения выявило задержку 15 с для самого мощного всплеска III типа (b). Такую же задержку показало сравнение средних временных профилей микроволнового излучения. Это означает время перемещения ускоренных электронов от места первичного выделения энергии (индикатором которого является излучение в рентгеновском диапазоне) до высоты формирования излучения в метровом диапазоне на частотах 75–79 ГГц.

Далее вспышечный микроволновый источник на изображениях, полученных с помощью СРГ, был разделен на две части с использованием двух масок для лучшего понимания эволюции события (панель *б*). Таким образом, мы получили два источника — восточный (маска 1) и западный (маска 2). Для всплеска III типа (b) полученные временные профили для маски 1 и маски 2 на частоте 3.4 ГГц показывают наличие отклика в обоих источниках с задержкой 15 с. Для всплеска J (*а*) соответствующий всплеск обнаружили на временном профиле, полученном с помощью маски 2 с задержкой 9 с. Отклик для всплеска III типа (*а*) обнаружен на временном профиле, полученном для маски 1 с задержкой 7 с.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании проделанного анализа мы можем сделать следующие выводы:

1. Использование разделения потоков двух источ-

ников позволило обнаружить связь между микроволновым и метровым излучением во время события.

2. Сравнение временных профилей микроволнового излучения, полученных для разных источников с временным профилем в метровом диапазоне, выявило, что всплеск III (b) и всплеск J (a) связаны с западным микроволновым источником. Всплеск III (a) связан с восточным микроволновым источником.

3. Фотометрия с использованием пространственно-разрешенных наблюдений позволяет получить более точную зависимость между микроволновым и метровым диапазоном.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Лондонского королевского общества 21-52-10012 КО-а.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Лесовой С.В., Алтынцев А.Т., Кочанов А.А. и др. Сибирский радиогелиограф: первые результаты. *Солнечно-земная физика*. 2017. Т. 3, № 1. С. 3–16.

Benz A.O., Monstein C., Meyer H. Callisto: A new concept for solar radio spectrometers. *Solar Phys*. 2005. Vol. 226, iss. 1. P. 143–151.

Fletcher L., Dennis B.R., Hudson H.S., et al. An observational overview of solar flares. *Space Sci. Rev*. 1983. Vol. 159. P. 19–106.

Meegan C., Lichti G., Bhat P. N., et al. The Fermi Gamma-ray Burst Monitor. *Astrophys. J*. 2009. Vol. 702. P. 791–804.

Zhdanov D.A., Zandanov V.G. Observations of microwave fine structures by the Badary Broadband Microwave Spectropolarimeter and the Siberian Solar Radio Telescope. *Solar Phys*. 2015. Vol. 290, iss. 1. P. 287–294.

*Секция А. Астрофизика и физика Солнца. БШФФ-2022. С. 135–137.*

УДК 520.27

# СОЛНЕЧНЫЙ РАДИОТЕЛЕСКОП РТ-ИЗМИРАН-01

**А.М. Шлык, В.А. Козлов, А.А. Абунин, М.А. Абунина, Н.С. Шлык**

Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, Москва, Троицк, Россия
amshlik@gmail.com

# SOLAR RADIO TELESCOPE RT-IZMIRAN-01

**A.M. Shlyk, V.A. Kozlov, A.A. Abunin, M.A. Abunina, N.S. Shlyk**

Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation RAS, Troitsk, Moscow, Russia
amshlik@gmail.com

**Аннотация.** Поскольку именно солнечная активность определяет состояние космической погоды в целом, а также околоземной среды (атмосферы, ионосферы и пр.) в частности, ее мониторинг и прогнозирование являются крайне важными задачами. Большинство моделей, определяющих состояние околоземного космического пространства, в качестве входного параметра используют информацию о состоянии солнечной активности. В рамках гранта РНФ № 20-72-10023 в ИЗМИРАН ведутся работы по разработке отечественного солнечного радиотелескопа. Целью данной работы является ознакомление научного сообщества с основными принципами работы создаваемого детектора.

**Ключевые слова:** БШФФ, солнечная активность, радиотелескоп.

**Abstract.** Since solar activity determines the state of space weather in general and of near-Earth space (atmosphere, ionosphere, etc.) in particular, its monitoring and forecasting is an extremely important task. Most models that determine the state of near-Earth space use information about solar activity as an input parameter. Within the framework of the Russian Science Foundation Grant No. 20-72-10023, IZMIRAN is developing a domestic solar radio telescope. The purpose of this work is to familiarize the scientific community with the basic principles of operation of the created detector.

**Keywords:** BSFP, solar activity, radio telescope.

## ВВЕДЕНИЕ

Солнечная активность определяет состояние космической погоды как в любой точке гелиосферы в целом, так и в околоземном космическом пространстве в частности [Gaidash et al., 2017]. Подавляющее большинство моделей, определяющих состояние околоземной среды (атмосферы, ионосферы и пр.), в качестве входных параметров используют информацию о солнечной активности (см., например, [Шубин, 2017; Деминов и др., 2021]). В качестве количественной характеристики солнечной активности используется, например, число (или площади) солнечных пятен или величина потока радиоизлучения Солнца на длине волны 10.7 см. Таким образом, чтобы анализировать текущее или прогнозное состояние околоземной среды, необходимо вести мониторинг солнечной активности.

На текущий момент информацию о потоке радиоизлучения Солнца на длине волны 10.7 см (индекс *F*10.7) можно получить в сети Интернет [https://www.spaceweather.gc.ca/forecast-prevision/solar-solaire/solarflux/sx-5-en.php]. Источником этих данных является солнечный радиотелескоп наземного базирования, расположенный в Канаде (Пентинктон), который эксплуатируется с 1947 г. [Tapping, 2013].

Перед соавторами данной работы в рамках гранта РНФ № 20-72-10023 была поставлена задача разработать отечественный детектор на современной элементной базе, способный регистрировать поток радиоизлучения Солнца на длине волны, близкой к 10.7 см. Окончание разработки и запуск в эксплуатацию инструмента планируется в 2023 г.

Цель данной работы состоит в ознакомлении научного сообщества с основными принципами работы создаваемого детектора.

## КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ ОПОРНО-ПОВОРОТНОЙ ЧАСТИ РАДИОТЕЛЕСКОПА

Для позиционирования телескопа используется автоматизированная азимутальная монтировка, которая состоит из следующих компонентов: поворотное устройство, линейный актуатор и блок управления (см. рис. 1).

Антенное поворотное устройство Yaesu G-800DXA необходимо для управления положением антенны по азимуту. Устройство состоит из аналогового пульта управления и поворотного механизма и позволяет поворачивать устройство на угол 450°, выдерживая вертикальную нагрузку 164 кг. Данная система подключается к центральному блоку управления поворотным устройством для автоматического позиционирования радиотелескопа. Линейный актуатор, необходимый для определения угла места, установлен таким образом, чтобы можно было установить угол места от 0 до 90°. Центральный блок управления поворотным устройством на базе микроконтроллера Atmel ATmega2560 необходим для автоматического и ручного управления монтировкой. Автоматическое позиционирование осуществляется при помощи модуля часов реального времени DS3231 и координат текущего расположения радиотелескопа.

Алгоритм автоматического позиционирования следующий: 1) задаются GPS-координаты положения радиотелескопа; 2) задается время, в которое антенна радиотелескопа должна быть направлена на Солнце; 3) на основе GPS-координат для заданного времени рассчитываются азимут и угол места Солнца; 4) по полученным значениям азимута и угла места в заданное время производится позиционирование антенны при помощи поворотного устройства и актуатора.



*Рис. 1.* Внешний вид разрабатываемого отечественного солнечного радиотелескопа на длине волны, близкой к 10.7 см

Ручное позиционирование осуществляется оператором при помощи пульта управления, видеокамеры и контрольного монитора. Камера установлена на дне антенны в центре. Короткофокусный объектив камеры направлен на конвертер таким образом, чтобы конвертер отображался на контрольном мониторе в центре кадра. Перед объективом располагается затемняющий светофильтр ND32, а оператор может наблюдать изображение Солнца на контрольном мониторе и при необходимости направлять антенну при помощи пульта управления.

Перекрытие солнечного диска конвертором указывает на правильное позиционирование антенны. Кроме того, оператор может ориентироваться на показания анализатора спектра при наведении антенны.

## КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ ПРИЕМНОГО ТРАКТА РАДИОТЕЛЕСКОПА

На рис. 2 представлено устройство приемного тракта. Приемная часть состоит из облучателя-конвертера и блока обработки сигнала. Конвертер состоит из малошумящего усилителя, полосового фильтра, смесителя, гетеродина и усилителя промежуточной полосы. Принятый конвертером сигнал преобразуется в более низкий спектр частот, что позволяет передавать его по коаксиальному кабелю с меньшими потерями.

С конвертера сигнал подается в разветвитель, а после него сигнал приходит на измеритель уровня сигнала, анализатор спектра и блок обработки сигнала. Измеритель уровня позволяет обнаружить мощные источники сигнала при наблюдениях, а также помогает проводить настройку приемного тракта.

Анализатор спектра позволяет наблюдать за спектром сигнала в измеряемой полосе частот, помогает выбрать частоту с отсутствием помех. Кроме того, он участвует в наладке и калибровке приемного тракта. Обработанный анализатором спектра сигнал поступает на сервер для хранения и обработки.

В свою очередь, блок обработки сигнала позволяет выбрать частоту для наблюдений с полосой пропускания 10 МГц, далее сигнал поступает на аналогово-цифровой преобразователь (АЦП). После обработки в АЦП сигнал приходит на сервер для хранения и обработки данных.

## ОСНОВНЫЕ ПРИНЦИПЫ КАЛИБРОВКИ

Калибровка приемного тракта производится в начале и конце сеанса наблюдения, а при необходимости и во время него с помощью генератора с диапазоном частот 2.7–3.1 ГГц. Антенна-облучатель генератора изготовлена из круглого волновода, закрепленного на рефлекторе антенны напротив облучателя-конвертера. С помощью контроллера генератора задается частота и уровень генерации.

Метод калибровки заключается в том, что генератор выдает сигнал заданных частот и амплитуд, а приемный тракт принимает этот сигнал и обрабатывает. Измеренный приемным трактом уровень сигнала сопоставляется с заданным уровнем сигнала генератора и уровнем сигнала, полученным с помощью анализатора спектра. Это позволяет оценить точность измеряемого приемным трактом сигнала, а также линейность в диапазоне частот и динамический диапазон.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Космическая погода влияет на телекоммуникации, системы навигации и позиционирования, радары, космические системы и пр. Для решения ряда задач оценки текущего и прогнозного состояния околоземной среды очень важна регистрация потока радиоизлучения Солнца на длине волны 10.7 см (индекс $F10.7$), поскольку данный параметр является ключевой входной характеристикой в используемых при этом моделях. Эти модели позволяют решать задачи, касающиеся не только научной (гражданской) составляющей, но и в целом обеспечения обо-

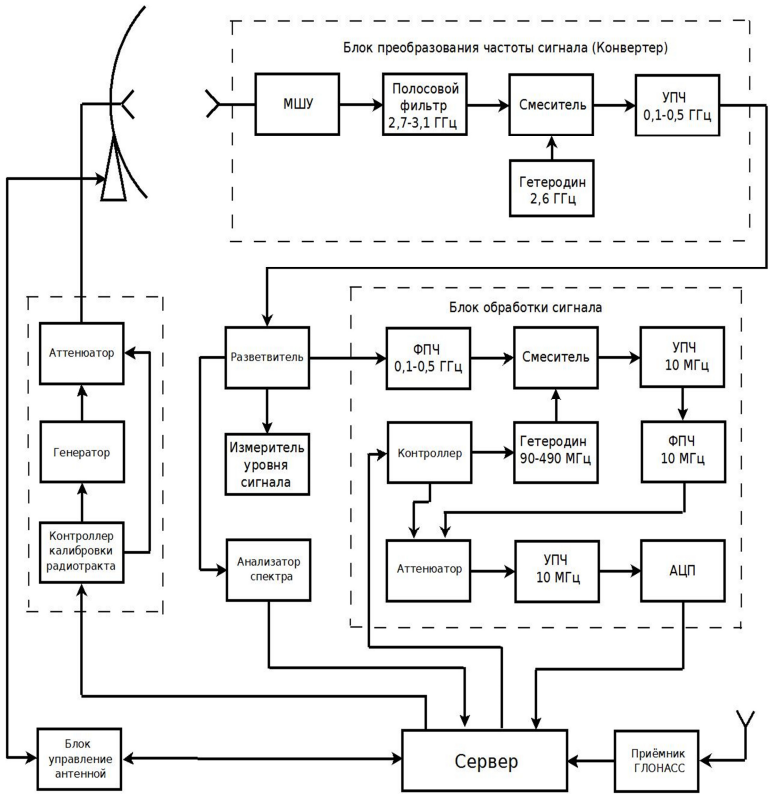



*Рис. 2*. Устройство приемного тракта разрабатываемого солнечного радиотелескопа

роны и безопасности страны, например, качество радиосвязи зависит от точности прогнозирования ионосферных условий, формирующихся солнечной активностью.

Работа поддержана грантом Российского научного фонда № 20-72-10023.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Деминов М.Г., Деминова Г.Ф., Депуев В.Х., Депуева А.Х. Связь среднего за месяц ионосферного индекса *T* с индексами солнечной и геомагнитной активности. *Геомагнетизм и аэрономия*. 2021. Т. 61, № 6. С. 735–740.

Шубин В.Н. Глобальная эмпирическая модель критической частоты F2-слоя ионосферы для спокойных геомагнитных условий. *Геомагнетизм и аэрономия*. 2017. Т. 57, № 4. С. 450–462.

Gaidash S.P., Belov A.V., Abunina M.A., Abunin A.A. Space weather forecasting at IZMIRAN. *Geomagnetism and Aeronomy*. 2017. Vol. 57, no. 7. P. 869–877.

Tapping K.F. The 10.7 cm solar radio flux (F10.7). *Space Weather*. 2013. Vol. 11, iss. 7. P. 394–406.

URL: https://www.spaceweather.gc.ca/forecast-prevision/solar-solaire/solarflux/sx-5-en.php (дата обращения: 25 мая 2022 г.).

*Секция А. Астрофизика и физика Солнца. БШФФ-2022. С. 138–140.*

УДК 523.62-726, 523.98

# ОЦЕНКА ТРАНЗИТНОЙ СКОРОСТИ И ВРЕМЕНИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ КОРОНАЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ МАССЫ ПО СОЛНЕЧНЫМ ДАННЫМ

**Н.С. Шлык, А.В. Белов, М.А. Абунина, А.А. Абунин**

Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, Москва, Троицк, Россия
nshlyk@izmiran.ru

# ESTIMATING THE TRANSIT SPEED AND TIME OF ARRIVAL OF INTERPLANETARY CORONAL MASS EJECTIONS, USING SOLAR DATA

**N.S. Shlyk, A.V. Belov, M.A. Abunina, A.A. Abunin**

Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation RAS, Troitsk, Moscow, Russia
nshlyk@izmiran.ru

**Аннотация.** Исследуется изменение скорости межпланетных корональных выбросов массы (КВМ) с учетом начальной скорости родительского КВМ и гелиодолготы ассоциированной с ним вспышки за период с 1995 по 2020 г. Получены долготные зависимости ожидаемых транзитных величин при различных начальных скоростях КВМ на основе данных о 288 КВМ, связанных с солнечными вспышками. Создана модель, позволяющая оценивать транзитную и максимальную скорости, а также время прибытия соответствующего межпланетного возмущения к Земле, основываясь на данных о начальной скорости КВМ и долготе его солнечного источника.

**Ключевые слова:** корональные выбросы массы, солнечные вспышки, транзитная скорость, время распространения межпланетных возмущений.

**Abstract.** We studied variation in the transit speed of interplanetary coronal mass ejections (ICMEs), as well as its dependence on initial speed of corresponding coronal mass ejection (CME) and the heliolongitude of the associated solar flare from 1995 to 2020. Longitudinal dependences of expected transit quantities are obtained for various initial CME speeds, using data on 288 CMEs associated with solar flares. We created the model to estimate the transit and maximum speeds and the time of arrival of an ICME at Earth, based on the initial CME speed and the longitude of its solar source.

**Keywords:** coronal mass ejections, solar flares, transit velocity, time of arrival of interplanetary disturbances.

## ВВЕДЕНИЕ

Корональные выбросы массы (КВМ) представляют собой типичные проявления солнечной активности, которые приводят к образованию межпланетных возмущений (МВ), регистрируемых и на Земле. Приход подобных МВ часто вызывает геомагнитные бури [Tsurutani, Gonzalez, 1998; Zhang et al., 2003], поэтому оценка транзитной скорости и времени прибытия межпланетных КВМ важна для прогнозирования космической погоды.

Существует множество работ, посвященных исследованию положения солнечных источников КВМ, оценке наблюдаемых на коронографах скоростей, условий распространения КВМ в межпланетном пространстве и прибытия на Землю [Gosling et al., 1976; Cane et al., 2000; Vršnak, Žic, 2007; Gopalswamy et al., 2001; Suresh et al., 2022]. На данный момент разработаны разные модели распространения КВМ, например, ISWA Model [https://iswa.gsfc.nasa.gov/IswaSystemWebApp], Drag-Based Ensemble Model (DBEM) [Čalogović et al., 2021] и другие. Время прибытия МВ к Земле может быть довольно точно оценено вышеупомянутыми аналитическими моделями, однако они требуют большого количества входных параметров, а также больших вычислительных мощностей и времени. Предлагаемая нами эмпирическая модель позволяет делать мгновенные оценки транзитной и максимальной скоростей КВМ и времени его прибытия к Земле, используя легкодоступные солнечные данные (начальная скорость КВМ и положение его источника на солнечном диске), благодаря чему является незаменимым инструментом в повседневной практике нашего Центра прогнозов космической погоды [http://spaceweather.izmiran.ru/ru/index.html].

## ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

Для исследования различных параметров КВМ мы использовали данные коронографа SOHO [https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list]. Данные по МВ, достигшим Земли, и их сопутствующим характеристикам собраны в базе данных форбуш-эффектов и межпланетных возмущений (FEID) [http://spaceweather.izmiran.ru/eng/dbs.html], созданной и поддерживаемой ИЗМИРАН. Часовые данные по солнечному ветру (СВ) и межпланетного магнитному полю (ММП) взяты из базы данных OMNI [https://omniweb.gsfc.nasa.gov]. Списки ударных волн и вспышек доступны по адресам соответственно [http://isgi.unistra.fr/data_download.php; https://www.ngdc.noaa.gov/stp/space-weather/solar-data/solar-features/solar-flares/x-rays/goes/xrs].

Исследуемая группа событий ограничивается довольно строгими рамками: это КВМ, которые видны при наблюдении на коронографе и с уверенностью отождествлены с МВ у Земли и для которых имеются координаты ассоциированной вспышки. Отметим, что процессу установления связи «вспышка — КВМ — МВ у Земли» уделяется особое внимание, проводится анализ всех доступных источников информации. Всего таких событий получилось 288 за период 1995–2020 гг. Полный каталог событий доступен по ссылке [http://spaceweather.izmiran.ru/papers/2022/CME_Catalogue.pdf].

## МОДЕЛИРОВАНИЕ И РАСЧЕТ ТРАНЗИТНОЙ СКОРОСТИ И ВРЕМЕНИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ КВМ

На рис. 1 приведено распределение начальных скоростей КВМ $V_0$, вошедших в исследуемую выборку,

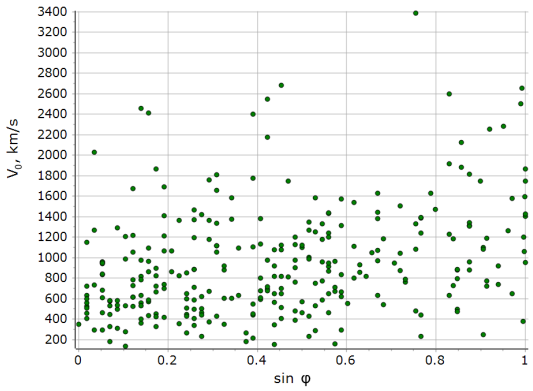



*Рис. 1.* Распределение начальных скоростей КВМ в зависимости от синуса абсолютной гелиодолготы источника для исследуемой выборки (288 событий)

в зависимости от синуса абсолютной величины долготы φ родительской вспышки. Распределение получилось довольно равномерным, и полученные зависимости оказались симметричны для восточного и западного полушария, именно поэтому в дальнейшем используется абсолютная величина гелиодолготы и ее синус.

Хорошо известно, что $V_0$ во многом определяет транзитную скорость соответствующего межпланетного КВМ $V_{tr}$ [Belov et al., 2014]. Для нашей выборки из 288 событий эта связь также имеется ($cc$=0.64±0.04 для линейной регрессии), но не тесная. В работах Gopalswamy et al. [2000] и Vršnak, Žic [2007] было показано, что связь транзитной и начальной скоростей КВМ нелинейная. Зависимость $V_{tr}(V_0)$ с учетом возможной нелинейности для медленных КВМ, которые «подхватываются» фоновым СВ, может быть представлена в виде

$$V_{tr} = \begin{cases} V_c, \text{ для } V_0 \le V_c \\ A + BV_0, \text{ для } V_0 > V_c \end{cases}, \quad (1)$$

где $V_c$ — скорость отсечения. Были рассмотрены разные значения скорости отсечения, для $V_c$=520 км/с были получены наименьшие дисперсии на разных долготных интервалах. Зависимость $V_{tr}(V_0)$ меняется с долготой: чем больше φ, тем меньше величина регрессионного коэффициента $B$. Но нелинейность в диапазоне малых скоростей существенна только для центральных событий.

Итак, время и скорость прибытия МВ на Землю зависят не только от начальной скорости соответствующего КВМ, но и от долготы его источника. Чтобы определить возможную транзитную скорость нового МВ, можно использовать события из FEID, усредняя уже имеющуюся информацию в окрестностях, близких к параметрам исследуемой точки. Тогда транзитная скорость может быть рассчитана:

$$V_{tr} = \frac{\sum_{i=1}^{N} V_i w_i}{\sum_{i=1}^{N} w_i}, \quad (2)$$

где $V_i$ — транзитная скорость $i$-го события в окрестности, $w_i$ — удельный вес $i$-го события в окрестности, $N$=288.

При этом удельный вес $i$-го события определяется как

$$\begin{cases} w_i = \dfrac{1}{s_v^2 + s_p^2 + s_0^2}, \text{ для } s_v <= s_{vc} \text{ и } |s_p| <= 0.4 \\ w_i = 0, \text{ для других значений } s_v \text{ и } s_p \end{cases}, \quad (3)$$

причем $s_v = \left|\dfrac{1-V}{V_{0i}}\right|$, $s_p = (\sin p - \sin\varphi_i)$, где $\sin p$ — синус гелиодолготы источника исследуемой точки; $V$ — начальная скорость исследуемого КВМ; $\sin\varphi_i$ и $V_{0i}$ — синус гелиодолготы ассоциированный вспышки и начальная скорость $i$-го КВМ в окрестности; $s_{vc}$=1 для $V$≤300 км/с и $s_{vc}$=0.5 для $V$>300 км/с, $s_0$ — задаваемая вручную величина, которая определяет ближайшую окрестность, где веса практически не меняются (по умолчанию равная 0.1). Ошибки скорости считаются аналогичным образом, как и сами скорости (с учетом веса), но вместо значения скорости берется разность прогнозируемой и наблюдаемой скоростей (по абсолютной величине).

Для равномерно расположенных по скорости (с шагом 50 км/с) и sinφ (с шагом 0.02) узлов были рассчитаны матрицы ожидаемых значений транзитных скорости и времени и их статистических погрешностей. Для этого в каждом узле рассчитывались величины $V_{tr}$ по формуле (1) и времени распространения МВ по формуле

$$T_{tr} = \frac{1\text{AU}}{V_{tr}}. \quad (4)$$

На основе вычисленных матриц данных нами были также получены контурные представления ожидаемых значений транзитной скорости (рис. 2, *а*) и времени распространения МВ (рис. 2, *б*) в зависимости от $V_0$ и sinφ. По этим рисункам можно оценить интервал ожидаемых $V_{tr}$ и $T_{tr}$ (числа, указанные на соответствующих изолиниях) для конкретных значений начальной скорости КВМ и долготы ассоциированной вспышки.

Имея вычисленные матрицы данных, мы также посчитали ожидаемые $V_{tr}$ для тех точек, которые изначально послужили основной выборкой. Коэффициент корреляции для всей выборки (288 событий) $cc$=0.8±0.035, а для центральных событий (φ<10°, 64 события) — $cc$=0.9±0.055. Среднее абсолютное отклонение времени распространения межпланетного КВМ для созданной модели составляет 11.6 ч. Заметим, что созданная модель позволяет оценить не только транзитную, но и максимальную скорость в МВ у Земли. Установлено, что максимальная скорость в событиях исследуемой выборки очень хорошо коррелирует с транзитной скоростью ($cc$=0.89) в случае линейной регрессии, поэтому проводимые оценки можно считать достоверными.

## ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ

Было рассмотрено и проанализировано 288 КВМ, зарегистрированных на коронографе SOHO/LASCO и ассоциированных с солнечными вспышками, которые вызвали МВ, наблюдавшиеся в околоземном космическом пространстве. Показано, что связь транзитной скорости МВ и начальной скорости КВМ нелинейна в области малых скоростей, что подтверж-

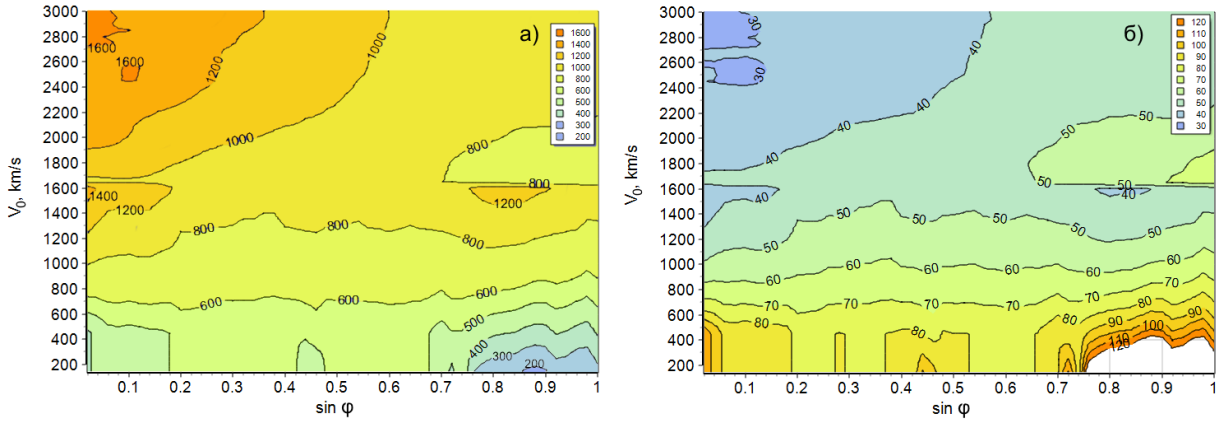



*Рис. 2.* Связь ожидаемых транзитной скорости (*а*) и времени распространения МВ (*б*) с начальной скоростью КВМ и синусом гелиодолготы его источника. Различными цветами обозначена градация ожидаемых транзитных характеристик по величине

дает результаты, отраженные в прошлых работах, например, [Gopalswamy et al., 2000]. Выявленная нелинейность наиболее выражена для КВМ из центральной гелиодолготной зоны. Установлено, что транзитная скорость и время прибытия МВ на Землю зависят от начальной скорости КВМ и абсолютной долготы ассоциированной солнечной вспышки. Показано, что транзитная скорость МВ в исследуемой выборке тесно связана с максимальной скоростью, наблюдаемой на Земле. Создана модель, которая позволяет оценить транзитные скорость/время и максимальную скорость МВ у Земли на основе начальной скорости КВМ и гелиодолготы ассоциированной с ним вспышки. Полученные результаты применяются в прогнозировании состояния космической погоды.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ


Belov A., Abunin A., Abunina M., et al. Coronal mass ejections and non-recurrent Forbush decreases. *Solar Phys*. 2014. Vol. 289. P. 3949–3960.

Čalogović J., Dumbović M., Sudar D., et al. Probabilistic Drag-Based Ensemble Model (DBEM) evaluation for heliospheric propagation of CMEs. *Solar Phys*. 2021. Vol. 296, iss. 7, article id.114.

Cane H.V., Richardson I.G., St. Cyr O.C. Coronal mass ejections, interplanetary ejecta and geomagnetic storms. *Geophys. Res. Lett*. 2000. Vol. 27, iss. 21. P. 3591–3594.

Gopalswamy N., Lara A., Howard R.A., et al. Predicting the 1-AU arrival times of coronal mass ejections. *J. Geophys. Res*. 2001. Vol. 106, iss. A12. P. 29207–29217.

Gopalswamy N., Lara A., Lepping R.P., et al. Interplanetary acceleration of coronal mass ejections. *Geophys. Res. Lett*. 2000. Vol. 27, iss. 2. P. 145–148.

Gosling J.T., Hildner E., MacQueen R.M., et al. The speeds of coronal mass ejection events. *Solar Phys*. 1976. Vol. 48. P. 389–397.

Suresh K., Gopalswamy N., Shanmugaraju A. Arrival Time Estimates of Earth-Directed CME-Driven Shocks. *Solar Phys*. 2022. Vol. 97, article number 3.

Tsurutani B.T., Gonzalez W.D. The Interplanetary Causes of Magnetic Storms: A Review. *Magnetic Storms*. Washington: AGU, 1998. P. 77–89. (Geophys. Monogr. Ser., vol. 98).

Vršnak B., Žic T. Transit times of interplanetary coronal mass ejections and the solar wind speed. *Astron. Astrophys*. 2007. Vol. 472. P. 937–943.

Zhang J., Dere K.P., Howard R.A., Bothmer V. Identification of Solar Sources of Major Geomagnetic Storms between 1996 and 2000. *Astrophys. J*. 2003. Vol. 582, iss. 1. P. 520–533.

URL: https://iswa.gsfc.nasa.gov/IswaSystemWebApp (дата обращения 19 мая 2022 г.).

URL: http://spaceweather.izmiran.ru/ru/index.html (дата обращения 19 мая 2022 г.).

URL: https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list (дата обращения 18 мая 2022 г.).

URL: http://spaceweather.izmiran.ru/eng/dbs.html (дата обращения 19 мая 2022 г.).

URL: https://omniweb.gsfc.nasa.gov (дата обращения 15 мая 2022 г.).

URL: http://isgi.unistra.fr/data_download.php (дата обращения 10 мая 2022 г.).

URL: https://www.ngdc.noaa.gov/stp/space-weather/solar-data/solar-features/solar-flares/x-rays/goes/xrs (дата обращения 10 мая 2022 г.).

URL: http://spaceweather.izmiran.ru/papers/2022/CME_Catalogue.pdf (дата обращения 19 мая 2022 г.).

*Секция В. Физика атмосферы Земли, включая околоземное космическое пространство. БШФФ-2022. С. 141–142.*

УДК 551.583

# СОВРЕМЕННЫЕ ОСОБЕННОСТИ ВЕТРОВОГО РЕЖИМА НА ТЕРРИТОРИИ ИРКУТСКОЙ ОБЛАСТИ

**А.А. Агальцов, К.А. Лощенко**

Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия
aghaltsov@mail.ru

# MODERN FEATURES OF THE WIND REGIME IN IRKUTSK REGION

**A.A. Agaltsov, K. A. Loshchenko**

Irkutsk State University, Irkutsk, Russia
aghaltsov@mail.ru

**Аннотация.** Статья посвящена исследованию современных особенностей распределения средних и максимальных значений скорости ветра по данным сети метеорологических станций Иркутской области на примере весенне-летнего периода 2015–2019 гг. Выполнено картирование территории по данным показателям и предпринята попытка определить статистическую зависимость скорости ветра от географических координат и высоты станции над уровнем моря. Полученные результаты представляют практический интерес для различных отраслей экономики и транспорта на территории Иркутской области, деятельность которых напрямую зависит от критических значений скорости ветра.

**Ключевые слова:** картирование, Иркутская область, ветер, средняя скорость, максимальная скорость.

**Abstract.** This paper is dedicated to the study of modern features in distribution of the average and maximum values of wind speed according to data obtained by the network of meteorological stations in Irkutsk region in spring–summer 2015–2019. We mapped the territory according to these indicators and tried to determine the statistical dependence of wind speed on stations' geographic coordinates and altitude above sea level. The findings are of practical interest for various branches of economics and transport in Irkutsk region, since their activity depends on the critical values of wind speed.

**Keywords:** mapping, Irkutsk region, wind, average speed, maximum speed.

## ВВЕДЕНИЕ

С изменениями климата меняются составляющие общей циркуляции атмосферы. В условиях увеличения температурных контрастов, что является характерной чертой современного климата России и других регионов земного шара, существенно повышается вероятность возникновения опасных явлений погоды, связанных с сильным ветром. Как правило, под сильным ветром понимают ветер со скоростью более 15 м/с. Такой ветер может оказывать воздействие на различные виды деятельности человека [Исаев и др., 2020]. В последние десятилетия повышенный интерес вызывают всесторонние стратегии и алгоритмы, связанные с анализом проблемы уменьшения опасности ударов стихий, в том числе и меры в случаях, когда восстановление и модернизация вызывают необходимость прогноза новых условий опасности стихийных бедствий. Для определения статистических характеристик природных катастроф гидрометеорологической природы необходимо располагать соответствующей базой данных о происшедших за определенный период (желательно продолжительный) опасных явлениях [Стамбеков, Полякова, 2021]. На территории Иркутской области орографические условия и региональные особенности проявления синоптических процессов предполагают высокую вероятность сильного ветра, которая проявляется чаще всего в переходные сезоны года при прохождении динамически значимых в контрастах температур атмосферных фронтов при сближении двух барических образований. Учитывая большое количество факторов, определяющих формирование благоприятных условий возникновения сильного ветра, проведение региональных исследований данного опасного погодного явления представляется актуальным и практически значимым.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Для исследования современных особенностей в распределении скорости ветра на территории Иркутской области были построены карты средней и максимальной скорости ветра по данным 80 метеорологических станций. Рассматривался период года с марта по август в 2015–2019 гг. Оказалось, что в весенние месяцы средние скорости ветра изменяются от 0.5 м/с на ст. Нерой, Верхняя Гутара и Дабады, расположенных в защищенных от ветра предгорьях Восточного Саяна, и до 4 м/с на байкальской станции Большое Голоустное и на ст. Усть-Илимск.

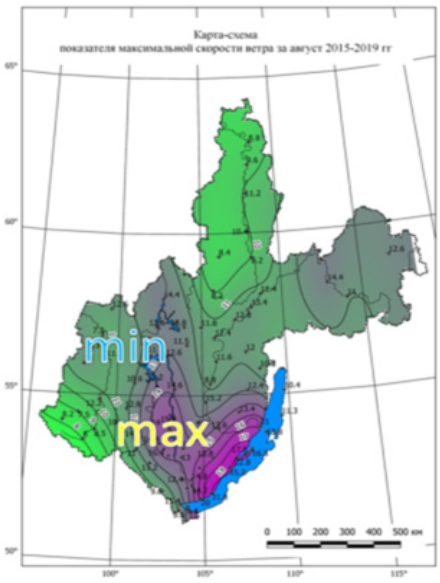



*Рис. 1.* Карта максимальных значений скорости ветра в августе (2015–2019 гг.) на территории Иркутской области

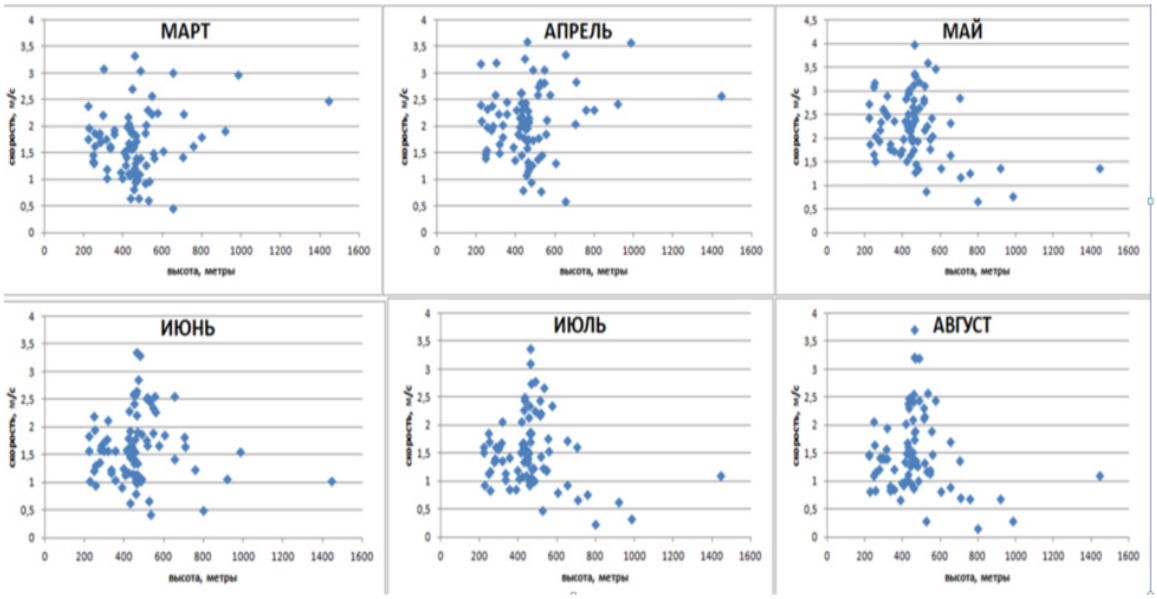



*Рис. 2.* Зависимость средней скорости ветра от высоты метеорологической станции на территории Иркутской области в 2015–2019 гг.

В летние месяцы средние скорости изменяются от 0.3–0.5 м/с на высокогорных станциях Верхняя Гутара и Нерой до 3 м/с на ст. Большое Голоустное.

Наибольший интерес с практической точки зрения представляют максимальные скорости ветра. В марте максимальные скорости ветра изменяются от 9 м/с на ст. Байкальск в южной части оз. Байкал до 23 м/с на байкальских станциях Солнечная и Сарма, расположенных на северной оконечности озера. В апреле они варьируют от 10 м/с на высокогорной станции Хамар-Дабан до 28 м/с на северобайкальских станциях Сарма и Солнечная, в марте — от 9 м/с на ст. Томпа на северо-восточной оконечности оз. Байкал до 30 м/с на байкальской станции Сарма. В июне максимальные скорости ветра изменяются от 8 м/с на высокогорной станции Алыгджер до 25 м/с на байкальской станции Сарма, в июле — от 8 м/с на северной станции Наканно до 21 м/с на байкальской станции Сарма, в августе — от 7 м/с на ст. Выдринго-на-Чуне до 23 м/с на ст. Куйтун (рис. 1).

С прогностической точки зрения важно определить также, зависит ли скорость ветра от условий орографии и местоположения станции. Для этого были построены графики зависимости скорости ветра от высоты места и координат метеорологической станции. Оказалось, что четкой зависимости скорости ветра от указанных характеристик на территории Иркутской области в исследуемый нами период не прослеживается. Большинство метеостанций расположено в равнинной местности с высотами 200–600 м (рис. 2). Можно лишь отметить, что весной с увеличением высоты места скорости незначительно возрастают, а летом, наоборот, уменьшаются. Кроме того, что в высоких широтах севернее 60° N скорости ветра незначительно уменьшаются.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые начато исследование пространственно-временных особенностей распределения средних и максимальных значений скорости ветра на метеорологических станциях Иркутской области в современный период. Рассмотрены их особенности на примере весеннего и летнего календарных сезонов.

Весной в распределении средней скорости ветра можно выделить минимумы для высокогорных районов Восточного Саяна и максимумы для байкальской станции Большое Голоустное, где усилению ветра способствуют не только контрасты суши и водоема, но также изрезанность рельефа местности. Летом хорошо выражен максимум скорости ветра на байкальской станции Сарма, где в усилении ветра большая роль принадлежит стоковому эффекту при нисходящих движениях холодного воздуха через ущелье в долину. Наиболее слабый по значениям скорости ветер отмечается на крайнем севере Иркутской области и в защищенных от ветра горных долинах Восточного Саяна.

Впервые для различных потребителей получены распределения повторяемости различных градаций средней и максимальной скоростей ветра. Выявлено, что наибольшие средние скорости ветра в годовом распределении приходятся на май, а максимальные скорости ветра при порывах — на апрель. Следует указать, что весной с увеличением высоты места средние скорости незначительно возрастают, а летом убывают.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Исаев Э.К., Кенжебек У.К., Каримов М.А. Статистический подход для прогноза усиления ветра в Кыргызстане в зависимости от синоптических условий. *Вестник Кыргызско-Российского славянского университета*. 2020. Т. 20, № 12. С. 193–198.

Стамбеков М.Д., Полякова С.Е. Метеорологические условия возникновения штормового ветра и пыльной бури в Атырауской области в январе 2021 г. *Географический вестник*. 2021. № 3 (58). С. 130–141.

*Секция В. Физика атмосферы Земли, включая околоземное космическое пространство. БШФФ-2022. С. 143–145.*

УДК 551.583.13

# СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ОБЛАЧНОСТИ В РАЗЛИЧНЫХ ШИРОТНЫХ ЗОНАХ СЕВЕРНОГО ПОЛУШАРИЯ ПО СПУТНИКОВЫМ ДАННЫМ

**М.А. Алимпиева, С.В. Морозова, Н.В. Короткова**

Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия
alimpiewa@rambler.ru

# COMPARATIVE ANALYSIS OF CLOUDINESS IN DIFFERENT ZONES OF THE NORTHERN HEMISPHERE ACCORDING TO SATELLITE DATA

**M.A. Alimpieva, S.V. Morozova, N.V. Korotkova**

Saratov State University, Saratov, Russia
alimpiewa@rambler.ru

**Аннотация.** В статье приведены результаты климатического обобщения спутниковой информации по облачности. Данные выбирались с сайта NASA. Временной интервал исследования охватывает 2000–2009 гг. Рассматривается временное изменение облачности в разных широтных зонах в январе и июле. Выявлены широты с положительным и отрицательным трендами изменения облачности в эти месяцы. Представлены средние многолетние карты распределения облачности в январе и июле. Определены географические районы преобладания июльской облачности над январской и наоборот.

**Ключевые слова:** спутниковый мониторинг, глобальное поле облачности, распределение облачности.

**Abstract.** This paper presents the results of climate generalization of satellite information about cloudiness. The data was taken from the NASA website. The time interval of the study is 2000–2009. The temporal change in cloudiness in different latitudinal zones in January and July was considered. Latitudes with positive and negative trends of cloudiness changes in these months are revealed. Average long-term maps of cloudiness distribution in January and July are presented. The geographic regions of the predominance of July cloudiness over January cloudiness, and vice versa, are determined.

**Keywords:** satellite monitoring, global cloudiness field, cloudiness.

Облачный покров принадлежит к числу основных факторов формирования климата. Этот фактор является довольно сложным и изменчивым регулятором радиационного режима Земли. Отметим, что, несмотря на большое количество публикаций по исследованию связи облачности и термического режима (например, [Завьялова, Морозова, 2020; Завьялова и др., 2018, 2020; Морозова, 2017; Морозова и др., 2021а, б; Morozova et al., 2020]), роль облачности в настоящих климатических изменениях в должной степени не определена. Сложность изучения облачного покрова планеты связана с определенными трудностями. Во-первых, визуальные наблюдения за облаками недостаточно репрезентативны. Наблюдатель видит ограниченное пространство, кроме того, наблюдения почти всегда ограничиваются светлым временем суток. Во-вторых, наблюдения за облаками являются фрагментарными с точки зрения глобального охвата. В-третьих, наблюдатель оценивает только количество и форму облаков и не определяет некоторые важные характеристики, например мощность. Авторы настоящей публикации считают, что наиболее достоверные оценки облачности можно получить, используя спутниковую информацию.

В настоящем исследовании поставлена задача оценить некоторые климатические закономерности распределения облачности над Северным полушарием.

Исходным материалом послужили сведения об облаках, размещенные на сайте NASA [https://earthobservatory.nasa.gov/GlobalMaps/view.php?d1=MODAL2_M_CLD_FR]. Отметим, что по спутниковым данным определяется так называемая облачная фракция. Она измеряется датчиками, обычно спектрорадиометрами умеренного разрешения MODIS, устанавливаемыми на спутниках Terra и Aqua, входящих в систему наблюдения за Землей EOS NASA. Спектрорадиометр MODIS собирает информацию в пикселях, причем каждый пиксель занимает один квадратный километр. Измерения инструментом MODIS проводятся дважды в сутки, ширина полосы обзора составляет 2330 км, для определения облачности используется 14 из 36 спектральных каналов MODIS. Укажем, что в статье под термином «облачность» понимается облачная фракция.

Выбранным промежутком исследования взят временной интервал 2000–2009 гг., для анализа выбраны два месяца – январь и июль. Средние месячные значения облачности для января и июля даны в табл. 1 и 2 соответственно.

Видно, что в январе наибольшие значения облачности отмечаются в районе широты 50° N. Самая малооблачная зона — широта 20° N. Можно заметить интересную особенность: наиболее сильные изменения облачности от года к году наблюдаются в районе 80-х и 40-х широт. Также следует отметить, что на исследуемом временном промежутке в широтной полосе 70°–80° N облачность возрастает. Коэффициенты наклона линейных трендов $\alpha=0.009$ для 70° N и $\alpha=0.017$ для 80° N.

Для июля (см. табл. 2) самой пасмурной оказывается широтная зона 50°–80° N. Вариации облачности в рассматриваемых широтных зонах гораздо меньше, чем зимой. Наибольшие вариации облачного покрова отмечаются в районе 70-х широт. Четко выявленных тенденций временного увеличения облачности для отдельных широт не выявлено, однако в районе 80-х широт наблюдается снижение облаков от года к году ($\alpha= -0.012$).

Таблица 1

Средние месячные значения облачности для января (в долях единицы)

| Широта | Годы | | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | 2001 | 2002 | 2003 | 2004 | 2005 | 2006 | 2007 | 2008 | 2009 | среднее |
| 79.5 | 0.47 | 0.47 | 0.56 | 0.48 | 0.61 | 0.59 | 0.58 | 0.59 | 0.60 | 0.55 |
| 69.5 | 0.66 | 0.62 | 0.63 | 0.60 | 0.67 | 0.66 | 0.71 | 0.72 | 0.66 | 0.66 |
| 59.5 | 0.79 | 0.79 | 0.80 | 0.79 | 0.80 | 0.79 | 0.82 | 0.80 | 0.77 | 0.79 |
| 49.5 | 0.83 | 0.87 | 0.81 | 0.82 | 0.83 | 0.83 | 0.83 | 0.82 | 0.82 | 0.83 |
| 39.5 | 0.81 | 0.77 | 0.81 | 0.79 | 0.77 | 0.81 | 0.73 | 0.78 | 0.80 | 0.78 |
| 29.5 | 0.58 | 0.59 | 0.56 | 0.64 | 0.62 | 0.62 | 0.61 | 0.65 | 0.59 | 0.61 |
| 19.5 | 0.44 | 0.46 | 0.51 | 0.46 | 0.46 | 0.48 | 0.52 | 0.49 | 0.52 | 0.48 |
| 9.5 | 0.54 | 0.57 | 0.54 | 0.54 | 0.58 | 0.59 | 0.61 | 0.59 | 0.55 | 0.57 |
| 0.5 | 0.63 | 0.73 | 0.72 | 0.72 | 0.68 | 0.68 | 0.74 | 0.71 | 0.67 | 0.70 |

Таблица 2

Средние месячные значения облачности для июля (в долях единицы)

| Широта | Годы | | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | 2001 | 2002 | 2003 | 2004 | 2005 | 2006 | 2007 | 2008 | 2009 | среднее |
| 79.95 | 0.76 | 0.74 | 0.70 | 0.74 | 0.71 | 0.70 | 0.68 | 0.67 | 0.62 | 0.71 |
| 69.95 | 0.65 | 0.74 | 0.71 | 0.70 | 0.71 | 0.73 | 0.68 | 0.71 | 0.69 | 0.70 |
| 59.95 | 0.73 | 0.74 | 0.68 | 0.72 | 0.76 | 0.71 | 0.78 | 0.72 | 0.70 | 0.73 |
| 49.95 | 0.72 | 0.69 | 0.74 | 0.73 | 0.70 | 0.69 | 0.70 | 0.73 | 0.74 | 0.72 |
| 39.95 | 0.53 | 0.56 | 0.54 | 0.53 | 0.52 | 0.55 | 0.54 | 0.52 | 0.56 | 0.54 |
| 29.95 | 0.50 | 0.52 | 0.50 | 0.49 | 0.53 | 0.51 | 0.53 | 0.52 | 0.49 | 0.51 |
| 19.95 | 0.60 | 0.63 | 0.59 | 0.57 | 0.63 | 0.60 | 0.58 | 0.62 | 0.59 | 0.60 |
| 9.95 | 0.74 | 0.78 | 0.79 | 0.75 | 0.76 | 0.79 | 0.75 | 0.74 | 0.79 | 0.76 |
| 0.05 | 0.62 | 0.58 | 0.65 | – | 0.67 | 0.63 | 0.62 | 0.64 | 0.64 | 0.63 |

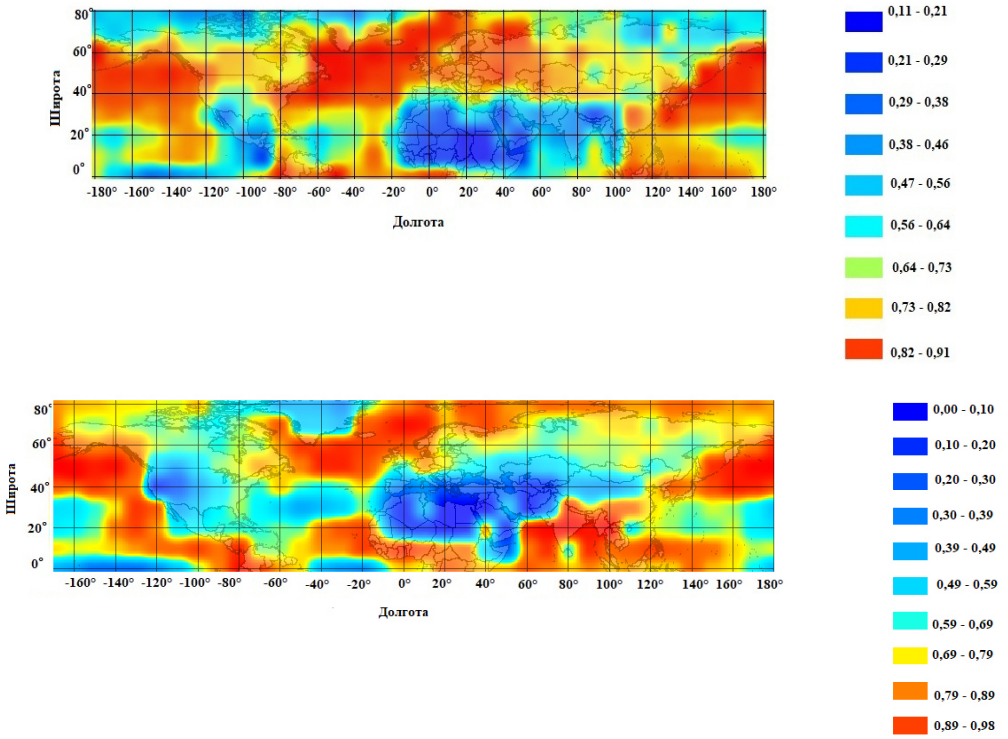



*Рис. 1.* Распределение облачности в январе (вверху) и июле. Цветовые градации указывают на диапазоны значений облачности в долях единиц

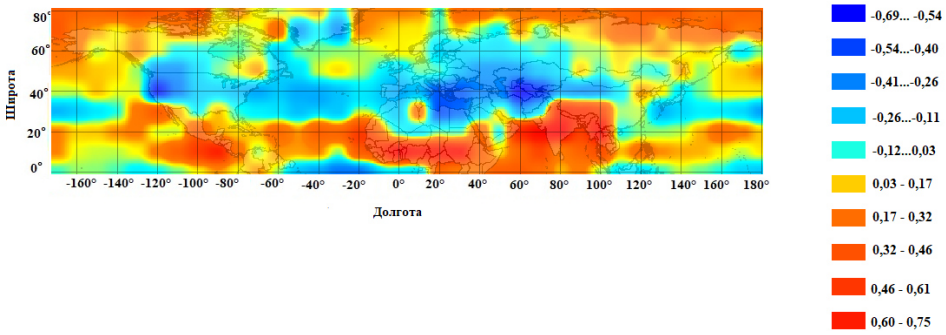



*Рис. 2.* Разница в значениях облачности. Цветовые градации указывают на диапазоны значений облачности в долях единиц

Выявленная широтно-временная изменчивость облачного покрова, безусловно, связана с циркуляционными процессами. В малооблачных районах преобладают барические поля повышенного давления, в наиболее пасмурных — циклонические вихри. Временная изменчивость облачного покрова может указывать на большую временную изменчивость полей давления и на частую и быструю смену синоптических процессов в районе конкретной широты.

Интересно выявить широты с преобладанием зимней или летней облачности. Самое сильное преобладание летней (июль) облачности над зимней (январь) отмечается в районе широты 10º N, что связано с сезонным смещением внутритропической зоны конвергенции (ВЗК). Наибольшее преобладание зимней облачности над летней наблюдается в районе 40-х широт, что объясняется изменением положения полярного фронта.

Представленные выше широтные данные об облачном покрове дают слишком обобщенное представление, которое не учитывает распределение облачности на разных долготах. На рис. 1 показано среднее многолетнее распределение облачности в январе и июле. Карты построены с разрешением 10º×10º в программе MAPINFO. При построении применялась интерполяция методом естественного соседа.

На картах хорошо видны районы с различными значениями облачности. Можно отметить, что от зимы к лету сильно уменьшается облачность над Северной Атлантикой и над Тихим океаном. Нагляднее разницу облачных полей можно увидеть на рис. 2, где показана разница между облачностью в июле и январе. Наибольшая разница в значениях облачности отмечается в широтных зонах 0°–20° N и в районе широты 40°. Причем в широтной зоне 0°–20° N июльская облачность преобладает над январской, а в районе широты 40° облачность в январе намного больше, чем в июле. Выявленная разница также объясняется динамикой циркуляционных структур.

В дальнейшем авторы планируют сопоставить полученные результаты с данными о количестве облаков в другие десятилетия, а также провести сравнение спутниковых данных с материалами наземных наблюдений.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Завьялова Е.В., Морозова С.В. Исследование годового хода температуры и общей облачности по м/с Пермь и Оренбург. *Цифровая география*. Пермь, 2020. С. 370–373.

Завьялова Е.В., Морозова С.В., Молчанова Н.П. Облачно-радиационные процессы и климатическая изменчивость. *Геоэкология и природопользование: актуальные вопросы науки, практики и образования*. 2018. С. 129–133.

Завьялова Е.В., Морозова С.В., Кононова Н.К. и др. Сравнительная характеристика годового хода температуры и общей облачности. *Проблемы географии Урала и сопредельных территорий*. Челябинск, 2020. С. 10–15.

Морозова С.В. О возможной роли облачности в настоящих климатических изменениях. *Труды Главной геофизической обсерватории им. А.И. Воейкова*. 2017. № 586. С. 251–260.

Морозова С.В., Завьялова Е.В., Алимпиева М.А. Сравнение режима облачности в аридных регионах по данным метеостанций Воронеж, Саратов и Оренбург. *Комплексные проблемы техносферной безопасности*. Воронеж, 2021а. С. 104–109.

Морозова С.В., Полянская Е.А., Кононова Н.К. Сравнительный анализ режима облачности в Нижнем Поволжье и Южном Предуралье на фоне меняющегося климата. *Материалы девятого международного симпозиума «Степи Северной Евразии»*. Оренбург, 2021б. С. 580–584.

Morozova S.V., Polyanskaya E.A., Kononova N.K., et al. On the role cloudiness in climatic changes. *Environmental transformation and sustainable development in the Asian Region*. Irkutsk. 2020. С. 110.

URL: https://earthobservatory.nasa.gov/GlobalMaps/view.php?d1=MODAL2_M_CLD_FR (дата обращения 20 апреля 2022 г.).

*Секция В. Физика атмосферы Земли, включая околоземное космическое пространство. БШФФ-2022. С. 146–148.*

УДК 551.510.535

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ОТКЛИКА НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЫ НА РЕНТГЕНОВСКИЕ ВСПЫШКИ 6 СЕНТЯБРЯ 2017 г.

**С.З. Беккер**

Институт динамики геосфер имени академика М.А. Садовского РАН, Москва, Россия
susanna.bekker@gmail.com

# SIMULATION OF RESPONSE OF THE LOWER IONOSPHERE TO THE SEPTEMBER 6, 2017 X-RAY FLARES

**S.Z. Bekker**

Sadovsky Institute of Geosphere Dynamics RAS, Moscow, Russia
susanna.bekker@gmail.com

**Аннотация.** В настоящей работе представлены результаты расчета отклика параметров нижней ионосферы на рентгеновские вспышки X-класса 6 сентября 2017 г. Для расчета использована плазмохимическая модель, учитывающая ключевые процессы, протекающие в нижней ионосфере. Рентгеновская составляющая скорости ионизации получена с использованием данных потока излучения, измеренных спутником GOES. Проведена верификация результатов расчета пространственно-временной динамики концентрации электронов по данным наземных радиофизических измерений, полученных в ГФО Михнево с помощью трех СДВ-передатчиков. Экспериментальные данные продемонстрировали достаточно хорошие прогностические возможности построенной модели.

**Ключевые слова:** моделирование ионосферы, концентрация электронов, ионизация нижней ионосферы, рентгеновские вспышки, распространение СДВ.

**Abstract.** This paper presents the results of calculating the response of parameters of the lower ionosphere to *X*-ray flares that occurred on September 6, 2017. For the calculation, a plasma-chemical model was used, which takes into account the key processes occurring in the lower ionosphere. The X-ray component of the ionization rate was calculated using radiation flux data measured by the GOES satellite. We verified the results of calculating the spatiotemporal dynamics of the electron concentration according to the data of ground-based radiophysical measurements obtained by three VLF-transmitters at GPO Mikhnevo. The experimental data demonstrated rather good predictive capabilities of the constructed model.

**Keywords:** ionospheric modeling, electron concentration, ionization of the lower ionosphere, *X*-ray flares, VLF propagation.

## ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на то, что к настоящему моменту накоплено большое количество теоретических оценок и экспериментальных данных о состоянии нижней ионосферы в различных гелиогеофизических условиях, точность прогноза поведения ее параметров все еще невысока, особенно во время возмущений различной мощности.

Шестого сентября 2017 г. произошли последовательно две рентгеновские вспышки X-класса: X2.2 (09:10 UT) и X9.3 (12:02 UT), последняя из которых оказалась самой мощной в 24-м цикле солнечной активности [Гаврилов и др., 2018]. Резкий рост рентгеновского и ультрафиолетового излучения привел к существенным вариациям концентраций заряженных составляющих в верхней и нижней ионосфере.

Цель настоящего исследования — с помощью плазмохимической модели D-области оценить отклик параметров нижней ионосферы на рентгеновские вспышки 6 сентября 2017 г., и провести верификацию полученных результатов по данным наземных радиофизических измерений, полученных в ГФО Михнево от трех европейских СДВ-передатчиков.

## ОЦЕНКА ОТКЛИКА ПАРАМЕТРОВ НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЫ НА РЕНТГЕНОВСКИЕ ВСПЫШКИ

Использованная в данной работе плазмохимическая модель основана на работе [Кудрявцев, Романюха, 1995]. Она включает в рассмотрение все ключевые процессы, протекающие в нижней ионосфере: прилипание электронов в тройных соударениях, фотоотлипание и отлипание при соударениях, преобразование положительных и отрицательных ионов, ионную и диссоциативную рекомбинации. Расчет ионизации в УФ- и рентгеновском диапазонах был произведен с использованием реальных данных потока солнечного излучения со спутника GOES по методике, описанной в [Корсунская, 2019]. Измеренный спутником GOES 6 сентября 2017 г. поток излучения показан на рис. 1 для диапазонов длин волн 0.05–0.4 и 0.1–0.8 нм.

Температура и концентрация нейтральных составляющих среды, являющиеся входными параметрами модели, оценивались по многолетним измерениям спутника AURA. Высотные профили параметров атмосферы были получены путем усреднения значений, соответствующих следующим гелиогеофизическим условиям: индекс $F10.7>100$, зенитный угол $\theta<80°$, широта $30°<\varphi<60°$, долгота $0°<\lambda<90°$, осенние месяцы.

На рис. 2 представлена рассчитанная динамика высотного профиля концентрации электронов $N_e$ над ГФО Михнево (55° N, 38° E) во время двух рентгеновских вспышек X-класса. Во время вспышки X9.3, максимум ионизации которой пришелся на 12:02 UT, самый большой относительный рост $N_e$ произошел на высоте 65 км. На этой высоте $N_e$ за 7 мин возросла более чем в 50 раз и составила $8.8\cdot10^3$ см$^{-3}$.

## ВЕРИФИКАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для верификации полученных результатов были использованы данные наземных радиофизических

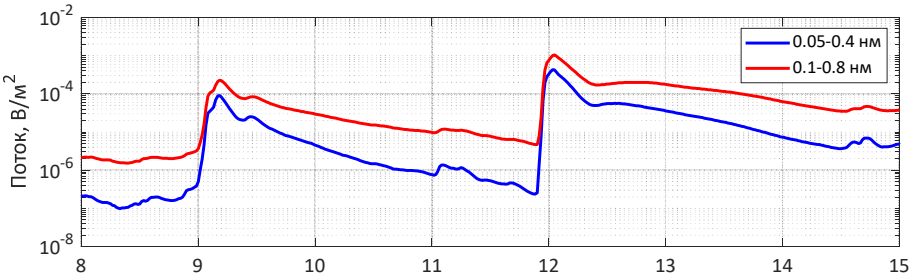



*Рис. 1.* Поток излучения со спутника GOES для 6 сентября 2017 г.

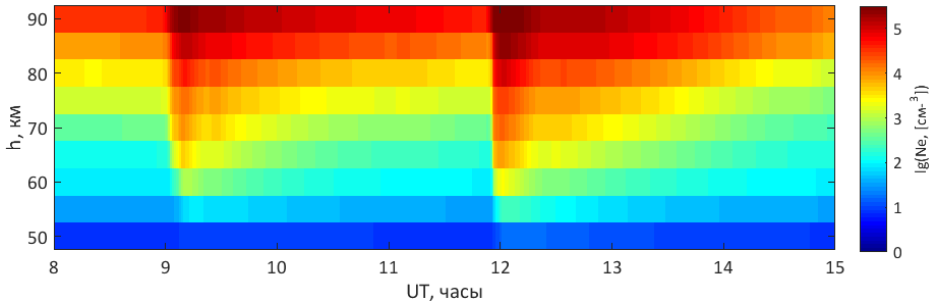



*Рис. 2.* Полученная динамика высотного профиля концентрации электронов и ионов во время рентгеновских вспышек 6 сентября 2017 г.

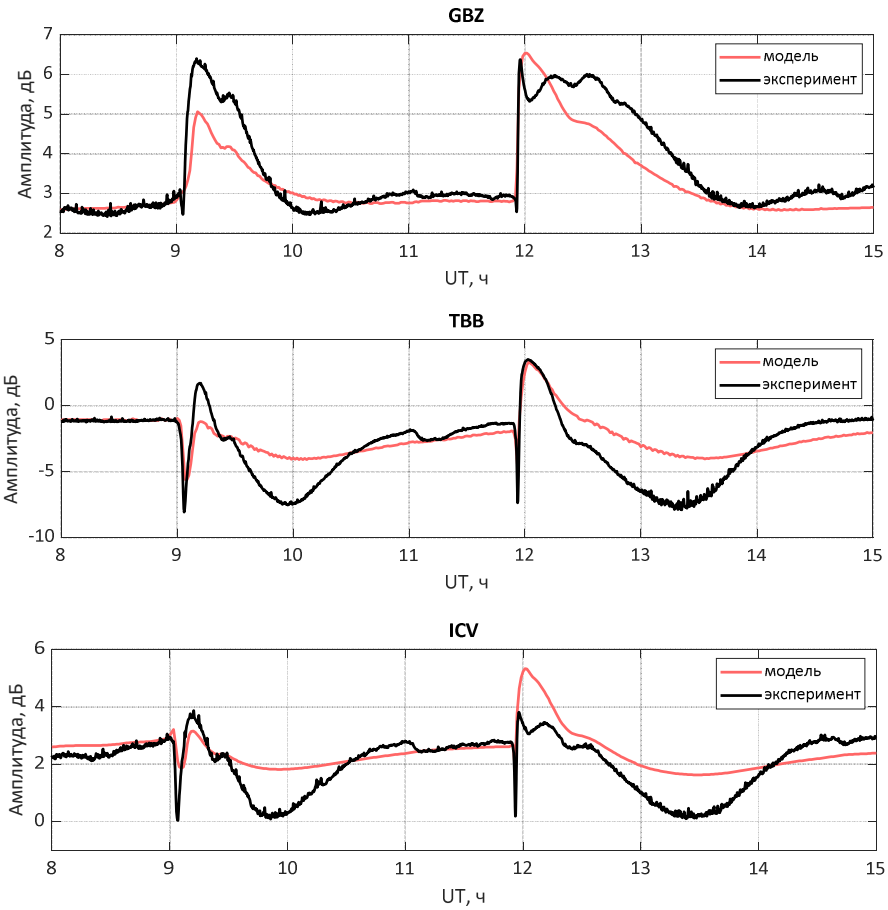



*Рис. 3.* Теоретические и экспериментальные значения амплитуд сигналов СДВ-диапазона, полученные в ГФО Михнево с помощью передатчиков GBZ, TBB, ICV

измерений, полученные в ГФО Михнево с помощью трех европейских СДВ-передатчиков: GBZ, ICV, TBB (19.6, 20.3, 26.7 кГц соответственно). Стоит отметить, что верификация результатов возможна только ниже высоты отражения сигналов, которая для данных частот в спокойных условиях составляет ~75 км.

Расчет амплитуды сигнала, прошедшего через смоделированную среду во время вспышек 6 сентября 2017 г., осуществлялся с использованием про-

граммы LWPC [Ferguson, 1998]. Результаты верификации показаны на рис. 3. Видно, что модель позволила качественно воспроизвести отклик параметров на вспышки X-класса на всех трех рассмотренных трассах, чего ранее не удавалось достичь с использованием более простой плазмохимической схемы ионизационно-рекомбинационного цикла даже во время более слабых рентгеновских вспышек [Bekker et al., 2021]. Стоит отметить и неплохое количественное согласие теоретических и экспериментальных кривых. В то же время, судя по полученным результатам, скорость релаксации среды является заниженной. Этот момент является предметом дальнейших исследований.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нижняя ионосфера Земли к настоящему моменту все еще является наименее изученной, поэтому исследование ее динамики как в спокойных условиях, так и под действием возмущений, остается крайне актуальным. Решение задач по моделированию отклика параметров нижней ионосферы на рентгеновские вспышки различной мощности и верификация полученных результатов необходимы для дальнейшего успешного прогноза состояния ионосферы в схожих гелиогеофизических условиях. В частности, корректное решение таких задач позволит повысить точность расчета радиофизических характеристик сигналов СДВ-диапазона, которые распространяются в волноводе Земля — ионосфера, верхней границей которого является D-область (50–90 км).

В результате данного исследования сделан вывод, что построенная плазмохимическая модель продемонстрировала неплохие прогностические способности для описания среды во время сильных возмущений и может быть использована для решения задач такого типа. Тем не менее, она требует дальнейшего уточнения, в первую очередь, в части процессов релаксации среды после сильных возмущений.

Работа выполнена в рамках Проекта РНФ № 21-77-00071.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Гаврилов Б.Г, Ляхов А.Н., Поклад Ю.В. и др. Геофизические эффекты солнечной вспышки 6 сентября 2017 г. *Труды XXIV международного симпозиума «Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы»*. 2018. С. Е33–Е36.

Корсунская Ю.А. Эвристическая модель для восстановления рентгеновской части солнечного спектра по спутниковым данным в интересах геофизических приложений. *Солнечно-земная физика*. 2019. Т. 5, № 3. С. 89–101.

Кудрявцев В.П., Романюха Н.Ю. Моделирование ионизационно-рекомбинационных процессов в средней атмосфере. *Математическое моделирование*. 1995. Т. 7, № 3. С. 3–18.

Bekker S.Z., Ryakhovsky I.A., Korsunskaya J.A. Modeling of the lower ionosphere during solar X-ray flares of different classes. *J. Geophys. Res.: Space Phys*. 2021. Vol. 126, no. 2. e2020JA028767.

Ferguson J.A. Computer Programs for Assessment of Long-Wavelength Radio Communications. Version 2.0., Technical document 3030. San Diego, CA: Space and Naval Warfare Systems Center. 1998.

УДК 535.375.56

# ВОЗМОЖНОСТЬ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ЛИДАРНОЙ ТЕХНОЛОГИИ ДЛЯ НАБЛЮДЕНИЯ АЭРОЗОЛЬНОГО НАПОЛНЕНИЯ В МЕЗОСФЕРЕ

**[1, 2]С.М. Бобровников, [1]В.И. Жарков, [1]А.И. Надеев, [1]Д.А. Трифонов**

[1]Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, Томск, Россия
trifonov@iao.ru
[2]Национальный исследовательский Томский государственный университет, Томск, Россия

# APPLYING LIDAR TECHNOLOGY FOR OBSERVATION OF AEROSOL FILLING IN THE MESOSPHERE

**[1, 2]S.M. Bobrovnikov, [1]V.I. Zharkov, [1]A.I. Nadeev, [1]D.A. Trifonov**

[1]V.E. Zuev Institute of Atmospheric Optics SB RAS, Tomsk, Russia
trifonov@iao.ru
[2]National Research Tomsk State University, Tomsk, Russia

**Аннотация.** Представлен лидар высокого спектрального разрешения на основе йодного молекулярного фильтра для измерений отношения рассеяния в диапазоне высот 10–90 км, а также корректных измерений вертикального распределения температуры стратосферы и мезосферы. Показано, что использование технологии высокого спектрального разрешения позволяет разделить молекулярную и аэрозольную составляющие в сигнале рэлеевского рассеяния.

**Ключевые слова:** лидар высокого спектрального разрешения, молекулярное рассеяние, аэрозольное рассеяние, мезосфера.

**Abstract.** This paper presents the High Spectral Resolution Lidar which is based on an iodine molecular filter and aimed at measuring the scattering ratio in the altitude range from 10 to 90 km and at correct measuring of the vertical temperature distribution of the stratosphere and mesosphere. Application of high spectral resolution technology is shown to make it possible to separate the molecular and aerosol components in the Rayleigh scattering signal.

**Keywords:** High Spectral Resolution Lidar (HSRL), molecular scattering, aerosol scattering, mesosphere.

## ВВЕДЕНИЕ

При измерении вертикального распределения температуры атмосферы используются лидары на основе рэлеевском рассеянии, поскольку измерение температуры связано с восстановлением профиля молекулярной плотности атмосферы [Hauchecorne, Chanin, 1980; Shibata et al., 1986] и последующим его пересчетом в температуру, оправданном в предположении гидростатического равновесия атмосферы. Исходной информацией для таких лидаров является интенсивность несмещенного рассеяния зондирующего излучения, при этом принципиально неразделимы вклады молекулярного и аэрозольного рассеяния. Последнее обусловливает основной недостаток метода — он оказывается работоспособным лишь для области атмосферы, свободной от присутствия аэрозоля. Обычно это интервал высот от 30 км и выше [Hauchecorne, Chanin, 1980; Shibata et al., 1986; Бобровников и др., 2019]. Однако в некоторых работах встречаются результаты, где аэрозольное наполнение присутствовало в диапазоне высот 60–90 км. В работе [Матвиенко и др., 2019] акцентировалось внимание на том, что зарегистрированные слои в диапазоне высот 80–90 км являются уникальным случаем серебристых (мезосферных) облаков. Работа [Коршунов, Зубачев, 2022] посвящена влиянию увеличения обратного аэрозольного рассеяния в нижней мезосфере при измерении вертикального распределения температуры атмосферы по сигналам рэлеевского рассеяния. Обе эти работы говорят о том, что аэрозольное наполнение атмосферы, превышающее фоновое значение, может быть в диапазоне высот как 0–30 км, так и 60–90 км. При восстановлении вертикального распределения температуры необходимо использовать либо модель атмосферы, либо переходить на многоволновое зондирование, либо применять специальные средства регистрации лидарного сигнала, которые будут разделять аэрозольную и молекулярную составляющие в сигнале несмещенного рассеяния.

Для выделения чисто молекулярного рассеяния из сигнала несмещенного рассеяния используется методика, основанная на технологии высокого спектрального разрешения, которая заключается в разделении лидарных откликов молекулярного рассеяния и рассеяния Ми (аэрозольного) с помощью узкополосного молекулярного абсорбционного фильтра на парах йода. Техническая реализация метода возможна только с использованием импульсного одночастотного лазера с инжектором с сверхузким спектром излучения [Бобровников и др., 2019].

В работе [Бобровников и др., 2019] подробно описан лидарный комплекс Сибирской лидарной станции (СЛС) с возможностью применения узкополосного молекулярного абсорбционного фильтра на парах йода для подавления аэрозольной составляющей в несмещенном рассеянии, что позволяет корректно восстанавливать вертикальное распределение температуры атмосферы в диапазоне высот 30–90 км. Помимо температуры атмосферы, использование технологии высокого спектрального разрешения позволит определить аэрозольное наполнение мезосферы путем расчета отношения рассеяния. На рис. 1 показана схема лидара СЛС на базе главного зеркала с возможностью использования технологии высокого спектрального разрешения.

Как видно на рис. 1, на лидаре СЛС есть возможность регистрировать несмещенное рассеяние с использованием обтюратора для перекрытия фотокатода

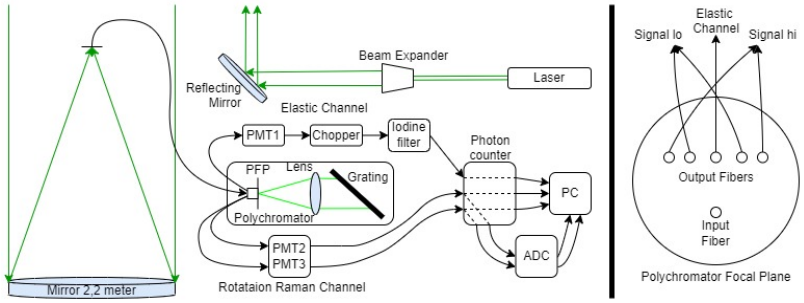



*Рис. 1.* Схема лидара высокого спектрального разрешения на базе главного зеркала СЛС ИОА им. В.Е. Зуева СО РАН

ФЭУ в диапазоне высот 0–30 км и узкополосного молекулярного абсорбционного фильтра на парах йода для отделения молекулярной составляющей от аэрозольной. Следовательно, по сигналу несмещенного рассеяния есть возможность рассчитывать отношение рассеяния в диапазоне высот 40–90 км. А в диапазоне высот 10–40 км для расчета отношения рассеяния можно использовать сигнал чисто вращательного спектра спонтанного комбинационного рассеяния (СКР) на молекулах азота и кислорода. В данной работе будет рассмотрен случай для диапазона высот 40–90 км.

Отношение рассеяния рассчитывается из лидарного сигнала по формуле (1) [Матвиенко и др., 2020; Набокин, 2018]:

$$R(H) = \frac{S(H)H^2}{CT^2(H)\beta_m(H)}, \quad (1)$$

где $S(H)$ — лидарный сигнал; $H$ — высота; $T(H)$ — прозрачность слоя атмосферы от лидара до высоты $H$ на длине волны лазера; $\beta_m(H)$ — коэффициент обратного молекулярного рассеяния; $C$ — аппаратурная постоянная лидара, включающая площадь приемного телескопа, пропускание приемопередающего тракта, энергию лазерного импульса, квантовую эффективность фотодетектора. Значения $\beta_m(H)$ рассчитывались из модели атмосферы NRLMSISE-90, при расчетах указывалось время и место измерения лидарного сигнала на СЛС. Однако использование модельных данных для расчета коэффициента обратного молекулярного рассеяния может привести к некорректным расчетам отношения рассеяния из-за возможного различия во времени и пространстве расчета модельных данных относительно измерений на СЛС. Для устранения этих недостатков необходимо проводить измерения коэффициента обратного молекулярного рассеяния одновременно по времени и географическому положению с регистрацией лидарных сигналов при помощи зондов или оценить достоверность пересчета к месту расположения СЛС используемых моделей атмосферы NRLMSISE-90.

На рис. 2 показано рассчитанное вертикальное распределение отношения рассеяния с использованием йодного фильтра и перестраиваемого Nd:YAG-лазера на длине волны 532.094 нм.

Видно, что рассчитанное отношение рассеяния близко к единице во всем диапазоне измерений, кроме участка 85–90 км. Таким образом, использование технологии высокого спектрального разрешения

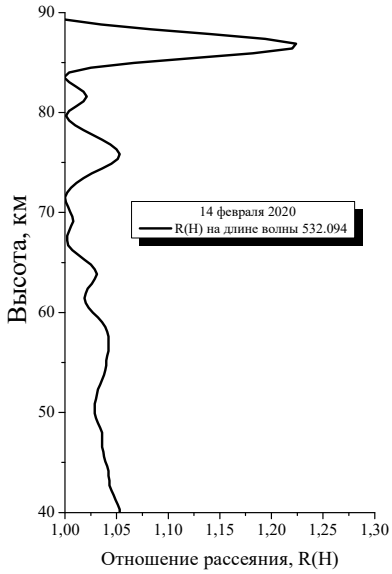



*Рис. 2*. Вертикальное распределение отношение рассеяния в диапазоне высот 40–90 км на лидарном комплексе СЛС 14.02.2020. Время измерения 30 мин

позволяет подавить аэрозольную составляющую в несмещенном рассеянии, что дает возможность корректно восстанавливать температуру атмосферы. На участке трассы зондирования 85–90 км отношение рассеяния, рассчитанное по лидарному сигналу, прошедшему через йодный фильтр, составляет 1.25, что является показателем присутствия частиц метеорной дымки — продукта абляции метеороидов размерами сотни микрон на высотах 75–120 км [Bardeen et al., 2008, Коршунов, Зубачев, 2022].

В работе [Бобровников и др., 2019] акцентировалось внимание на том, что использование узкополосного молекулярного абсорбционного фильтра на парах йода повысит точность измерения температуры атмосферы по сигналу несмещенного рассеяния. Однако для корректного восстановления плотности атмосферы с последующим пересчетом в температуру необходимо оценить, какая часть спектра молекулярного рассеяния будет подавлена йодным фильтром. Дальнейшая работа будет посвящена этому вопросу.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для измерения отношения рассеяния в диапазоне высот 10–90 км на базе главного зеркала СЛС можно использовать как технологию высокого спектрального

разрешения лидарного сигнала рэлеевского рассеяния (40–90 км), так и лидарные сигналы чисто вращательного спектра спонтанного комбинационного рассеяния на молекулах азота и кислорода (10–40 км).

Использование модельных данных может привести к ошибке измерений отношения рассеяния, следовательно, необходимо оценить точность модельных данных либо одновременно с лидарным измерениями проводить измерения коэффициента аэрозольного рассеяния другими методами.

Использование технологии высокого спектрального разрешения в диапазоне высот 40–90 км позволяет определить содержание аэрозоля в стратосфере и мезосфере, которое необходимо учитывать при восстановлении вертикального распределения температуры атомсферы по сигналам несмещенного рассеяния.

Для корректного восстановления плотности атмосферы с последующим пересчетом в температуру по сигналам несмещенного рассеяния необходимо оценить спектр молекулярного рассеяния на предмет того, какая часть спектра будет подавлена после прохождения лидарного сигнала через узкополосный молекулярный абсорбционный фильтр на парах йода.

Работы выполнены с использованием оборудования ЦКП «Атмосфера» при частичной финансовой поддержке Минобрнауки России (Соглашение № 075-15-2021-661).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Бобровников С.М., Горлов Е.В., Жарков В.И., Трифонов Д.А. Применение технологии высокого спектрального разрешения на Сибирской лидарной станции. *Труды XVI конференции молодых ученых «Взаимодействие полей и излучения с веществом»*. 2019. С. 323–325.

Коршунов В.А., Зубачев Д.С. Увеличение обратного аэрозольного рассеяния в нижней мезосфере в 2019–2021 гг. и его влияние на измерения температуры рэлеевским методом. *Оптика атмосферы и океана*. 2022. Т. 35. № 01. С. 32–36. DOI: 10.15372/AOO20220105.

Матвиенко Г.Г., Бабушкин П.А., Бобровников С.М. и др. Лазерное и оптическое зондирование атмосферы. *Оптика атмосферы и океана*. 2019. Т. 32. № 09. С. 726–740. DOI: 10.15372/AOO20190906.

Матвиенко Г.Г., Маричев В.Н., Бобровников С.М. и др. Мезостратосферный лидар для гелио-геофизического комплекса. *Солнечно-земная физика*. 2020. Т. 6, № 2. С. 93–104. DOI: 10.12737/szf-62202007.

Набокин А. А. Моделирование отражений лидарных сигналов в верхней атмосфере. *Вестник КРАУНЦ. Физ.-мат. науки*. 2018. № 2 (22). С. 28–32. DOI: 10.18454/2079-6641-2018-22-2-28-32.

Bardeen C.G., Toon O.B., Jensen E.J., et al. Numerical simulations of the threedimensional distribution of meteoric dust in the mesosphere and upper stratosphere. *J. Geophys. Res*. 2008. Vol. 113. P. D17202.

Hauchecorne A., Chanin M.-L. Density and temperature profiles obtained by lidar between 35 and 75 km. *Geophys. Res. Lett*. 1980. Vol. 7. P. 565–568.

Shibata T., Kobuchi M., Maeda M. Measurement of den-sity and temperature profiles in the middle atmosphere with a XeF lidar. *Applied Optics*. 1986. Vol. 25, no. 5. P. 685–688.

УДК 551.510

# СУБМЕЗОМАСШТАБНЫЕ КОГЕРЕНТНЫЕ ВИХРЕВЫЕ СТРУКТУРЫ В АТМОСФЕРНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ В КОНТЕКСТЕ АНАЛИЗА ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ ЯВЛЕНИЙ НАД ТЕРРИТОРИЕЙ РОССИИ

**[1, 2]Н.В. Вазаева, [1]О.Г. Чхетиани, [1]В.Ф. Крамар, [1]Д.В. Зайцева**

[1]Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, Москва, Россия
vazaevanv@ifaran.ru
[2]Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

# SUBMESOSCALE COHERENT VORTEX STRUCTURES IN THE ATMOSPHERIC BOUNDARY LAYER IN THE CONTEXT OF ANALYSIS OF EXTREME PHENOMENA OVER RUSSIA

**[1, 2]N.V. Vazaeva, [1]O.G. Chkhetiani, [1]V.F. Kramar, [1]D.V. Zaytseva**

[1]A.M. Obukhov Institute of Atmospheric Physics RAS, Moscow, Russia
vazaevanv@ifaran.ru
[2]Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russia

**Аннотация.** Проводится исследование механизмов обменных процессов в области влияния когерентных структур. Среди них условия и механизмы генерации и поддержания когерентных субмезомасштабных структур, несмотря на давнюю регистрацию в численных моделях и достаточно уверенную и детальную экспериментальную регистрацию, до сих пор остаются не до конца ясными. В связи с важностью таких структур для разработки новых схем параметризаций при описании обменных процессов объектом исследования являлись эмиссии аэрозоля, формирование шквалов, ураганов, пыльных бурь и других экстремальных явлений, а также характеристики стриков.

**Ключевые слова:** субмезомасштабные когерентные структуры, турбулентность, спектры, спиральность, данные наблюдений.

**Abstract.** We studied mechanisms of exchange processes in the context of influence of coherent structures. Among them, the conditions and mechanisms of generation and keeping of coherent submesoscale structures remain not fully investigated until now, though they have been considered in numerical models for a long time and in experiments in details. Since such structures are important for the development of new parameterization schemes when describing exchange processes, this paper deals with aerosol emissions, the formation of squalls, hurricanes, dust storms and other extreme phenomena, as well as characteristics of streaks.

**Keywords:** submesoscale coherent structures, turbulence, spectra, helicity, observational data.

## ВВЕДЕНИЕ

Субмезомасштабные — от десятков секунд до минут и от десятков до сотен метров — вихревые структуры постоянно существуют в атмосферном пограничном слое (АПС), где всегда имеется значительный вертикальный сдвиг скорости ветра. В сечении, параллельном поверхности, эти структуры, называемые стриками, выглядят как чередование вытянутых в направлении средней скорости ветра полос низкой и высокой скоростей движения.

Образование стриков связывается с развитием немодальных возмущений в стратифицированном экмановском слое, испытывающих интенсивный алгебраический рост за конечные промежутки времени.

Стрики способны приводить к интенсификации эмиссии пыли с подстилающей поверхности и, таким образом, являются важной составляющей при описании экстремальных явлений. Такие структуры необходимо учитывать в схемах параметризаций АПС, поэтому данные об их масштабах и динамических характеристиках представляют большой интерес. Их уверенная и детальная дистанционная регистрация в приземном слое, где ранее акустическое зондирование ограничивалось техническими возможностями содаров, в настоящем исследовании стала возможной благодаря минисодару высокого разрешения (ВРМС). На наличие стриков указывают также данные о флуктуациях скорости и температуры в АПС, которые демонстрируют спектральные зависимости с наклоном, близким к $k^{-1}$ [Kader, Yaglom, 1991]. Несмотря на их давнее присутствие в численных моделях, надежная и детальная экспериментальная регистрация таких структур в АПС была отмечена относительно недавно [Drobinski et al., 2004]. По мнению наблюдателей, именно с этими структурами связаны наблюдаемые энергетические спектры с показателем степени –1. Физические механизмы укрепления и поддержания таких структур обычно связаны со сдвиговыми неустойчивостями [Drobinski, Foster, 2003] или с их конвективной аналогией [Никитин, Чернышенко, 1997], где роль температурного поля играют турбулентные напряжения Рейнольдса. В стриках происходит до 25 % турбулентной диссипации энергии. В некоторых работах эти структуры также называются крупномасштабной турбулентностью. Наличие спиральности в АПС может быть одним из источников усиления завихренности в таких структурах.

В данной работе проанализированы основные характеристики субмезомасштабных структур, включая частотные спектры на основе наблюдений, с учетом теоретических результатов [Чхетиани и др., 2019].

## КРАТКАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ВРМС И ПОЛУЧЕННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Для экспериментальной регистрации стриков используется доплеровский трехкомпонентный мини-

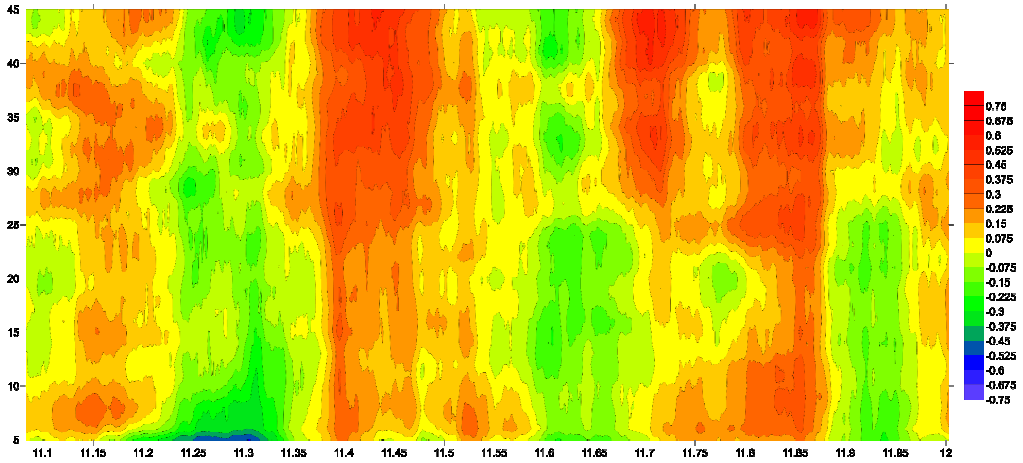


*Рис. 1*. Вертикальное поле скорости для часовой записи, выполненной минисодаром приземного слоя 23 июля 2018 г., 11.00–12.00 UT с 5-минутным осреднением

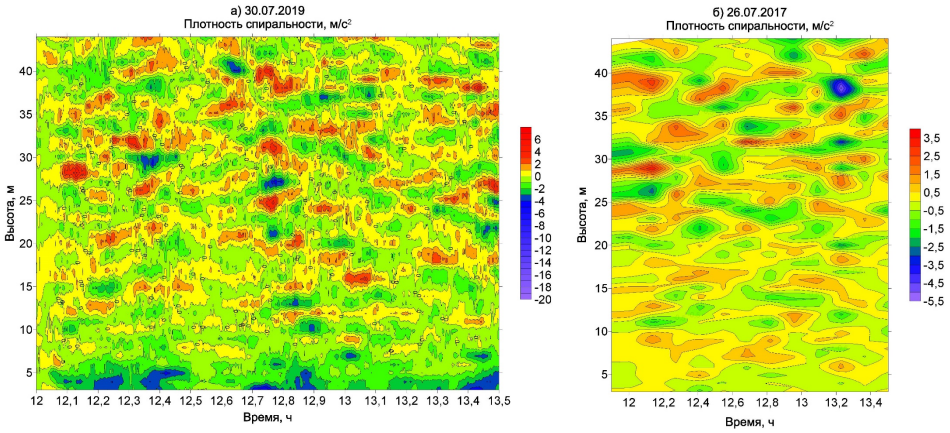



*Рис. 2*. Плотность спиральности стриков (м/с$^2$). Содарные измерения, Цимлянск: *а* — 30 июля 2019 г., *б* — 26 июля 2017 г. Параметр осреднения 5 мин. Плотность спиральности в стриках по результатам проведенных измерений составляет 0.5–4 м/с$^2$

содар высокого разрешения (ВРМС) с высокой достоверностью и хорошей точностью данных. Есть сведения об определении точности измерения скорости ветра. ВРМС использовался в летний период 2017–2019, 2021 гг. на Цимлянской научной станции; данные достоверны на высотах 2–45 м с разрешением 1 м по высоте и 1 с по времени. ВРМС фиксирует стрики с основным крупным временным масштабом 5–10 мин. и соответствующим пространственным масштабом 300–500 м, определяемым через среднюю скорость ветра, переносящего структуры.

Результаты измерения представляются в виде эхограмм. Верхняя панель — интенсивность эхосигнала в произвольных единицах, справа показана цветовая шкала в децибелах. Средняя панель — диаграмма вертикальной составляющей скорости, нижняя панель — профили модуля горизонтальной скорости ветра и ее направления, осредненные за 30 мин. В данных измерений ВРМС после осреднения четко идентифицируются субмезомасштабные когерентные структуры. Вертикальное поле скорости, плотность спиральности показаны на рис. 1, 2. Хорошо фиксируется основной крупный временной масштаб (5–7 мин для 2017 г., 6–8 мин для 2018 г., 7–10 мин для 2019 г.), наблюдаемый во всех трех компонентах поля скорости.

## ЧАСТОТНЫЕ СПЕКТРЫ КОМПОНЕНТ СКОРОСТИ И ТУРБУЛЕНТНАЯ СПИРАЛЬНОСТЬ

На рис. 3 показаны частотные спектры вертикальной компоненты скорости, измеренные с помощью акустического анемометра Gill Wind Master Pro HS Part 1951-PK-020 (*а*) и с помощью содара высокого разрешения (*б*), хорошо коррелируют между собой в области совпадения масштабов.

Для горизонтальных компонент скорости корреляция отсутствует в силу конструктивных особенностей содара, в котором антенны направлены под углом к горизонтальной плоскости. В области малых частот спектр имеет наклон, близкий к –1, при увеличении частоты наклон близок к –5/3. Наклон –1 связан с развитием стриков в АПС.

Для анализа еще одной удобной характеристики стриков — турбулентной спиральности — данные эксперимента 2012 г. сравнивались со значениями, измеренными содарами. Измерение турбулентной спиральности и ротора скорости (завихрен-

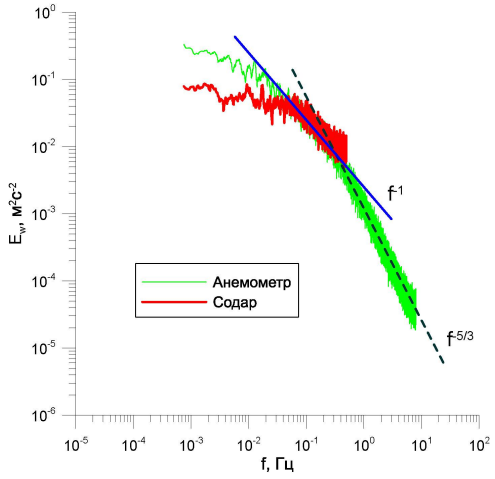



*Рис. 3*. Частотный спектр вертикальной компоненты скорости. Цимлянск, 30 июля 2019 г.

ности), а также получение данных спектров было выполнено ранее в ИПФ РАН акустическим фазовым методом в предположении измерения циркуляции скорости по замкнутому контуру. По результатам измерений турбулентной спиральности с усреднением 15 мин и данным акустического зондирования с усреднением 10 мин видна хорошая корреляция в вечерние часы (коэффициент корреляции с 20:00 до 21:00 UT равен 0.784) при отсутствии конвекции. Турбулентная спиральность измерялась в приземном слое до 10 м, спиральность поля скорости по данным акустического зондирования усреднена в слое до 70 м. В утренние часы обе измеренные спиральности хорошо коррелируют, но амплитудные значения не совпадают, вероятнее всего, за счет развивающихся конвективных движений (термиков). Значение турбулентной спиральности по данным измерений с учетом 15-минутного осреднения составляет ~0.01–0.1 м/с$^2$.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рост количества экстремальных событий в атмосфере вызывает увеличение спроса на системы мониторинга и прогнозирования переноса загрязнений. Исследование механизмов обменных процессов в различных метеорологических условиях необходимо для совершенствования моделирования экстремальных событий, для формирования которых обменные процессы в АПС играют определяющую роль. Когерентные структуры вносят большой вклад в эти процессы: среди них условия и механизмы генерации и поддержания когерентных субмезомасштабных структур, несмотря на давнюю регистрацию в численных моделях и достаточно уверенную и детальную экспериментальную регистрацию, до сих пор остаются не до конца ясными. Тем не менее, стрики важны для разработки новых схем параметризаций при описании обменных процессов, эмиссии аэрозоля, а также формирования шквалов, ураганов, пыльных бурь, поэтому их характеристики являются объектом исследования.

По результатам данной работы получены следующие выводы:

1. ВРМС фиксирует стрики с основным крупным временным масштабом 5–10 мин и соответствующим пространственным масштабом 300–500 м, определяемым через среднюю скорость ветра, переносящего структуры.

2. Плотность спиральности в стриках по результатам проведенных измерений составляет 0.5–4 м/с$^2$.

3. В области малых частот спектр имеет наклон, близкий к –1, при увеличении частоты наклон близок к –5/3, наклон –1 связан с развитием стриков в АПС.

4. Значение турбулентной спиральности по данным измерений с учетом 15-минутного осреднения составляет ~0.01–0.1 м/с$^2$.

Исследования выполнены при поддержке гранта Президента Российской Федерации для молодых ученых-кандидатов наук (проект № МК-5516.2022.1.5).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Никитин Н.В., Чернышенко С.М. О природе организованных структур в пристенных турбулентных течениях. *Механика жидкости и газа*. 1997. № 1. С. 24–30.

Чхетиани О.Г., Вазаева Н.В. Об алгебраических возмущениях в атмосферном пограничном слое. *Известия РАН. Физика атмосферы и океана*. 2019. Т. 55, № 5. С. 62—75.

Drobinski P., Foster R. C. On the origin of near-surface streaks in the neutrally-stratified planetary boundary layer. *Boundary-Layer Meteorology*. 2003. Vol. 108. P. 247–256.

Drobinski P., Carlotti P., Newsom R.K., Banta R.M., Foster R.C., Redelsperger J.L. The structure of the near-neutral atmospheric surface layer. *J. Atmosph. Sciences*. 2004. Vol. 61. P. 699–714.

Kader B.A., Yaglom A.M. Spectra and correlation functions of surface layer atmospheric turbulence in unstable thermal stratification. *Turbulence and Coherent Structures*. Springer. Dordrecht. 1991. P. 387–412.

УДК 533.951

# ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОПЕРЕЧНОЙ СТРУКТУРЫ МОНОХРОМАТИЧЕСКИХ АЛЬФВЕНОВСКИХ ВОЛН ПО ФАЗОВОМУ СДВИГУ МЕЖДУ КОМПОНЕНТАМИ ИХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

**А.А. Власов, А.С. Леонович, Д.А. Козлов**

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия
a.vlasov@iszf.irk.ru

# DETERMINING TRANSVERSE STRUCTURE OF MONOCHROMATIC ALFVÉN WAVES BY THE PHASE SHIFT BETWEEN COMPONENTS OF THEIR ELECTROMAGNETIC FIELD

**A.A. Vlasov, A.S. Leonovich, D.A. Kozlov**

Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia
a.vlasov@iszf.irk.ru

**Аннотация.** В неоднородной магнитосферной плазме альфвеновские волны имеют очень мелкомасштабную радиальную (поперек магнитных оболочек) структуру. Эта структура определяется типом альфвеновской волны. При наблюдениях альфвеновских волн на борту космических аппаратов трудно разделить локальные колебания волнового поля от тех, которые связаны с пересечением космическим аппаратом мелкомасштабной поперечной структуры волны. В настоящей работе для определения типа альфвеновских волн, наблюдаемых на борту космического аппарата, предложен новый метод фазовых портретов, основанный на данных о колебаниях поперечных компонентах электромагнитного поля волны. Показано, что сдвиг фаз между колебаниями этих двух компонент определяется мелкомасштабной радиальной структурой волны. Фазовый портрет альфвеновской волны представляет собой два связанных графика: радиального распределения поперечных компонент ее электрического (или магнитного) поля и радиального распределения сдвига фаз между этими компонентами. В настоящей работе представлены теоретически рассчитанные фазовые портреты основных типов ультранизкочастотных альфвеновских волн, наблюдаемых в магнитосферной плазме.

**Ключевые слова:** альфвеновские волны, МГД, фазовые портреты, магнитосферная плазма.

**Abstract.** In an inhomogeneous magnetospheric plasma, the Alfvén waves have a very small-scale radial (across magnetic shells) structure. This structure is determined by the type of the Alfvén wave. When observing Alfvén waves onboard spacecraft, it is difficult to separate local oscillations in the wave field from those associated with the spacecraft crossing the fine-scale transverse wave structure. In the present work, a new method of phase portraits, based on data on oscillations of transverse components of the electromagnetic wave field, is proposed to determine the type of Alfvén waves observed onboard a spacecraft. It is shown that the phase shift between the oscillations of these two components is determined by the small-scale radial structure of the wave. Phase portrait of Alfvén wave represents two connected graphs: radial distribution of transverse components of its electric (or magnetic) field and radial distribution of phase shift between these components. This paper presents theoretically calculated phase portraits of the main types of ultra-low frequency Alfvén waves observed in the magnetospheric plasma.

**Keywords:** Alfvén waves, MHD, phase portraits, magnetospheric plasma.

## ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальные исследования магнитосферных МГД-колебаний (геомагнитных пульсаций) имеют долгую историю [Dungey, Southwood, 1970; Pilipenko, 1990]. Эти исследования основывались на наблюдениях электромагнитных колебаний, регистрируемых на сетях высокочувствительных наземных магнитометров. Метод позволяет изучать магнитосферные колебания только по их косвенным проявлениям, поскольку волновое поле исходного сигнала претерпевает значительную трансформацию при проникновении из магнитосферы на поверхность Земли. С началом запусков в околоземное космическое пространство космических аппаратов появилась возможность исследовать магнитосферные МГД-колебания непосредственно в магнитосфере без искажающего влияния ионосферы и атмосферы [Takahashi, McPherron, 1982; Anderson et al., 1990].

Однако и в этом случае имеются определенные сложности. Альфвеновские волны в магнитосфере имеют весьма разнообразную поперечную структуру. Как правило, при проведении спутниковых наблюдений трудно определить, к какому типу относятся регистрируемые альфвеновские волны. Нескольких пространственно разнесенных спутников для этого недостаточно. В работе [Leonovich et al., 2021] была предложена методика, позволяющая определить радиальную структуру поля монохроматической альфвеновской волны по наблюдаемому фазовому сдвигу между поперечными компонентами колебаний их электромагнитного поля. С ее помощью были построены фазовые портреты кинетических альфвеновских волн, локализованных вблизи диссипативного слоя, в котором происходит полное поглощение их энергии электронами фоновой плазмы. В данной работе представлено дальнейшее развитие этой методики, которая позволяет определить радиальную структуру наблюдаемых в магнитосфере Земли альфвеновских волн различных типов.

## МЕТОД ПОСТРОЕНИЯ ФАЗОВЫХ ПОРТРЕТОВ АЛЬФВЕНОВСКИХ ВОЛН

Рассмотрим поле монохроматических МГД-волн. Если наблюдаемые колебания являются широкополосными, с помощью узкополосного фильтра в них всегда можно выделить достаточно узкую частотную полосу, в которой их можно считать почти монохроматическими. Если на спутнике, движущемся в магнитосфере, наблюдаются какие-либо МГД-колебания, возникает вопрос об их природе.

Самый простой способ определения типа наблюдаемых МГД-колебаний — это наличие/отсутствие каких-либо компонент их поля. Так, колебания продольной компоненты электрического поля связаны только с альфвеновскими волнами, а колебания продольной компоненты магнитного поля — только с магнитозвуковыми (БМЗ и ММЗ) волнами.

Для определения типа наблюдаемых МГД-колебаний можно использовать также их поляризационные характеристики. Например, определить тип наблюдаемой МГД-волны можно по отношениям амплитуд колебаний различных компонент их электромагнитного поля. Если в наблюдаемых колебаниях амплитуда поперечной компоненты магнитного поля много больше амплитуды продольной компоненты, в них доминирует поле альфвеновской волны. Если же амплитуды этих компонент сопоставимы друг с другом, это указывает на то, что в данной области доминирует поле БМЗ-волны.

Еще одним признаком магнитозвуковых волн является наличие в них возмущения газокинетического давления плазмы и давления магнитного поля. В отличие от магнитозвуковых волн в альфвеновских волнах давление плазмы и магнитного поля практически не возмущаются.

Предположим, что по вышеперечисленным признакам удалось определить, что наблюдаемые на космическом аппарате геомагнитные пульсации представляют собой альфвеновскую волну. Однако, как упоминалось выше, эти волны имеют весьма разнообразную поперечную структуру. Для определения этой структуры мы предлагаем метод построения фазовых портретов, т. е. определение фазового сдвига между колебаниями поперечных компонент электрического или магнитного поля наблюдаемых на спутнике альфвеновских волн. Если представить (в общем случае комплекснозначные) функции $B_\phi$ и $B_r$ в виде

$$B_\phi = |B_\phi| e^{i\phi_\phi},\ B_r = |B_r| e^{i\phi_r} \qquad (1)$$

и аналогичные выражения для электрических компонент поля $E_\phi$ и $E_r$, фазовый сдвиг между ними $\tilde{\Delta}\Phi = \Phi_\phi - \Phi_r$ определяется как

$$\tan\tilde{\Delta}\Phi = \frac{\mathrm{Im}(B_\phi / B_r)}{\mathrm{Re}(B_\phi / B_r)} = \frac{\mathrm{Im}(E_r / E_\phi)}{\mathrm{Re}(E_r / E_\phi)}, \qquad (2)$$

где $B_\phi$ и $E_\phi$ — азимутальные компоненты, $E_\phi$ и $E_r$ — радиальные компоненты магнитного и электрического поля соответственно. Отметим, что, поскольку рассматриваемые нами альфвеновские волны крайне мелкомасштабны поперек магнитных оболочек, их структуру можно представить в виде разложения в ряд по гармоникам вида

$$B_\phi\, i\nabla_r U(r) H(r,l) e^{(im\phi - i\omega t)},$$

$$B_r \sim mU(r) H(r,l) e^{im\phi - i\omega t}, \qquad (3)$$

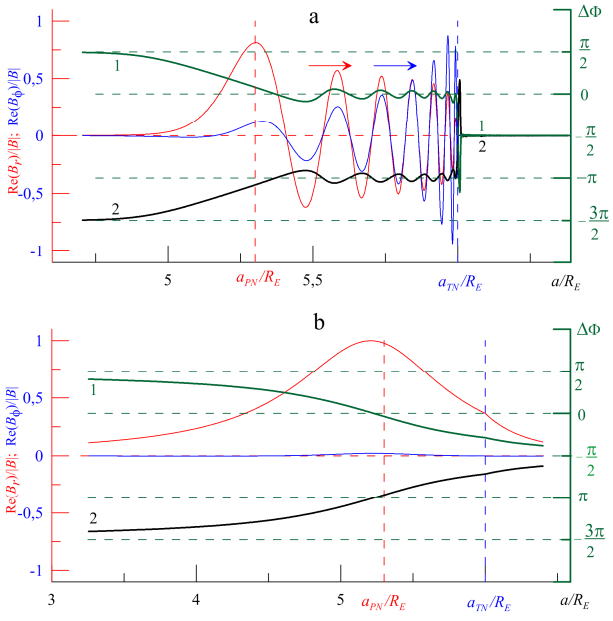
где $m$=0, 1, 2, 3, … — азимутальное волновое число; ω — частота волны; $t$ — время, функция $U(r)$ описывает мелкомасштабную радиальную (по координате $r$) структуру альфвеновской волны волны, а функция $H(r, l)$ — ее крупномасштабную структуру вдоль силовых линий фонового магнитного поля ($l$ — длина силовой линии). При этом, как видно, сдвиг фаз

$$\tilde{\Delta}\Phi \approx -\arctan\frac{\mathrm{Re}[\nabla_r U(r)/U]}{\mathrm{Im}[\nabla_r U(r)/U]} \qquad (4)$$

однозначно связан с мелкомасштабной радиальной структурой альфвеновской волны и не зависит ни от времени, ни от ее структуры вдоль магнитных силовых линий и в азимутальном направлении. Имея теоретические фазовые портреты мелкомасштабных альфвеновских волн различных типов (рисунок), можно сравнить их с фазовыми портретами колебаний, наблюдаемых на спутнике, пересекающем область их локализации, и определить тип наблюдаемых альфвеновских волн.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен новый метод исследования мелкомасштабной радиальной структуры монохроматических альфвеновских волн с помощью построения их фазовых портретов. Для этого требуется построить график радиальной зависимости сдвига фаз (фазовый портрет) между колебаниями радиальной и азимутальной компонент магнитного (или электрического) поля альфвеновской волны, наблюдаемой на спутнике, пересекающем область ее локализации. Этот фазовый портрет можно сравнить с заранее рассчитанными теоретическими шаблонами и определить, к какому типу относятся наблюдаемые на космическом аппарате альфвеновские колебания и какова их мелкомасштабная радиальная структура.




Пример построения фазового портрета для основной гармоники стоячих альфвеновских волн с предельно большим азимутальным волновым числом $m$=500. Красная и синяя линии — радиальные (поперек магнитных оболочек) структуры соответственно радиальной $B_r$ и азимутальной $B_\phi$ компонент магнитного поля волны; черная линия — разность фаз между этими компонентами для слабозатухающих ($|\gamma| << \omega$, $\gamma < 0$) колебаний; зеленая линия — разность фаз для аналогичных слабонеустойчивых ($0 < \gamma << \omega$) колебаний

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Anderson B.J., Engebretson M.J., Rounds S.P., et al. A statistical study of Pc3-5 pulsations observed by the AMPTE/CCE Magnetic Fields Experiment. 1. Occurrence distributions. *J. Geophys. Res.* 1990. Vol. 95, no. A7. P. 10495–10523. DOI: 10.1029/JA095iA07p10495.

Dungey J.W., Southwood D.J. Ultra-low frequency waves in the magnetosphere. *Space Sci. Rev.* 1970. Vol. 10. P. 672–688. DOI: 10.1007/BF00171551.

Leonovich A.S., Kozlov D.A., Vlasov A.A. Kinetic Alfvén waves near a dissipative layer. *J. Geophys. Res.: Space Phys*. 2021. Vol. 126, e2021JA029580. DOI: 10.1029/2021JA029580.

Pilipenko V.A. ULF waves on the ground and in space. *J. Atmos. Terr. Phys*. 1990. Vol. 52, iss. 12. P. 1193–1209. DOI: 10.1016/0021-9169(90)90087-4.

Takahashi K., McPherron R.L. Harmonic structure of Pc3-4 pulsations. *J. Geophys. Res.* 1982. Vol. 87, no. A3. P. 1504–1516. DOI: 10.1029/JA087iA03p01504.

УДК 537.86

# ПРОГРАММНО ОПРЕДЕЛЯЕМЫЙ ОНЧ-ПРИЕМНИК ДЛЯ МОНИТОРИНГА ВНЕЗАПНЫХ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

**Л.С. Варзарь, А.М. Падохин**

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия
varzar.ls18@physics.msu.ru

# SOFTWARE DEFINED VLF RECEIVER FOR MONITORING SUDDEN IONOSPHERIC DISTURBANCES

**L.S. Varzar, A.M. Padokhin**

Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia
varzar.ls18@physics.msu.ru

**Аннотация.** Описывается разработанный программно-определяемый ОНЧ-приемник на основе программного обеспечения GNURadio. В результате работы приемника были зафиксированы внезапные ионосферные возмущения, вызванные серией солнечных вспышек классов X и M в апреле – мае 2022 г.

**Ключевые слова:** ОНЧ, GNURadio, внезапные ионосферные возмущения, солнечные вспышки.

**Abstract.** This paper describes the software defined VLF receiver based on the GNURadio software. The receiver recorded sudden ionospheric disturbances from series of X and M class solar flares in April – May 2022.

**Keywords:** VLF, GNURadio, sudden ionospheric disturbances, solar flares.

## ВВЕДЕНИЕ

Одной из актуальных задач современной геофизики является исследование ионосферных возмущений, вызванных высокоэнергетическими геофизическими событиями, такими как солнечные вспышки, геомагнитные бури, протонные высыпания, гамма-вспышки, солнечные затмения, разряды молний и землетрясения. Данные явления оказывают существенное воздействие на D-слой ионосферы, изучение которого затруднительно из-за малой электронной концентрации [Митра, 1977]. Эффективным методом его изучения является зондирование в ОНЧ-диапазоне. ОНЧ-сигналы распространяются в волноводе Земля — ионосфера, верхней границей которого является D-слой. Вариации электронной концентрации в D-слое, вызванные внезапными ионосферными возмущениями, приводят к изменению параметров волновода и могут быть зарегистрированы в амплитудных и фазовых характеристиках ОНЧ-сигналов.

В работе используется популярный в настоящее время благодаря наличию свободной среды разработки GNURadio программно-ориентированный подход к построению ОНЧ-приемника — детектора внезапных ионосферных возмущений, заключающийся в максимальном использовании методов цифровой обработки сигналов непосредственно в компьютере. Отметим, что с использованием данного подхода и среды GNURadio были разработаны применяемые в задачах томографии ионосферы УКВ-приемники сигналов низкоорбитальных спутниковых радиомаяков [Vierinen, 2014], а также детектор внезапных ионосферных возмущений ОНЧ-диапазона [Leech, 2010], на программно-аппаратную реализацию которого мы во многом опирались в настоящей работе.

## ПРОГРАММНО ОПРЕДЕЛЯЕМЫЙ ОНЧ-ПРИЕМНИК

Учитывая пересечение частотных диапазонов ОНЧ-радиоволн и звуковых волн, в качестве АЦП для регистрации ОНЧ-сигналов можно использовать звуковую карту персонального компьютера. В настоящей работе была использована внешняя звуковая карта SBX X-Fi Surround 5.1 с частотой дискретизации 96 кГц, что позволяет принимать сигналы ОНЧ-передатчиков в полосе 0–48 кГц. Звуковая карта была подключена через USB-порт к персональному компьютеру с операционной системой Linux Mint и установленной средой GNURadio. В качестве приемной антенны использовалась всенаправленная активная электрическая широкополосная (0–30 МГц) MiniWhip антенна, установленная на крыше физического факультета МГУ.

Программная реализация приемника в среде GNURadio показана на рис. 1. Блок Audio Source получает реальный сигнал с АЦП звуковой карты. После умножения на константу (Multiply Const) сигнал поступает на блок преобразования Гильберта (Hilbert), который переводит сигнал в комплексный вид для удобства дальнейшей обработки средствами GNURadio. После этого сигнал поступает на режекторный фильтр (FFT Filter с коэффициентами notch taps) для подавления гармоник сети питания (кратные гармоники 50 Гц). Далее сигнал поступает на фильтр с конечной импульсной характеристикой (Frequency Xlating FIR Filter), который производит сдвиг частоты на частоту принимаемой станции, выделение в сигнале заданной полосы с использованием окна Ханнинга с частотой отсечки 200 Гц и переходной частотой 40 Гц, а также децимацию (в 480 раз). После этого сигнал поступает на блок RMS, который вычисляет СКО сигнала в окне, т. е. его амплитудную характеристику. Блок (Keep 1 in N) осуществляет дополнительную децимацию (в 25 раз) данных мощности сигнала, после чего эти значения записываются на жесткий диск компьютера блоком File Sink с частотой дискретизации 8 Гц для последующего анализа. Дополнительно в программе предусмотрены блоки визуализации QT GUI Waterfall Sink и QT GUI Time Sink для отображения текущего спектра сигнала, поступающего с АЦП

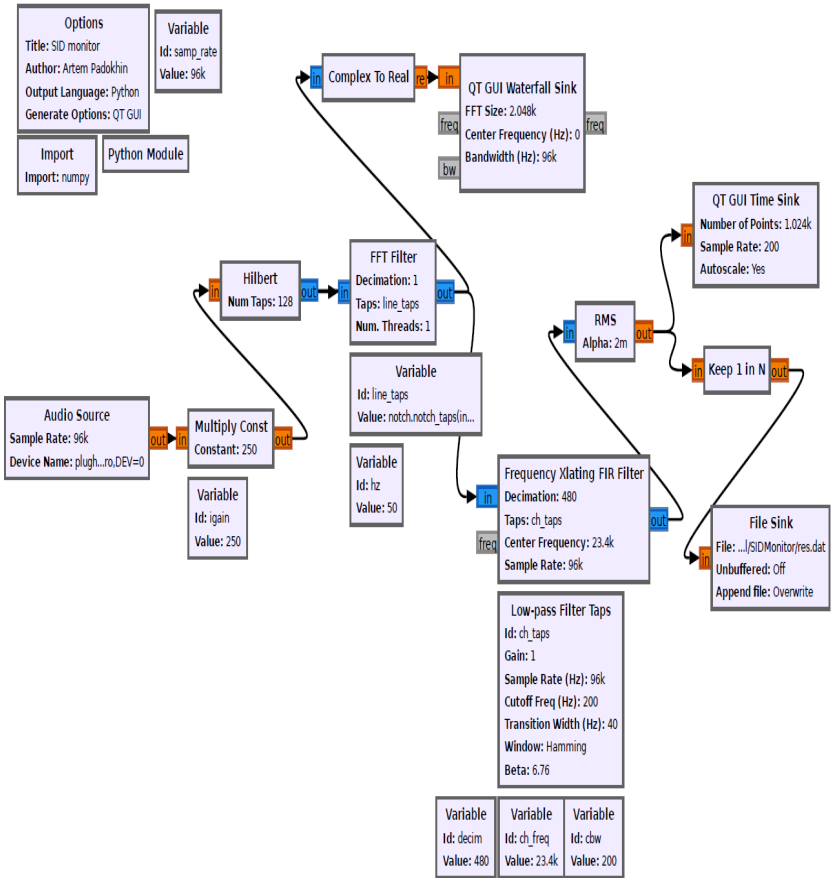



*Рис. 1.* Программная реализация ОНЧ-приемника в среде GNURadio

и амплитудной характеристики сигнала принимаемой ОНЧ-станции.

## ПРИМЕР РЕГИСТРАЦИИ ВНЕЗАПНЫХ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ, ВЫЗВАННЫХ СОЛНЕЧНЫМИ ВСПЫШКАМИ

Для тестирования разработанного приемника и детектирования внезапных ионосферных возмущений использовались сигналы двух европейских ОНЧ-передатчиков: HWU (21.75 кГц) и DHO38 (23.4 кГц). В период проведения тестовых экспериментов 30 апреля – 1 мая 2022 г. на Солнце была зарегистрирована серия вспышек классов M и X, самая интенсивная из которых (X1.1) произошла 30 апреля 2022 г. в 13:47 UT. На рис. 2 (вверху) показаны вариации рентгеновского излучения Солнца в диапазоне 1–8 Å по данным спутника GOES-16 в это время. Внизу показаны вариации интенсивности ОНЧ-сигналов со станций DHO38 (синяя кривая) и HWU (оранжевая кривая). В спокойные дни (29 апреля, 2 мая) можно наблюдать слабые вариации интенсивности сигнала в дневные часы, что связано с тем, что для трасс длинной более 2000 км основной вклад в интенсивность сигнала в дневное время вносит слабоменяющаяся земная волна. Можно наблюдать резкое падение интенсивности сигнала и последующий ее рост в часы восхода и захода и сильные вариации амплитуды в ночные часы для обеих станций, что связано с интерференцией сигналов, распространяющихся в виде земной и небесной волн — небесная волна начинает регистрироваться, когда D-слой рекомбинирует в отсутствие солнечного излучения. Отметим также периодическое профилактическое выключение станции DHO38 в утренние часы. При этом хорошо видно, что вариации интенсивности 30 апреля значительно (более чем на 3σ) отличаются от кривой спокойного дня. Нетрудно заметить также, что в момент прихода дополнительного ионизирующего излучения, вызванного солнечными вспышками, наблюдаются максимальные вариации интенсивности принятых сигналов. Это связано с дополнительной ионизацией в D-слое, которая влияет на параметры распространения небесной ОНЧ-волны. При этом видно, что в случае со станцией HWU дополнительная ионизация в D-слое, вызванная вспышкой, приводит к увеличению интенсивности принимаемого сигнала, а в случае станции DHO38, наоборот, — к уменьшению интенсивности принимаемого сигнала. Это можно объяснить различными длинами радиотрасс, что приводит к тому, что сигналы небесной и земной волн для станций DHO38 и HWU приходят на приемник с различным сдвигом фаз, вызывая за счет интерференции как положительные, так и отрицательные вариации амплитуды.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С использованием технологии программно-определяемого радио и библиотеки GNURadio был разрабо-

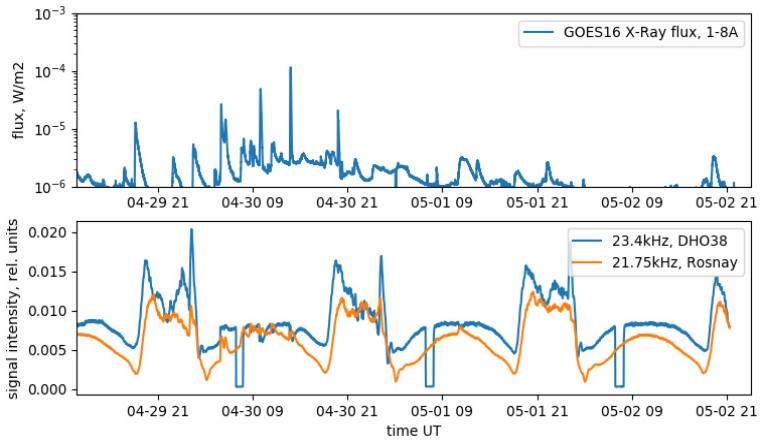



*Рис. 2.* Вариации рентгеновского излучения Солнца в диапазоне 1–8 Å по данным спутника GOES-16 (вверху) и вариации интенсивности ОНЧ-сигналов станций DHO38 и HWU на приемном пункте МГУ 29 апреля – 2 мая 2022 г.

тан и протестирован ОНЧ-приемник — детектор внезапных ионосферных возмущений. С его помощью наблюдались вариации амплитудных характеристик сигналов пары европейских ОНЧ-передатчиков, вызванные серией солнечных вспышек классов M и X в конце апреля — начале мая 2022 г. Разработанный приемник может использоваться не только для регулярного мониторинга внезапных ионосферных возмущений в D-слое ионосферы, но и в качестве экспериментальной основы задачи специального физического практикума для студентов отделений радиофизики и геофизики.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Митра А. *Воздействие солнечных вспышек на ионосферу Земли*. М.: 1977.

Ряховский И.А. Генерация и распространение КНЧ/ОНЧ-излучения в литосферно–ионосферной системе. Дисс. на соискание уч. степени к.ф.-м.н. Москва, 2014.

Leech M. Science without hardware: building an SDR SID Receiver in an afternoon. *Proc. SARA*. March 20–21, 2010.

Vierinen J., Norberg J., Lehtinen M.S., et al. Beacon satellite receiver for ionospheric tomography. *Radio Sci.* 2014. Vol. 49. P. 1141–1152. DOI: 10.1002/2014RS005434.

URL: https://www.gnuradio.org.

URL: https://www.swpc.noaa.gov.

УДК 551.51

# ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТОВ ЭЛЬ-НИНЬО В ВЕРХНИХ СЛОЯХ АТМОСФЕРЫ

**А.Н. Вяткин, О.С. Зоркальцева**

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия
aptemzm1997@gmail.com

# STUDY OF EL-NINO EFFECTS IN THE UPPER ATMOSPHERE

**A.N. Vyatkin, O.S. Zorkaltseva**

Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia
aptemzm1997@gmail.com

**Аннотация.** Глобальным процессом в нижних слоях является Эль-Ниньо-Южное колебание (ЭНЮК). Не вызывает сомнения проявление ЭНЮК в погодных и климатических аномалиях в разных регионах земного шара. Однако остается открытым вопрос, воздействует ли Эль-Ниньо на атмосферные процессы над Азиатским регионом, в частности, на верхние слои атмосферы. Для ответа на этот вопрос проведен комплексный анализ данных модели средней и верхней атмосферы для положительной и отрицательной фаз ЭНЮК.

**Ключевые слова:** Эль-Ниньо-Южное колебание, мезосфера — нижняя термосфера, планетарные волны, модель средней и верхней атмосферы.

**Abstract.** The global process in lower layers is the El Niño Southern Oscillation (ENSO). There is no doubt about ENSO manifestations in weather and climate anomalies in different regions of the world. However, the question remains whether El Niño affects atmospheric processes over the Asian region, in particular, the upper atmosphere. To answer this question a comprehensive analysis of the data of the middle and upper atmosphere model for the positive and negative ENSO phases has been carried out.

**Keywords:** El Niño Southern Oscillation, mesosphere — lower thermosphere, planetary waves, middle and upper atmosphere model.

## ВВЕДЕНИЕ

Эль-Ниньо-Южное колебание (ЭНЮК) представляет собой процесс взаимодействия океана и атмосферы, происходящий в экваториальной части Тихого океана, но имеющий значительные климатические последствия во всем мире. События Эль-Ниньо характеризуются повышением температуры поверхности океана в центральной части Тихого океана, большим количеством облаков над Тихим океаном и аномалиями циркуляции Уокера. Эль-Ниньо приводит к охлаждению экваториальной стратосферы и уменьшению температурного градиента между низкими широтами и полярным вихрем, ослабляя последний. В среднем полярный стратосферный вихрь слабее в годы Эль-Ниньо, чем в годы Ла-Нинья. Это означает, что в среднем зимняя стратосфера в высоких широтах теплее в годы Эль-Ниньо, однако мезосфера холоднее, что подтверждается спутниковыми данными и модельными экспериментами [Garcia-Herrera et al., 2006; Li et al., 2011; Li et al., 2013]. Считается, что Эль-Ниньо приводит к повышенной вероятности возникновения мажорных стратосферных потеплений [Taguchi, Hartmann, 2006]. Есть свидетельства того, что Эль-Ниньо проявляется и на верхних уровнях атмосферы. Например, в работах [Jacobi, Kürschner, 2002; Jacobi et al., 2017] обнаружена корреляция между Эль-Ниньо и зональным ветром на высоте 90 км над Германией. Сравнение индекса Эль-Ниньо и временных рядов ветра в мезосфере — нижней термосфере (МНТ) показывает, что в январе и феврале зональные ветры положительно коррелируют с индексом ЭНЮК. Авторы обнаружили задержку около одного месяца в реакции зонального ветра МНТ по отношению к индексу Эль-Ниньо. Наибольшие корреляции отмечались на высотах ~90 км и ослабевали с уменьшением высоты. Таким образом, был сделан вывод, что в годы Эль-Ниньо зимнее струйное течение в верхней и средней атмосфере слабее. Наблюдательные эффекты были качественно воспроизведены с использованием механистической модели глобальной циркуляции с заданными температурами тропосферы и выделением скрытого тепла для условия Эль-Ниньо и Ла-Нинья. Исследование вертикальной взаимосвязи атмосферных процессов [Jacobi, Kürschner, 2002; Jacobi et al., 2017] проведено на примере европейской обсерватории. В рамках данной работы внимание будет сфокусировано на особенностях поведения метеопараметров верхних слоев атмосферы при разных фазах ЭНЮК над Азиатским регионом.

## ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

Моделирование зимней циркуляции атмосферы до высот 120 км было проведено с помощью модели средней и верхней атмосферы (МСВА). МСВА представляет собой трехмерную нелинейную модель общей циркуляции атмосферы, реализованную на сетке 5.625° по долготе, 5° по широте. В качестве вертикальной координаты используется log-изобарическая высота $z=-H\ln(p/1000)$, где $p$ — давление в гПа; $H=7$ км. В последнюю версию МСВА включены новые параметризации: эффекты орографических гравитационных волн и нормальных атмосферных мод. Кроме того, в настоящей версии МСВА используются новые климатические распределения озона и паров воды в тропосфере, учитывающие долготные вариации. Для параметризации ЭНЮК в модели МСВА использовались данные MERRA о конвективных осадках. Распределение темпов нагрева рассчитывалось с использованием эмпирической

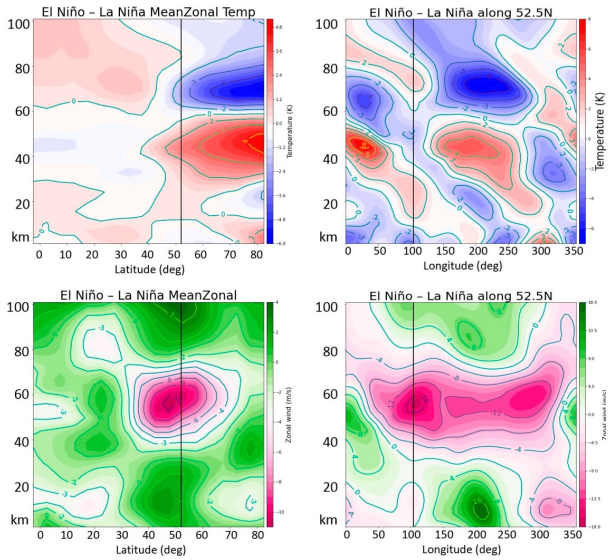



*Рис. 1.* Вертикальные профили разностей температуры во время Эль- и Ла-фаз ЭНЮК ($\Delta T$) для среднезональных значений (слева) и $\Delta T$ вдоль широты 52.5° N (справа). Вертикальные профили разностей зонального ветра во время Эль- и Ла-фаз ЭНЮК ($\Delta U$) для среднезональных значений (слева) и $\Delta U$ вдоль широты 52.5° N (справа)

формулы, предложенной в [Hong, et al., 1980]. На основе индексов ЭНЮК (MEI) были выбраны годы с положительной и отрицательной фазами ЭНЮК и построены композиты температуры скрытого тепла и нижние граничные условия для января этих лет. Распределение скоростей нагрева аппроксимировалось набором зональных гармоник с зональными волновыми числами $m=1\div4$ [Ermakova et al., 2019].

## РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1 (вверху) показаны вертикальные профили разностей температуры во время Эль- и Ла-фаз ЭНЮК ($\Delta T$) для среднезональных значений (слева) и $\Delta$T вдоль широты 52.5° N (справа). Внизу показаны вертикальные профили разностей зонального ветра во время Эль- и Ла-фаз ЭНЮК ($\Delta U$) для среднезональных значений (слева) и $\Delta U$ вдоль широты 52.5° N (справа). Видно, что высокоширотная стратосфера находится в области положительных $\Delta T$, а мезосфера — отрицательных. На широте 52.5° N максимальные $\Delta T$ наблюдаются над областями Атлантики и Тихого океана, а знакопеременные $\Delta T$ — в области стратопаузы. На широте и долготе Иркутска $\Delta U$ максимальны, видно, что эпизоды Эль-Ниньо ослабляют зональные потоки в стратосфере, но способствуют их усилению в тропосфере и мезосфере. Далее рассмотрим пространственные распределения $\Delta T$ на разных высотных уровнях.

На рис. 2 видно, что значительное влияние ЭНЮК оказывает на полярную область и районы Тихого океана и Атлантики. В стратосфере в области полярного вихря наблюдается положительная аномалия $\Delta T$, в мезосфере — отрицательная. Знакопеременная по вертикали структура $\Delta T$ отмечается и над океанами. Очень вероятно, что эпизоды Эль-Ниньо генерируют планетарные волны, которые распространяются по большому кругу в Северное полушарие и воздействуют даже на высокие слои атмосферы. Но, как видно на рис. 1, 2, эффекты ЭНЮК максимальны

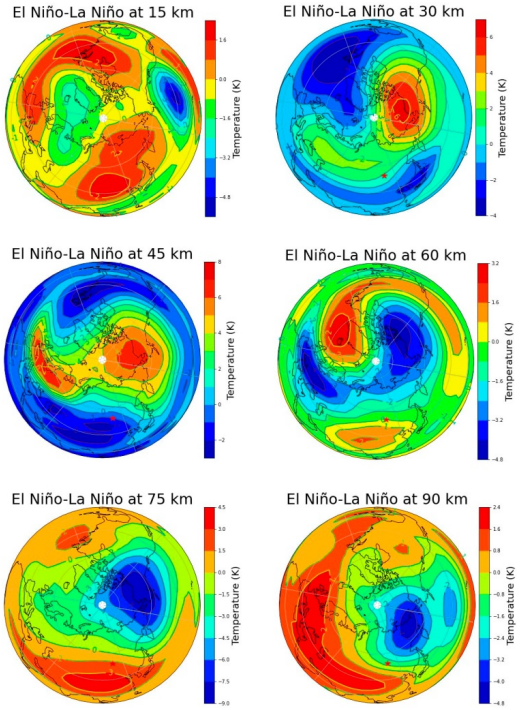



*Рис. 2.* Пространственное распределение разностей температуры во время Эль- и Ла-фаз ЭНЮК на различных высотах атмосферы

над океанами и в полярной области. Азиатский регион расположен на периферии возмущений, генерируемых ЭНЮК. В дальнейшем исследование будет продолжено и подкреплено спутниковыми данными и данными реанализа.

Работа выполнена в рамках проекта РНФ №22-77-10008.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Ermakova T.S, Aniskina O.G., Statnaia I.A., et al. Simulation of the ENSO influence on the extra-tropical middle atmosphere. *Earth, Planets and Space.* 2019. Vol. 71, iss. 1. Article id. 8. DOI: 10.1186/s40623-019-0987-9.

Garcia-Herrera R., Calvo N., Garcia R.R., Giorgetta M.A. Propagation of ENSO temperature signals into the middle atmosphere: A comparison of two general circulation models and ERA-40 reanalysis data. *J. Geophys. Res*. 2006. Vol. 111, D06101. DOI: 10.1029/2005JD006061.

Hong S-S, Wang P-H. On the thermal excitation of atmospheric tides. *Bull. Geophys*. 1980. Vol. 19. P. 56–84.

Jacobi Ch., Ermakova T., Mewes D., Pogoreltsev A.I. El Niño influence on the mesosphere/lower thermosphere circulation at midlatitudes as seen by a VHF meteor radar at Collm (51.3N, 13E). *Adv. Radio Sci*. 2017. Vol. 15. P. 199–206. DOI: 10.5194/ars-15-199-2017.

Jacobi Ch., Kürschner D. A possible connection of midlatitude mesosphere/lower thermosphere zonal winds and the Southern Oscillation. *Phys. Chem. Earth*. 2002. Vol. 27. P. 571–577. DOI: 10.1016/S1474-7065(02)00039-6.

Li T., Calvo N., Yue J., et al. Influence of El Niño-Southern Oscillation in the mesosphere, *Geophys. Res. Lett*. 2013. Vol. 40. P. 3292–3296. DOI: 10.1002/grl.50598.

Lu C., Liu Y., Liu C. Middle atmosphere response to ENSO events in Northern Hemisphere winter by the Whole Atmosphere Community Climate Model. *Atmos.-Ocean*. 2011. Vol. 49. P. 95–111. DOI: 10.1080/07055900.2011.576451.

Taguchi M., Hartmann D.L. Increased occurrence of stratospheric sudden warmings during El-Niño as simulated by WACCM. *J. Climate*. 2006. Vol. 19. P. 324–332. DOI: 10.1175/jcli3655.1.

*Секция В. Физика атмосферы Земли, включая околоземное космическое пространство. БШФФ-2022. С. 163–167.*

УДК 550.34+551.24

# GPS–TEC НАБЛЮДЕНИЯ ПЕРЕД ХУБСУГУЛЬСКИМ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЕМ Mw6.7 11 ЯНВАРЯ 2021 Г. В МОНГОЛИИ

**Н. Гомбодорж, Б. Батхуу**

Национальный научно-исследовательский институт астрономии и геофизики, Монгольская академия наук, Улан-Батор, Монголия
narantungalag@iag.ac.mn

# THE OBSERVATION OF GPS-TEC BEFORE Mw6.7 KHUVSGUL EARTHQUAKE ON JANUARY 11, 2021 IN MONGOLIA

**N. Gombodorj, B. Batkhuu**

Institute of Astronomy and Geophysics, Mongolian Academy of Science, Ulaanbaatar, Mongolia
narantungalag@iag.ac.mn

**Аннотация.** Исследовалось полное электронное содержание (TEC) в ионосфере по измерениям GPS непрерывно действующих опорных станций перед Хубсугульским землетрясением Mw6.7 11 января 2021 г. Мы использовали 16 опорных станций включая 8 станций в зоне подготовки землетрясения и другие 8 станций вне зоны для сравнения в течение 30 дней до землетрясения. Аномалия в вариациях TEC определялась по отклонению от границ, рассчитанных с помощью метода главных компонент. Кроме того, чтобы исследовать факторы, вызывающие вариации TEC, отдельно от сейсмического процесса, анализировались индексы геомагнитной (*Dst*, $K_p$) и солнечной (вспышки, *F*10.7) активности. Результаты показали, что отчетливо выраженное нарастание TEC наблюдалось по всем станциям на 19–20 день до землетрясения, что, возможно, было связано с геомагнитной активностью. Однако в основном положительные отклонения в вертикальном TEC были обнаружены на 12–13 и 2–3 дни до землетрясения по большинству станций во время периода спокойной космической погоды. Поскольку эти аномалии наблюдались и внутри и вне зоны подготовки землетрясения в обширной области континента, требуется дальнейшее исследование для отождествления этого эффекта.

**Ключевые слова:** GPS-TEC, аномалия TEC, предвестник землетрясения, Хубсугульское землетрясение Mw6.7.

**Abstract.** In this paper, we examined the total electron content (TEC) in the ionosphere measured by GPS based continuously operating reference stations (CORS) before Mw6.7 earthquake occurred on January 11, 2021. We used 16 CORS stations including eight stations in an earthquake preparation zone and other eight stations outside the zone for the comparison throughout 30 days prior to the earthquake. The anomaly in TEC variations was identified by deviation from limits calculated by principal statistical method. Moreover, to analyze the inducing factors for TEC variation aside from seismic process, the results were analyzed with geomagnetic activity (*Dst*, $K_p$) and solar activity (flares, *F*10.7). The results show that distinct increment in the TEC observed on 19–20$^{th}$ day over all stations prior to the earthquake which is possibly associated to the geomagnetic activity. However, mostly positive deviations in vertical TEC is detected on 12–13$^{th}$ day and 2–3$^{rd}$ day prior to the earthquake over most of stations during a quiet space weather period. Since these abnormalities are observed on both in and outside the earthquake preparation zone within the vast region of continent, further investigation is required to distinguish the effect.

**Keywords:** GPS-TEC, TEC anomaly, Earthquake precursor, Mw6.7 Khuvsgul earthquake.

## INTRODUCTION

Earthquake prediction has been always one of the most concerning studies for not only seismologist but also researchers from broad backgrounds as it possesses risk to human life and property. Before LAIC model, which interprets physical processes rising before earthquake as a complex system [Pulinets, Ouzounov, 2011], earthquake prediction was limited only to elusive seismic data analysis [e.g., Matsumura, 2009; Geller, 1997] and geological approach. However, as postulated in LAIC model, short term earthquake precursors would be observed in the atmosphere and ionosphere associated with the earthquake preparation process such as emanation of various gaseous [Pulinets, 2004] and formation of positive holes [Freund, 2009; Grant et al., 2015]. Following the discovery of ionospheric disturbance before Alaska 1964 earthquake [Leonard et al., 1965], ionospheric precursors has emerged as a promising parameter in pre-earthquake phenomenal study [Parrot, 1995; Freund, 2009; Pulinets, Ouzounov, 2011; Le et al., 2011; Piscini et al., 2017; Liu, 2018; Ouzounov et al., 2021]. For instance, Pulinets [2007] and Liu et al. [2000] observed noticeable decrease in $f_oF_2$ layer of ionosphere before certain strong earthquakes. Also, Liperovsky et al. [2005] discovered increase in ionospheric E layer disturbance before great earthquakes.

In addition, total electron content (TEC), the descriptive parameter in the ionosphere, has been analyzed in numerous studies using measurements derived from ground-based instrumentations, such as GPS receivers and Ionosonde [e.g. Zaslavski et al., 1998; Liu et al., 2000, 2004; Guo et al., 2015; Sharma et al, 2020]. According to the results, TEC anomalies, depletion or enhancements, were detected before strong earthquakes occurred around the world. Specifically, GPS derived TEC variations demonstrated a possible pre-earthquake TEC anomaly between 0 and 20 day before earthquakes by [Pulinets, 2009, Liu et al., 2011, etc].

Mongolia is seismic prone country, recently Mw6.7 earthquake where occurred on Jan 11, 2021 in Khuvsgul province. The epicenter was located at 51.3285° N and 100.3744° E. As it is recent moderate seismic event, we examined its possible pre-earthquake ionospheric precursor.

## DATA AND METHOD

In this study, we used data from 16 CORS stations including eight in earthquake preparation zone (EPZ) and eight outside the zone for 30 days prior to the earthquake. The EPZ radius is determined by the equation dependent of moment magnitude of the earthquake [Dob-

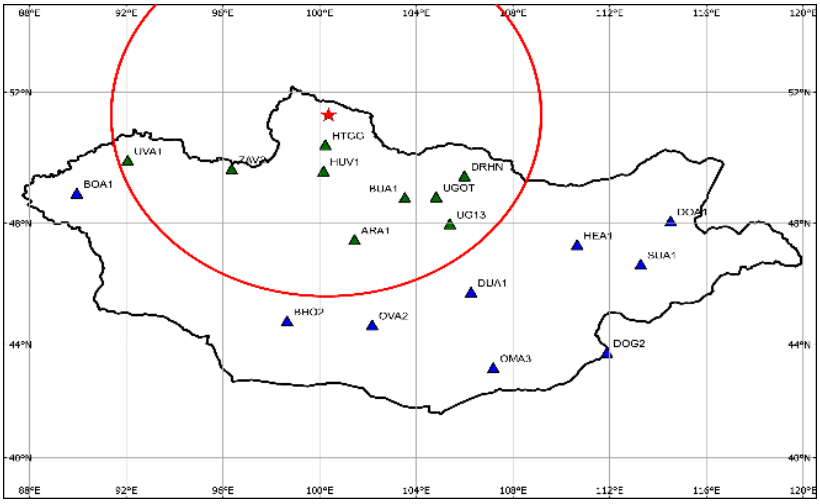



*Figure 1.* GPS stations used in the study

rovolsky et al., 1979] $R=10^{0.43M}$, where $R$ is the EPZ radius from earthquake epicenter [km] and $M$ is moment magnitude of selected earthquake. The EPZ radius is estimated to be 624 km for the Mw6.7 earthquake. The zone is shown in Figure 1 by red circle. Also, red star represents the earthquake epicenter, green and blue triangles represent CORS stations in EPZ and outside EPZ respectively.

GPS receiver data were processed by open source software called GPS-TEC developed by Gopi Seemala. TEC along the slant ray paths between a satellite and a ground station (sTEC) is calculated by difference between pseudo-ranges P1 and P2 as the following equation [Blewitt, 1990]:

$$sTEC = \frac{2\left(f_1 f_2\right)^2}{K\left(f_1^2 - f_2^2\right)}\left(P_2 - P_1\right),$$

where $f_1$ and $f_2$ are GPS signal frequencies ($f_1$=1575.42 MHz and $f_2$=1227.60 MHz) and $K$=80.62 ($m^3/s^2$) is a constant that relates the plasma frequency to the electron density. TEC is reported in TEC unit, where 1 TECU=$10^{16}$ el/$m^2$. Also, vertical TEC which considers zenith angle and biases of satellite and receiver can be obtained as,

$$vTEC = \left(sTEC - b_s - b_r\right)\arcsin\sin\left(\frac{R_E \cos\cos\alpha}{R_E + h}\right),$$

where $b_s$ and $b_r$ are the estimated satellite and receiver biases [Ma, Maruyama, 2003; Sharma et al., 2020]. The satellite and receiver biases files (p1p2 and p1c1) were obtained from CODE analysis data center, university of Bern (AIUB), and orbit files (Sp3) were obtained from IGS.

Furthermore, for the identification of seismo-ionospheric anomaly, the running median of 15 days ($\overline{TEC}$), considering diurnal and seasonal variations, and standard deviation σ were computed to construct the upper and lower bounds.

$$\text{Upper Boundary}\left(UB\right) = \overline{TEC} + 1.5\sigma,$$

$$\text{Lower Boundary}\left(LB\right) = \overline{TEC} - 1.5\sigma,$$

$v$TEC values above the upper bound or below the lower bound are considered as anomaly. In this paper, TEC anomaly is expressed as *dTECU*.

$$dTECU\begin{cases} TEC - UB, \text{ while } TEC > UB, \\ 0, \text{ while } TEC < UB, TEC > LB, \\ LB - TEC, \text{ while } TEC < LB. \end{cases}$$

## GEOMAGNETIC AND SOLAR ACTIVITY DURING THE OBSERVATION

Aside from earthquake, there are various inducing factors for TEC disturbance. Hence, we considered solar and geomagnetic activity factors to discriminate the detected anomaly due to the earthquake. Disturbance storm time index *Dst* and geomagnetic index $K_p$ are presented to measure geomagnetic activity. *Dst* and geomagnetic three-hour $K_p$ data is obtained from World Data Center for Geomagnetism, Kyoto University and GFZ German Research Centre for Geosciences, respectively. As for the solar activity magnitude, since there were no significant solar flares to affect the ionospheric disturbance, solar radio flux at 10.7 cm index $F10.7$ is presented [retrieved from NOAA]. These indices during the observation period are illustrated in Figure 2.

For solar-geomagnetic active period, where those indices exceed the following limits, $Dst$<<–30 nT, $K_p$>4 and $F10.7$>150 sfu [Zhu et al., 2010; Fuying et al., 2011], it is hard to distinguish the seismo-ionospheric anomaly from the space weather's. Figure 2 shows that solar and geomagnetic activities for 30 days prior to earthquake was relatively quiet, because *Dst* was not lower than –30 nT and $F10.7$ was lower than 150 sfu. However, $K_p$ on 21$^{st}$ day and 19$^{th}$ day pre-earthquake was peaked at 4.3, which indicates that minor geomagnetic storms on those days.

## OBSERVATION RESULTS

The earthquake was occurred at 21:32 LT on Jan 11, 2021 in Khuvsgul province of Mongolia. In the study, we analyzed 30 days TEC derived from GPS observation prior to the earthquake. Firstly, TEC data derived from

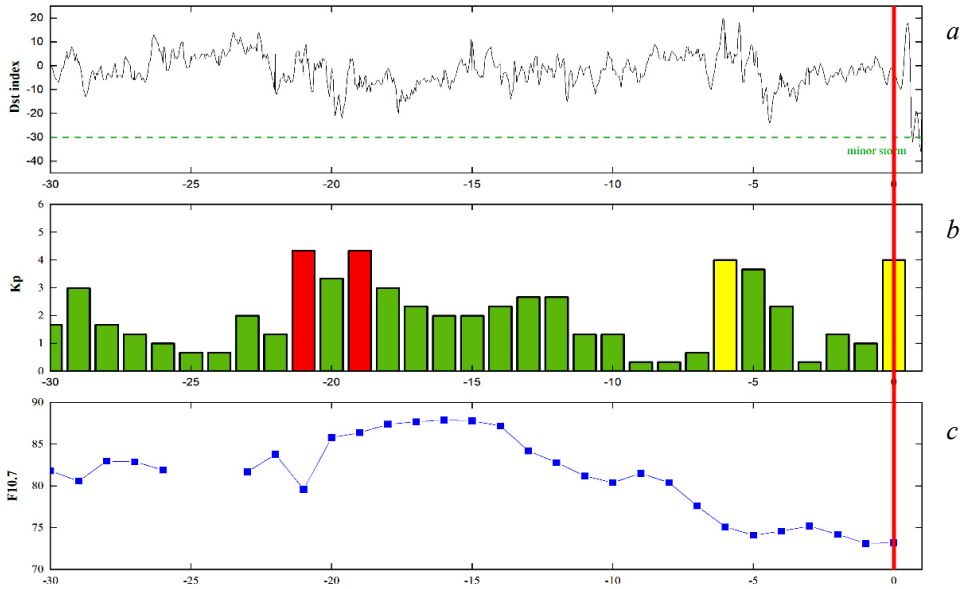



*Figure. 2.* Disturbance of solar activity and geomagnetic activity from Dec 12 to Jan 11 (UTC): time series of *Dst* (*a*), $K_p$, (*b*), *F*10.7 (*c*)

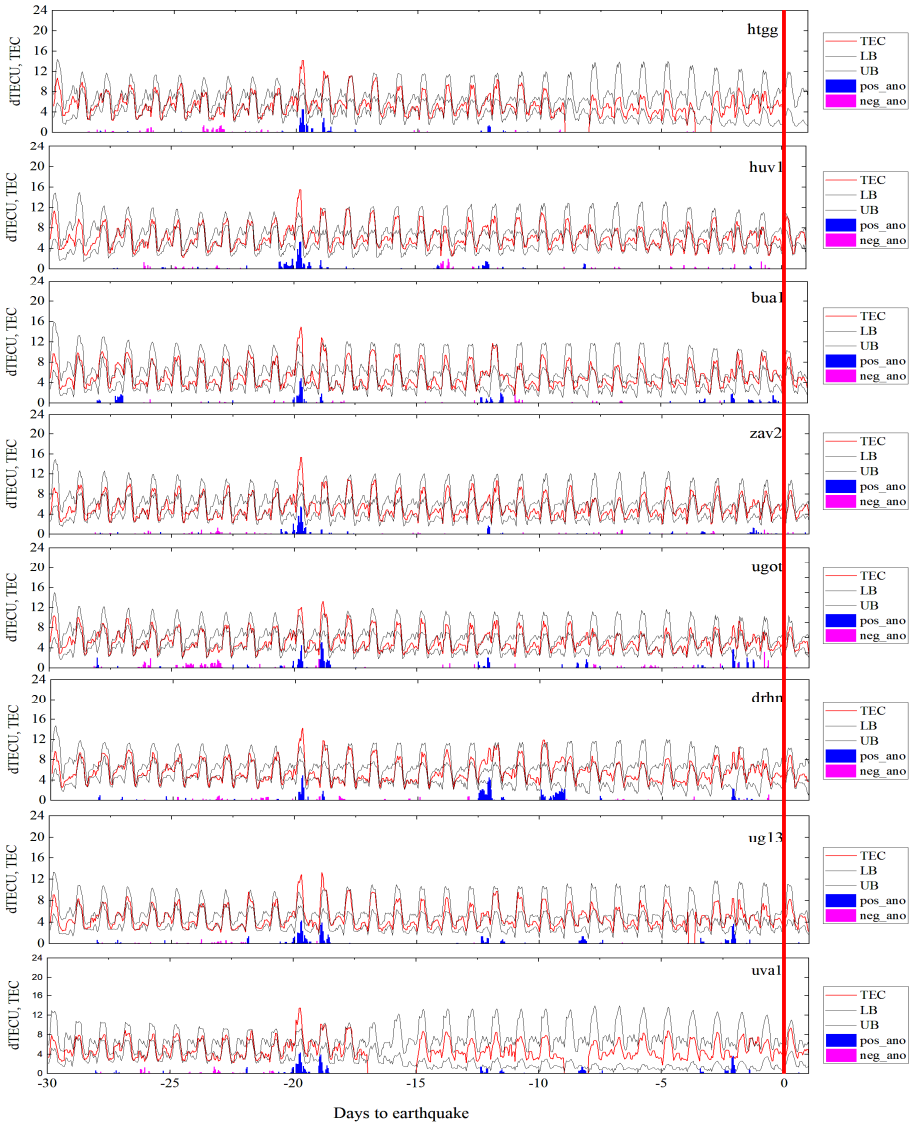



*Figure 3.* TEC values observed for 30 days derived from eight stations in the earthquake preparation zone in which vertical red line indicates earthquake time. Also, blue and pink columns show positive and negative anomaly respectively if the TEC value crosses boundaries

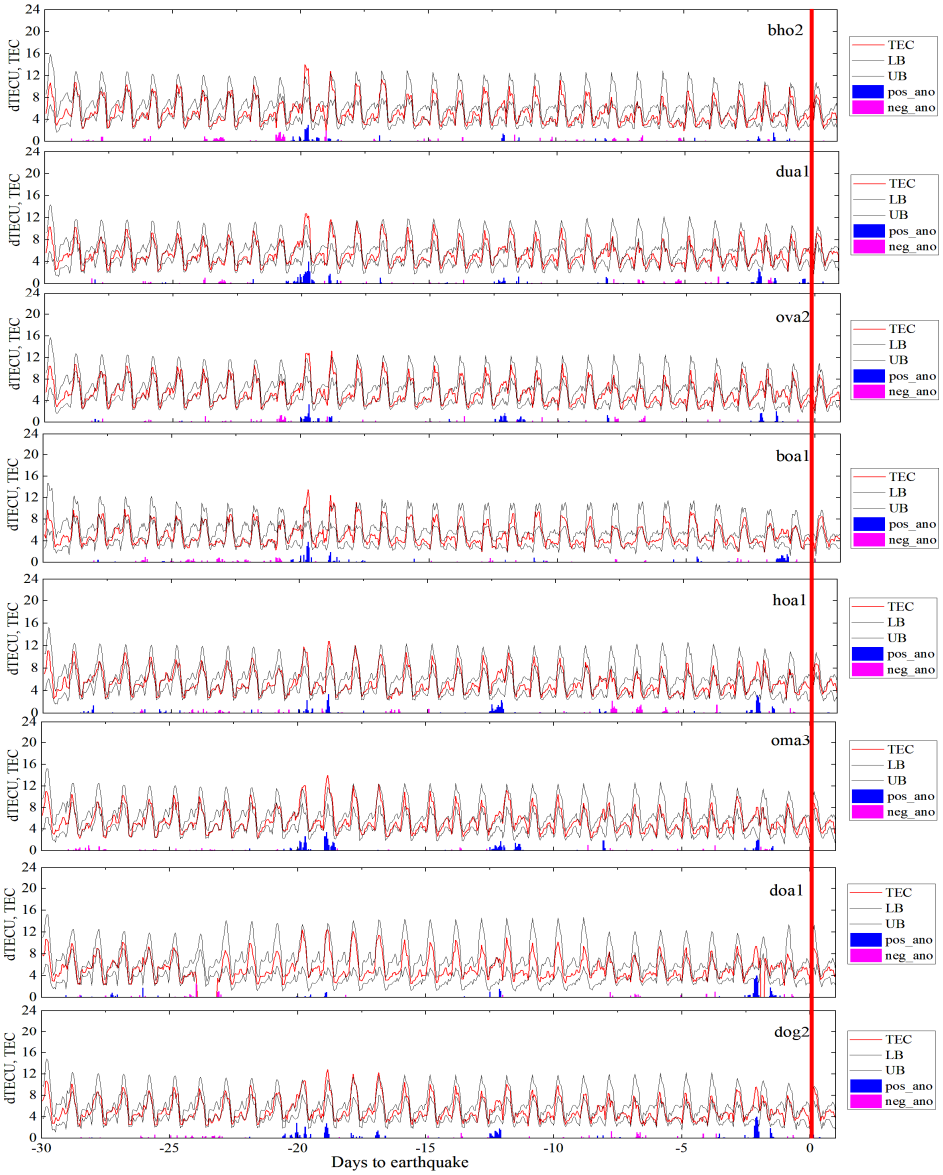



*Figure 4.* The same as in Figure 3 outside the earthquake preparation zone

eight GPS receivers located in the EPZ with distance of 110–610 km from epicenter were investigated. TEC time series over stations lying in EPZ, and their upper and lower boundaries are illustrated in Figure 3, in increasing order of distance from epicenter. The anomalies determined using statistical technique as moving median and standard deviation is also included in the graph. Positive and negative anomaly in TECU is embodied by blue and pink color columns respectively. The result shows multiple solid positive anomalies over almost all stations, including 19–20$^{th}$, 12–13$^{th}$ and 2–3$^{rd}$ days prior to the earthquake. The most noticeable anomaly observed throughout 19–20$^{th}$ day. TEC increased in average of 4–6 TECU for all stations. Specially, for the nearest stations from epicenter (htgg and huv1), it went up by 4.6 TECU and 5.33 TECU. An increment of 1.4 TECU lasting more than three hours is observed on 12–13$^{th}$ day for all stations except "drhn", where the value is measured as 3.5 TECU. Even though variation is not detected in all stations, approximately 4 TECU deviation is detected in most stations around 2–3 days before earthquake.

Moreover, the same observation is done for eight stations located outside of the EPZ in order to compare results and distinguish the source of ambiguity (Figure 4). The stations are located at the distance of 750–1200 km from earthquake epicenter. As shown in Figure 4, positive anomaly of 3–4 TECU is detected on 19–20$^{th}$ day as same as stations in EPZ, whereas the value was 1–2 TECU unit lower. The result could be explained in regards to distance from station to earthquake epicenter. Because higher *dTECU* is observed in stations inside EPZ than outside. The anomalous pattern of 12–13$^{th}$ day is also detected on four stations outside the EPZ. The detected *dTECU* was lower than the previous results. Thus, same explanation could be given. Inversely, for stations outside the EPZ, TEC variation on 2–3$^{rd}$ day is observed greater than the stations inside EPZ.

Furthermore, to explain the anomalies, we compared the result of analysis on geomagnetic and solar activity during the observation period. The geomagnetic $K_p$ index shows anomalous result on 19$^{th}$ and 21$^{st}$ day prior the earthquake, which coincidence with the TEC disturbances. So, the overall TEC variation on 19–20$^{th}$ day

is most likely to be forged due to the geomagnetic disturbances. However, solar-geomagnetic activity was quiet during the 2–3rd day and 12–13th day events, unlike the 19–20th event.

## CONCLUSIONS

The main objective of this study was to document our observations and to acquire a better understanding of the TEC disturbances in the ionosphere before earthquake. The observation results detected multiple solid positive anomaly 30 days before the earthquake.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ


Blewitt G. An automatic editing algorithm for GPS data. *Geophys. Res. Lett*. 1990. Iss. 17. P. 199–202.

Dobrovolsky I.P., Zubkov S.I., Miachkin V.I. Estimation of the size of earthquakepreparation zones. *Pure Appl. Geophys*. 1979. Iss. 117. P. 1025–1044.

Freund F. *Stress-activated positive hole charge carriers in rocks and the generation of pre-earthquake signals*. *Electromagnetic Phenomena Associated with Earthquakes.* Transworld Research Network, Trivandrum, 2009. P. 41–96.

Fuying Z., Yun W. Anomalous variations in ionospheric TEC prior to the 2011 Japan Ms9.0 earthquake, *Geod.Geodyn*. 2011. P. 8–11. DOI: 10.3724/sp.j.1246.2011.00008.

Geller R.J. Earthquake Prediction: a Critical Review. *Geoph. J. Inter*. 1997. Vol. 131, iss. 3. P. 425–450. DOI: 10.1111/j.1365-246x.1997.tb06588.

Guo J., Li W., Liu X., et al. On TEC anomalies as precursor before MW 8.6 Sumatra earthquake and MW 6.7 Mexico earthquake on April 11, 2012. *Geosciences J.* 2015. Iss. 19(4). P. 721–730. DOI: 10.1007/s12303-015-0005-6.

Le H., Liu J.Y., Liu L. A statistical analysis of ionospheric anomalies before 736 M6.0+ earthquakes during 2002–2010. *J. Geophys. Res*. 2011. Iss. 116. A02303. DOI: 10.1029/2010JA015781.

Leonard R.S., Barnes R.A. Observation of ionospheric disturbances following the Alaska earthquake. *J. Geophys. Res*. 1965. Iss. 70. P. 1250–1253. DOI: 10.1029/JZ070i005p01250.

Liperovsky V.A., Meister C.V., Liperovskaya E.V., et al. On spread-Es effects in the ionosphere before earthquakes. *Natural Hazards and Earth System Sciences*. 2005. Iss. 5. P. 59–62. DOI: 10.5194/nhess-5-59-2005.

Liu J.Y., Chen Y.I., Pulinets S.A., et al. Seismo-ionospheric signatures prior to Mw6.0 Taiwan earthquakes. *Geophys. Res. Lett.* 2000. Iss. 27. P. 3113–3116. DOI: 10.1029/2000GL011395.

Liu J. Y. *Seismo-ionospheric precursors of the 2017 M7.3 Iran-Iraq border earthquake and the 2018 M5.9 Osaka earthquake observed by FORMOSAT-5/AIP*, in EMSEV 2018. *International Workshop Integrating Geophysical Observations from Ground to Space for Earthquake and Volcano Investigations Potenza.* Basilicata, Italy, 2018. P. 17–21.

Ma G., Maruyama T. Derivation of TEC and estimation of instrumental biases from GEONET in Japan. *Ann. Geophys.* 2003. Iss. 21. P. 2083–2093.

Matsumura S. Trends and problems in earthquake prediction research. *Sci. Tech. Trends Q. Rev*. 2009. Vol. 31. P. 65–84.

Ouzounov D., Pulinets S., Davidenko D., et al. Transient effects in atmosphere and ionosphere preceding the 2015 M7.8 and M7.3 Gorkha-Nepal earthquakes. *Front. Earth Sci.* 2021. Vol. 9. P. 757–358. DOI: 10.3389/feart.2021.757358.

Piscini A., de Santis A., Marchetti D., Cianchini G. A multiparametric climatological approach to study the 2016 Amatrice-Norcia (Central Italy) earthquake preparatory phase. *Pure Appl. Geophys.* 2017. Iss. 174. P. 3673–3688. DOI: 10.1007/s00024-017-1597-8.

Pulinets S., Boyarchuk K. *Ionospheric Precursors of Earthquakes*. Springer Science & Business Media, 2004.

Pulinets S.A. Natural radioactivity, earthquake, and the ionosphere. *EOS, Transactions American Geophysical Union.* 2007. Iss. 88. P. 217–218. DOI: 10.1029/2007EO200001.

Pulinets S., Ouzounov D. Lithosphere–atmosphere–ionosphere coupling (LAIC) model — An unified concept for earthquake precursors validation. *J. Asian Earth Sci.* 2011. V. 41, iss. 4-5. P. 371–382. DOI: 10.1016/j.jseaes.2010.03.005.

Sharma G., Pritom S., Deevesh W., Paramesh B., et al. TEC anomalies assessment for earthquakes precursors in North-Eastern India and adjoining region using GPS data acquired during 2012–2018. *Quaternary International*. 2020. P. 575–576. DOI: 10.1016/j.quaint.2020.07.009.

Zaslavski Y., Parrot M., Blanc E. Analysis of TEC measurements above active seismic regions. *Phys. Earth Planet. Inter*. 2009. Iss. 105. P. 219–228.

Zhu F., Lin J., Su F., Zhou Y. A spatial analysis of ionospheric TEC anomalies prior to M7.0+ earthquakes during 2003–2014. *Adv. Space Res*. 2018. Vol. 58. P. 1383–1386. DOI: 10.1016/j.asr.2016.06.040.

УДК 550.388.2

# ВЛИЯНИЕ ГЕОМАГНИТНОЙ БУРИ 17 МАРТА 2015 г. НА ТОЧНОСТЬ ОДНОЧАСТОТНОГО GPS-ПОЗИЦИОНИРОВАНИЯ

**[1]Е.И. Данильчук, [1, 2]Ю.В. Ясюкевич, [2]А.С. Ясюкевич**

[1]Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия
danilchuk.k@mail.ru
[2]Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия
yasukevich@iszf.irk.ru

# MARCH 17, 2015 GEOMAGNETIC STORM EFFECTS ON GPS SINGLE-FREQUENCY POSITIONING PRECISION

**[1]E.I. Danilchuk, [1, 2]Yu.V. Yasyukevich, [2]A.S. Yasyukevich**

[1]Irkutsk State University, Irkutsk, Russia
danilchuk.k@mail.ru
[2]Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia
yasukevich@iszf.irk.ru

**Аннотация.** Исследовано влияние геомагнитной бури 17 марта 2015 г. на точность одночастотного GPS-позиционирования. В работе рассмотрены навигационные данные ГНСС-приемников, расположенных на разных широтах в Американском и Азиатском регионах. Установлено, что влияние геомагнитной бури проявляется в них по-разному. В Американском регионе влияние начинает проявляться во время главной фазы бури и продолжается на некоторых станциях во время фазы восстановления. В Азиатском регионе эффекты, вызванные геомагнитной бурей, ярко выражены во время фазы восстановления, причем эффект отсутствует на приэкваториальных станциях.

**Ключевые слова:** GPS, геомагнитная буря, ошибки позиционирования.

**Abstract.** We study the effect of the March 17, 2015 geomagnetic storm on the GPS single-frequency positioning precision. The study is based on data from GNSS receivers located at different latitudes in the American and Asian regions. We found that in these regions the effect of the geomagnetic storm occurs in different ways. In the American region, the effect starts during the main phase of the storm and continues during the recovery phase at some stations. In the Asian region, the effects caused by the geomagnetic storm are dominant during the recovery phase, and they are not observed at stations located near the equator.

**Keywords:** GPS, geomagnetic storm, positioning errors.

## ВВЕДЕНИЕ

Основной задачей любой глобальной навигационной спутниковой системы (ГНСС) является определение точных координат приемника. Существенным недостатком ГНСС является наличие ошибок позиционирования, возникающих при распространении сигнала от спутника до приемника. Существенный вклад в величины ошибок вносит состояние среды распространения сигнала, в частности, ионосферы. На состояние ионосферы, и, как следствие, значения точности позиционирования влияет космическая погода [Stankov et al., 2006].

Одним из факторов космической погоды, который может вызывать возмущения в области ионосферы, является геомагнитная буря, во время которой происходит глобальное возмущение полного электронного содержания (ПЭС), электронной концентрации в максимуме ионосферного слоя F и высоты максимума. Состояние ионосферы во время магнитных бурь зависит от различных параметров: местного времени, геомагнитной широты, солнечной активности, времени начала бури, интенсивности бури и др. [Благовещенский, 2013; Mendillo, 2006].

Целью данной работы является исследование влияния геомагнитной бури 17 марта 2015 г. на точность GPS-позиционирования.

## МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ ДАННЫХ

В работе использовались данные навигационных приемников сети IGS (International GNSS Service) [Dow et al., 2009], представленные в формате RINEX (Receiver Independent Exchange Format) [Gurtner, Estey, 2007]. Были рассмотрены две цепочки приемников (рис. 1), расположенных на разных широтах, в Американском (~65° W) и Азиатском (~120° E) секторах.

В работе осуществлялось итерационное решение по данным системы GPS одноточечной навигационной задачи в одночастотном режиме с ионосферной коррекцией на основе модели Клобучара [Klobuchar, 1987]. Использовались точные эфемериды спутников (SP3). Маска по углу места спутника составляет 10°. В качестве инструмента решения навигационной задачи использована программа Navi [Затолокин, 2020]. Под точностью позиционирования понимается полная 3D-ошибка σ:

$$\sigma = \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2},$$

где $\Delta x$, $\Delta y$ , $\Delta z$ — отклонения измеряемой координаты от истинной в трех направлениях.

Геомагнитная буря 17 марта 2015 г., названная по дню начала бурей Святого Патрика, является одной из самых мощных геомагнитных бурь 24-го солнечного цикла [Astafyeva et al., 2015]. Динамика индекса *SYM/H* (рис. 2, *а*) характеризуется резким скачком до ~50–70 нТл в 04:45 UT. Во время начальной фазы, продолжавшейся ~1.5 ч, значения *AE*-индекса (рис. 2, *б*) оставались на уровне ≤100 нТл за исключением момента внезапного начала бури, когда значение *AE* резко изменилось с 52 нТл в 04:45 UT до 269 нТл в 04:47 UT. Главная фаза геомагнитной бури продолжалась ~16.5 ч и характеризовалась

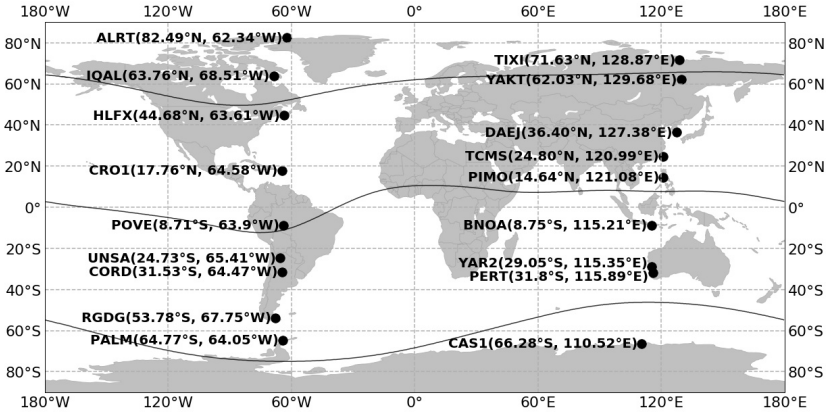



*Рис. 1.* Расположение GPS-приемников

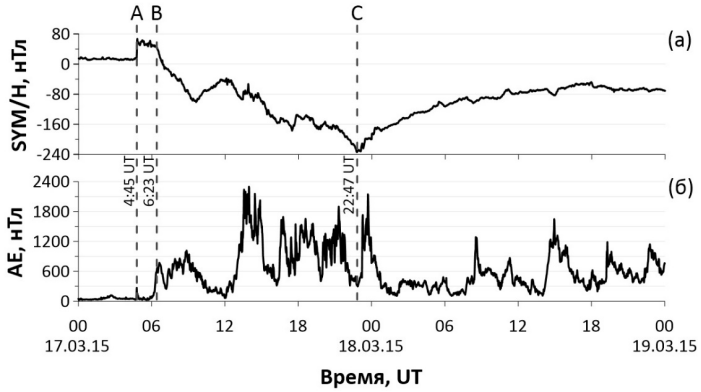



*Рис. 2.* Индексы *SYM/H* (*а*) и *AE* (*б*) 17–18 марта 2015 г. Вертикальные штриховые линии — внезапное начало бури (A), начало главной фазы (B) и начало фазы восстановления (C)

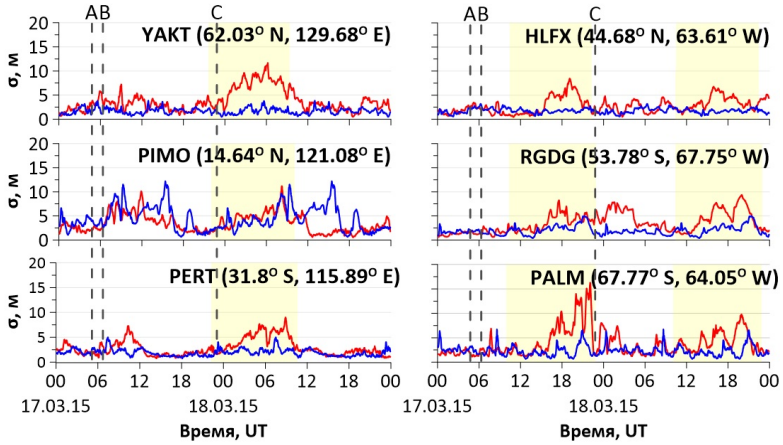



*Рис. 3.* Динамика 3D-ошибки GPS-позиционирования в Азиатском (YAKT, PIMO, PERT) и Американском (HLFX, RGDG, PALM) секторах 17–18 марта 2015 г. (красные кривые) и в контрольный день 10 марта 2015 г. (синие кривые). Интервалы, выделенные желтым цветом, обозначают дневное время. Вертикальными штриховыми линиями обозначены внезапное начало бури (A), начало главной фазы (B) и фазы восстановления (C)

медленным уменьшением *SYM/H* до –234 нТл (в 22:47 UT) и значительной вариабельностью *AE* (от 65 до ~2200 нТл). После 22:47 UT началась длительная фаза восстановления, продолжавшаяся несколько дней [Полех и др., 2016; Astafyeva et al., 2015].

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 3 показана динамика ошибок позиционирования некоторых приемников Американского и Азиатского секторов (рис. 1). Все результаты приведены в сравнении со спокойным днем (10 марта 2015 г.).

В Американском регионе влияние бури на точность позиционирования проявляется во время главной фазы, а на некоторых приемниках продолжается и во время фазы восстановления. Причем эффекты, вызванные геомагнитной бурей, проявляются по-разному и по широтам: практически отсутствуют эффекты для высокоширотных станций Северного полушария, в то время как для Южного полу-

шария наблюдается ухудшение точности в 1.5–4 раза относительно контрольного дня. В Азиатском регионе влияние бури на ошибки позиционирования выражены во время фазы восстановления и отсутствуют во время главной фазы в ночное время. На приэкваториальных станциях Азиатского региона эффекты, вызванные бурей, практически не наблюдаются. Это, вероятно, связано с тем, что во время главной фазы в экваториальной области подъем ионизации (и максимальные ошибки) имел место только в гребнях экваториальной аномалии (Американский сектор), а во время фазы восстановления понижение ионизации не сказалось значительно на навигационном решении.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ данных GPS за 17 марта 2015 г. позволил сделать вывод, что влияние геомагнитной бури на точность позиционирования в одночастотном режиме проявляется по-разному в Азиатском и Американском регионах. Вероятнее всего, различие обусловлено локальным временем фаз бури. Принципиальным является различие эффектов бури на станции в одном долготном секторе в разных полушариях.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Правительства Иркутской области в рамках научного проекта № 20-45-383010.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Благовещенский Д.В. Влияние геомагнитных бурь/суббурь на ионосферу. Ч. 1. (Обзор). *Геомагнетизм и аэрономия*. 2013. Т. 53, № 3. С. 291–307.

Затолокин Д.А. *Программа решения навигационной задачи ГНСС Navi*. Свидетельство о государственной регистрации программы ЭВМ № 2020612010, 13 февраля 2020.

Полех Н.М., Золотухина Н.А., Романова Е.Б. и др. Ионосферные эффекты магнитосферных и термосферных возмущений 17–19 марта 2015 г. *Геомагнетизм и аэрономия*. 2016. Т. 56, № 5. С. 591–605. DOI: 10.7868/S0016794016040179.

Astafyeva E., Zakharenkova I., Förster M. Ionospheric response to the 2015 St. Patrick's Day storm: A global multi-instrumental overview. *J. Geophys. Res.: Space Phys*. 2015. Vol. 120, no. 10. P. 9023–9037. DOI: 10.1002/2015JA021629.

Dow J.M., Neilan R.E., Rizos C. The International GNSS Service in a changing landscape of Global Navigation Satellite Systems. *J. Geodesy*. 2009. Vol. 83. P. 191–198. DOI: 10.1007/s00190.008.0300.3.

Gurtner W., Estey L. RINEX: The Receiver Independent Exchange Format Version 2.11. Bern: Astronomical Institute, University of Bern, 2007. URL: ftp://igs.org/pub/data/format/rinex211.txt.

Klobuchar J.A. Ionospheric time-delay algorithm for single-frequency GPS users. *IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems*. 1987. Vol. 3, no. 3. P. 325–331. DOI: 10.1109/TAES.1987.310829.

Mendillo M. Storms in the ionosphere: Patterns and processes for total electron content. *Rev. Geophys*. 2006. No. 44, RG4001.

Stankov S.M., Jakowski N., Tsybulya K., Wilken V. Monitoring the generation and propagation of ionospheric disturbances and effects on Global Navigation Satellite System positioning. *Radio Sci*. 2006. Vol. 41. RS6S09. DOI: 10.1029/2005RS003327.

*Секция В. Физика атмосферы Земли, включая околоземное космическое пространство. БШФФ-2022. С. 171–173.*

УДК 550.388.2

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ОЦЕНКА ВКЛАДА ШУМОВ ПРИЕМНИКА В ТОЧНОСТЬ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТОТЫ ДЕВИАЦИИ В СПЕКТРЕ МЕРЦАНИЙ ФАЗЫ НЕСУЩЕЙ ТРАНСИОНОСФЕРНОГО СИГНАЛА НАВИГАЦИОННЫХ СПУТНИКОВ

**[1]Е.И. Данильчук, [1, 2]В.В. Демьянов**

[1]Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия
danilchuk.k@mail.ru
[2]Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия
sword1971@yandex.ru

# EXPERIMENTAL ESTIMATION OF RECEIVER NOISE CONTRIBUTION TO THE ACCURACY OF DEVIATION FREQUENCY WITHIN THE SPECTRUM OF SCINTILLATIONS OF THE CARRIER PHASE OF NAVIGATION SATELLITES' TRANSIONOSPHERIC SIGNAL

**[1]E.I. Danilchuk, [1, 2]V.V. Demyanov**

[1]Irkutsk State University, Irkutsk, Russia
danilchuk.k@mail.ru
[2]Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia
sword1971@yandex.ru

**Аннотация.** Исследовано влияние шумов приемника на точность определения частоты девиации в спектре вариаций и мерцаний фазы несущей. Исследованы сигналов GPS по данным приемников Javad и Septentrio. Установлено, что шумы приемника Javad в среднем в 1.5–2 раза меньше, чем шумы приемника Septentrio. Аналогично, по данным приемника Septentrio можно выделить более слабые ионосферные неоднородности из спектра вариаций и мерцаний фазы, чем из данных приемника Javad.

**Ключевые слова:** GPS, фаза несущей, частоты девиации, шумы приемника, Javad, Septentrio.

**Abstract.** The impact of receiver noise on the accuracy of determining deviation frequency in the carrier phase scintillation spectrum is investigated. GPS signals were studied using data from Javad and Septentrio receivers. Noise of Javad receiver was found to be 1.5-2 times less than that of Septentrio receiver. Similarly, we can detect weaker ionospheric inhomogeneities from the carrier phase scintillation spectrum, using data from Septentrio receiver than using data from Javad receiver.

**Keywords:** GPS, carrier phase, deviation frequency, receiver noise, Javad, Septentrio.

## ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время сигналы глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС) являются высокоинформативным средством исследования ионосферы и верхней атмосферы Земли. При этом основным измеряемым параметром навигационных сигналов является фаза несущей, поскольку точные фазовые измерения позволяют наблюдать достаточно слабые геофизические события и реконструировать тонкую структуру ионосферы и верхней атмосферы. В то же время фаза несущей навигационного сигнала имеет высокую потенциальную чувствительность к слабым ионосферным событиям [Афраймович, 2006; Aarons, 1997], которая во многом определяется тем, насколько точно установлена граница между вариативной частью спектра мерцаний фазы несущей и областью неинформативных шумов в спектре. В работе [McCaffrey, Jayachandran, 2017] для обозначения данной границы предлагается термин «частота девиации».

Уровень шумов измерений фазы несущей существенно различается в зависимости от типа приемного оборудования, а также от сигналов различных систем и разных сигнальных компонент. Для оценки частоты девиации в спектре вариаций и мерцаний фазы это существенно. Целью данной работы является исследование влияния шумов приемника на точность определения частоты девиации в спектре мерцаний фазы несущей навигационных сигналов.

## ДАННЫЕ И МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ

Измерения фазы несущей сигналов GPS с частотой регистрации 50 Гц проводились с использованием навигационных приемников двух типов: Javad Delta-G3T [https://www.javad.com] и Septentrio PolaRx5 [https://www.septentrio.com], подключенных через антенный коммутатор к общей антенне. Оборудование установлено на стационарном пункте ISTP (52.24° N, 104.26° E) и является частью сети SibNet [Yasyukevich et al., 2018]. В данной работе представлены только те сигнальные компоненты системы GPS, которые наблюдаются на обоих приемниках, т. е. сигнальные компоненты L1C и L2W. Измерения проводились в спокойных геомагнитных условиях 13 апреля 2021 г. и 8 апреля 2022 г.

Для получения оценок частоты девиации исходные измерения фазы проводилась предварительная обработка: 1) удаление аномальных измерений, которые соответствуют выбросам и срывам сопровождения фазы; 2) удаление фазовой неоднозначности с помощью полиномиальной аппроксимации.

После предварительной обработки ряды фазы 1-часовой длительности для конкретного спутника и компоненты сигнала подвергались быстрому преобразованию Фурье, в результате которого были получены спектры вариаций фазы для дальнейшего анализа. Частота девиации определялась на логарифмическом спектре вариаций фазы как точка изменения спектрального наклона от отрицательного к наклону,

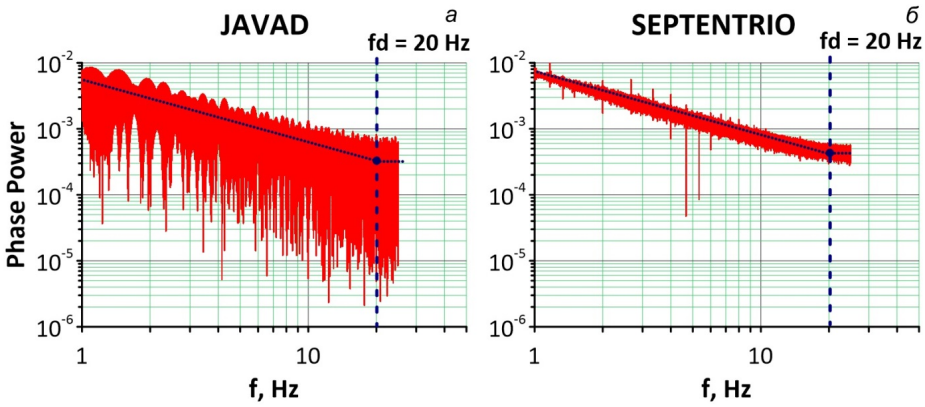



*Рис. 1.* Определение частоты девиации по данным приемников Javad (*а*) и Septentrio (*б*)

СКО шумов измерений фазы сигналов GPS

| Приемник | Компонента сигнала / СКО шума (цикл 2π) | |
|---|---|---|
| | L1C | L2W |
| Javad | 0.017 | 0.010 |
| Septentrio | 0.008 | 0.007 |

близкому к нулевому. На рис. 1 показаны типичные логарифмические спектры фазовых измерений по данным приемников Javad (*а*) и Septentrio (*б*) для спутника GPS PRN07.

Уровень шумов измерений фазы несущей существенно различается между сигналами разных систем и между разными сигнальными компонентами, а также зависит от типа приемного оборудования [Demyanov et al., 2020]. Для оценки частоты девиации в спектре вариаций и мерцаний фазы это существенно. Поэтому предварительно были проанализированы шумы измерения фазы для сигнальных компонент на частоте L1 системы GPS (таблице). К шумам приемника относятся тепловые шумы и относительная нестабильность опорного генератора [Kaplan, 2006]. Уровень шумов приемника Javad в среднем в 1.5–2 раза выше по сравнению с шумами приемника Septentrio.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Результаты исследования показаны в виде гистограмм распределений значений частоты девиации для каждой сигнальной компоненты спутниковой системы GPS в каждый исследуемый день (рис. 2). Более подробные результаты определения частоты девиации по данным приемника Javad даны в работе [Demyanov et al., 2021].

Наблюдаются различия в диапазонах изменения частоты девиации для разных типов приемников. Частота девиации по данным приемника Javad варьирует в пределах 15–22 Гц, по данным приемника Septentrio — в пределах 18–24 Гц. Кроме того, наблюдается существенное различие в форме гистограмм распределения по данным разных приемников. Для приемника Javad форма гистограмм размыта в область низких частот с резким выделением наиболее вероятной частоты девиации, равной 20 Гц. Для приемника Septentrio наблюдается три доминирующих значения частоты девиации (20, 21, 22 Гц),

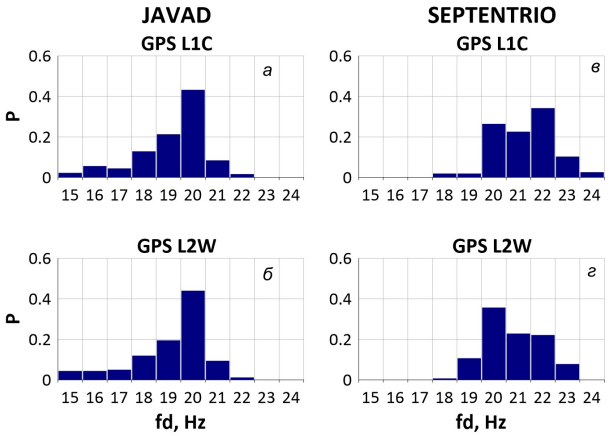



*Рис. 2.* Распределение частоты девиации сигнальных компонент спутниковой системы GPS по данным приемников Javad (*а*, *б*) и Septentrio (*в*, *г*)

причем для разных сигнальных компонент наблюдаются различные значения наиболее вероятной частоты девиации (22 Гц для сигнальной компоненты L1C и 20 Гц для L2W).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследовано влияние типа приемного оборудования на точность определения частоты девиации в спектре вариаций и мерцаний фазы несущей навигационной системы GPS. Установлено, что уровень шумов приемника Javad в среднем в 1.5–2 раза выше по сравнению с шумами приемника Septentrio.

Наблюдаются различия в диапазонах изменения частоты девиации для приемников разных типов. Диапазон изменения частоты девиации по данным приемника Javad находится в пределах 15–22 Гц с выделением наиболее вероятной частоты девиации 20 Гц, в то время как по данным приемника Septentrio можно выделить более мелкие структуры в ионосфере (частота девиации варьирует в пределах 18–24 Гц, причем доминирующими являются частоты 20–22 Гц).

Таким образом, предпочтительнее рекомендовать использовать приемник Septentrio для выявления слабых ионосферных возмущений в спектре вариаций и мерцаний фазы несущей навигационного сигнала, так как с помощью данного приемника можно выделить более мелкие структуры в ионосфере.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Афраймович Э.Л., Перевалова Н.П. *GPS-мониторинг верхней атмосферы Земли*. Иркутск: ГУ НЦ РВХ ВСНЦ СО РАМН, 2006. 480 с.

Aarons J., Lin B. Development of high latitude phase fluctuations during the January 10, April 10–11, and May 15, 1997 magnetic stormsю *Atmos. Solar-Terr. Phys*. 1999. Vol. 61. P. 309. DOI: 10.1016/S1364-6826(98)00131-X.

Demyanov V.V., Yasyukevich Y.V., Jin, S., Sergeeva M.A. The second-order derivative of GPS carrier phase as a promising means for ionospheric scintillation research. *Pure Appl. Geophys.* 2019. Vol. 176. P. 4555–4573. DOI: 10.1007/s00024-019-02281-6.

Demyanov V., Danilchuk E., Yasyukevich Y., Sergeeva M. Experimental estimation of deviation frequency within the spectrum of scintillations of the carrier phase of GNSS signals. *Remote Sensing*. 2021. Vol. 13. P. 5017. DOI: 10.3390/rs13245017.

Kaplan E, Hegarty C. *Understanding GPS: Principles and Application*. London: Artech House, 2006. 707 p.

McCaffrey A.M., Jayachandran P.T. Spectral characteristics of auroral region scintillation using 100 Hz sampling. GPS Solut 21. 2017. P. 1883–1894. DOI: 10.1007/s10291-017-0664-z.

Yasyukevich Y.V., Perevalova N.P., Vesnin A.M. SibNet — Siberian Global Navigation Satellite System Network: Current state. *Solar-Terr. Phys*. 2018. V. 4. P. 63–72.

URL: https://www.javad.com.

URL: https://www.septentrio.com.

УДК 551.513.11

# АНАЛИЗ ИЗМЕНЕНИЯ ВОЛНОВОЙ АКТИВНОСТИ ВО ВРЕМЯ ВНЕЗАПНЫХ СТРАТОСФЕРНЫХ ПОТЕПЛЕНИЙ

**[1, 2]К.А. Диденко, [1, 2]Т.С. Ермакова**

[1]Российский государственный гидрометеорологический университет, Санкт-Петербург, Россия
didenko.xeniya@yandex.ru
[2]Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

# ANALYSIS OF WAVE ACTIVITY VARIATIONS DURING SUDDEN STRATOSPHERIC WARMINGS

**[1, 2]K.A. Didenko, [1, 2]T.S. Ermakova**

[1]Russian State Hydrometeorological University, Saint Petersburg, Russia
didenko.xeniya@yandex.ru
[2]St. Petersburg State University, Saint Petersburg, Russia

**Аннотация.** Исследование сохранения волновой активности и объемного воздействия волн на средний поток в классическом подходе основывается на обобщенной теореме Элиассена—Пальма. Такой подход не включает в себя слагаемые, ответственные за нелинейные процессы обмена между волнами. В работе получено новое уравнение баланса возмущенной потенциальной энстрофии с учетом слагаемых, отвечающих не только за взаимодействие волна — средний поток, но и за нелинейные взаимодействия волна—волна. Уравнение баланса позволяет изучать временную эволюцию потенциальной энстрофии (квадрат потенциальной завихренности), которая является эвристической мерой волновой активности. Анализ изменения волновой активности был выполнен для внезапных стратосферных потеплений (ВСП) зимой 2008–2009 гг. и 2018–2019 гг. Показано, что эти ВСП сопровождаются существенными различиями рассматриваемых процессов.

**Ключевые слова:** энстрофия, потенциальная завихренность, планетарные волны, волновая активность.

**Abstract.** The classical approach to the conservation of wave activity and waves forcing on the mean flow studies is based on the generalized Eliassen—Palm theorem. The terms responsible for the nonlinear exchange processes between waves are not included in this approach. A new balance equation of the perturbed potential enstrophy is considered. The terms, responsible both for wave-mean flow and wave—wave interactions, are involved in this equation. The balance equation us allows to study the temporal evolution of potential enstrophy (potential vorticity squared), which is a heuristic measure of wave activity. The analysis of wave activity variations during winter 2008–2009 and 2018–2019 sudden stratospheric warmings (SSW) was performed. It was shown that these SSWs are accompanied by significant differences in the processes under consideration.

**Keywords:** enstrophy, potential vorticity, planetary waves, wave activity.

## ВВЕДЕНИЕ

Традиционный подход к оценке волновой активности и взаимодействия волн со средним потоком, называемый приближением Элиассена—Палма, был сформулирован в работе [Eliassen, Palm, 1961]. Несколько позднее в работе [Andrews, McIntyre, 1976] авторы обобщили закон сохранения волнового действия для неустановившихся волн при наличии диссипации и источников. В этом случае обобщенная теорема Элиассена—Палма имеет вид

$$\frac{\partial \widehat{A}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{F}_{\text{EP}} = D, \tag{1}$$

где $\frac{\partial \widehat{A}}{\partial t}$ — слагаемое, описывающее нестационарность волны; $D$ — слагаемое, отвечающее за источники и/или стоки. Эти слагаемые представляют собой усредненные по долготе квадратичные функции от волновых характеристик. Величину $\widehat{A}$ было предложено назвать плотностью волновой активности, а $\vec{F}_{\text{EP}}$ — потоком волновой активности Элиассена—Палма [Edmon et al., 1980]. Каждые слагаемые уравнения (1) представляют собой различные динамические и термодинамические процессы, способствующие ускорению или замедлению среднезонального потока, т. е. определяющие воздействие волн на средний поток, а также на меридиональную циркуляцию. Такой подход в исследовании волновой активности был получен для нестационарных и неконсервативных волн и не включает в себя слагаемые, ответственные за нелинейные процессы обмена между волнами. В этой работе был применен подход, позволяющий проанализировать взаимодействия стационарных планетарных волн (СПВ) со средним потоком, т. е. влияние волн на зональную циркуляцию, а также взаимодействие волн между собой, основанный на уравнении баланса потенциальной энстрофии (ПЭ) [Smith, 1983]. Для вывода уравнений баланса для СПВ1 и СПВ2 рассматривается уравнение возмущения потенциального вихря Эртеля $P$ в log-изобарической системе координат с использованием метода генерации вторичных планетарных волн [Pogoreltsev, 2001], которое затем умножается на возмущение $P$:

$$\begin{aligned}\frac{1}{2}\frac{\partial \overline{P_1'^2}}{\partial t} = &-\overline{P_1'\left(\overrightarrow{V_1'}\cdot\vec{\nabla}P_2'\right)} - \overline{P_1'\left(\overrightarrow{V_2'}\cdot\vec{\nabla}P_1'\right)} - \\ &-\overline{P_1'\left(\overrightarrow{V_2'}\cdot\vec{\nabla}P_3'\right)} - \overline{P_1'\left(\overrightarrow{V_3'}\cdot\vec{\nabla}P_2'\right)} - \\ &-\frac{1}{\rho_0}\operatorname{div}\left(\rho_0\overline{P}\,\overline{P_1'\overrightarrow{V_1'}}\right) - \overline{P_1'\left(\overline{\vec{V}}\cdot\vec{\nabla}P_1'\right)} + \\ &+\overline{P}\overline{\left(\overrightarrow{V_1'}\cdot\vec{\nabla}P_1'\right)} + \overline{P_1'S_1'},\end{aligned} \tag{2}$$

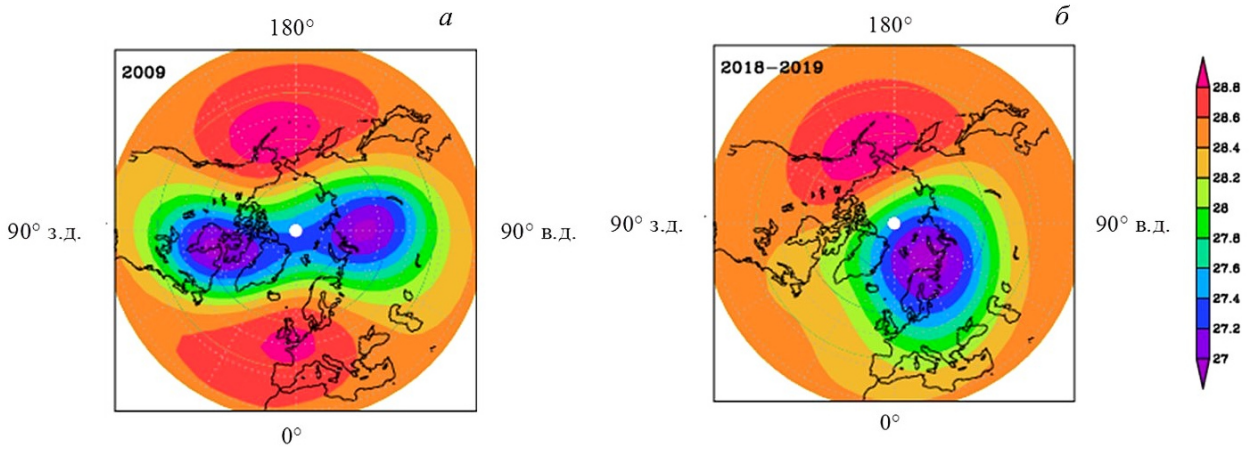



*Рис. 1*. Распределения геопотенциальной высоты [км] на уровне 10 гПа, усредненные за две недели развития ВСП зимой 2008–2009 гг. (*а*) и зимой 2018–2019 гг. (*б*)

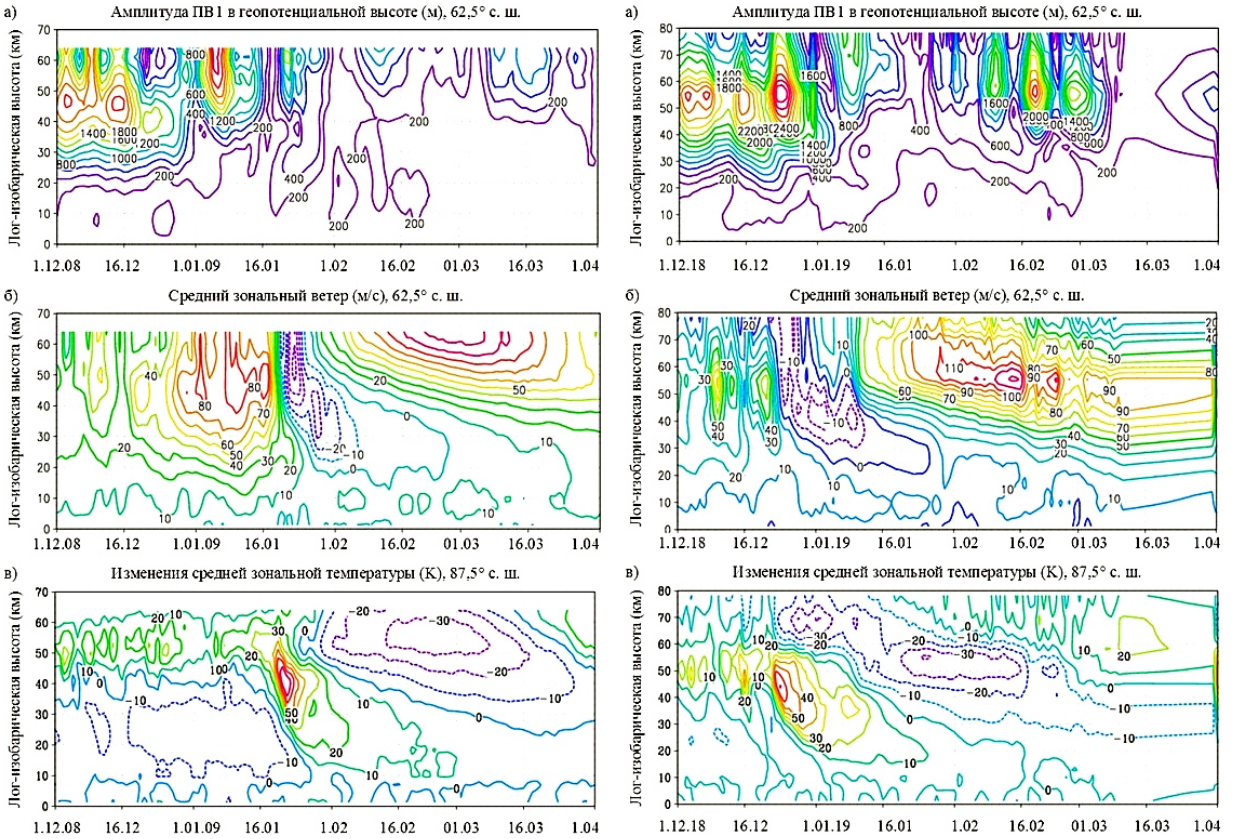



*Рис. 2.* Распределение амплитуд зональных гармоник в геопотенциальной высоте [м] с волновым числом $m=1$; распределение среднего зонального ветра; изменения средней зональной температуры зимой 2008–2009 г. (слева) и зимой 2018–2019 гг. (справа)

$$\frac{1}{2}\frac{\partial \overline{P_2'}^2}{\partial t} = -\overline{P_2'\left(\overrightarrow{V_1'}\cdot\vec{\nabla}P_1'\right)} - \overline{P_2'\left(\overrightarrow{V_1'}\cdot\vec{\nabla}P_3'\right)} - \overline{-P_2'\left(\overrightarrow{V_3'}\cdot\vec{\nabla}P_1'\right)} - \frac{1}{\rho_0}\mathrm{div}\left(\rho_0\overline{P}\,\overline{P_2'\overrightarrow{V_2'}}\right) - \overline{-P_2'\left(\overrightarrow{\overline{V}}\cdot\vec{\nabla}P_2'\right)} + \overline{P}\overline{\left(\overrightarrow{V_1'}\cdot\vec{\nabla}P_1'\right)} + \overline{P_2'S_2'}. \quad (3)$$

Здесь (2) — баланс возмущенной ПЭ для СПВ1, (3) — для СПВ2. В этих уравнениях $S$ — вклад неадиабатических притоков тепла и/или диссипативных слагаемых, которые не могут быть оценены из наблюдений; $\vec{V}$ — вектор скорости ветра. Черта сверху означает зональное усреднение, штрихи — возмущения, т. е. отклонения от зонально усредненных значений. В (2) и (3) левая часть определяется как мера изменчивости волновой активности во времени. Первые четыре слагаемых (2) и первые три слагаемых (3) в правой части описывают нелинейное взаимодействие по типу волна—волна (вторичные СПВ с зональным волновым числом 2 будут генерироваться в результате нелинейных взаимодействий СПВ1—СПВ3 и в случае самовзаимодействия СПВ1 — слагаемые в уравнении (3), а вторичные СПВ1 — при взаимодействии СПВ1—СПВ2 и СПВ2—СПВ3 — слагаемые в уравнении (2)); далее дивергенция потока, адвективное слагаемое, взаимодействие волны со средним потоком и диссипация.

## НАБЛЮДЕНИЕ ВСП ЗИМОЙ 2008-2009 гг. И 2018-2019 гг.

Для того чтобы исследовать изменение волновой активности, т. е. левую часть уравнения возмущенной ПЭ, были использованы данные реанализа UK Met Office. Расчеты проводились для ситуаций, когда наблюдалось ВСП зимой 2008–2009 гг., сопровождавшееся расщеплением стратосферного полярного вихря (рис. 1, *а*), и зимой 2018–2019 гг., сопровождавшееся смещением стратосферного полярного вихря (рис. 1, *б*).

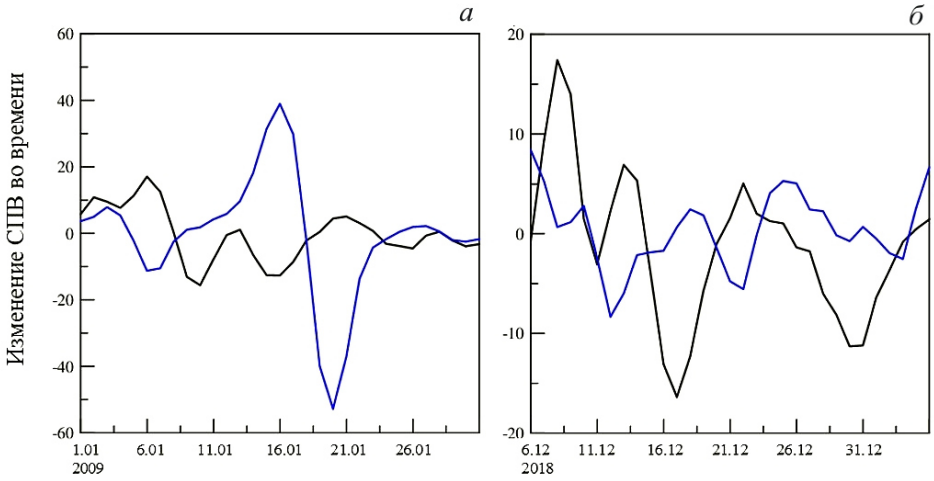



*Рис. 3.* Слагаемые, отвечающие за изменение волновой активности, 50 км, январь 2009 г. (*а*) и период 6 декабря 2018 г. – 5 января 2019 г. (*б*). СПВ1 — черная кривая, СПВ2 — синяя

На рис. 2 показаны амплитуда планетарной волны с зональной гармоникой $m=1$, распределения среднего зонального ветра и изменения средней зональной температуры зимой 2008–2009 гг. (слева) и зимой 2018–2019 гг. (справа). ВСП 20 января 2009 г. предшествует аномально сильное увеличение амплитуд СПВ. Зимой 2018–2019 гг. увеличение амплитуды СПВ1 наблюдается 24 декабря, одновременно наблюдаются обращение среднезонального потока в стратосфере и ВСП.

## ЭВОЛЮЦИЯ ВОЛНОВОЙ АКТИВНОСТИ НА РАЗНЫХ СТАДИЯХ ВСП

По данным реанализа были рассчитаны слагаемые уравнений (2) и (3). На рис. 3 представлено изменение волновой активности во времени, значения приведены в единицах $10^{12}(\text{кг}\cdot\text{м}^{-3})^2\cdot\text{PVU}^2/\text{сут}$, $1\text{PVU}=10^{-6}$ $\text{К}\cdot\text{м}^2\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{с}^{-1}$. ВСП с расщеплением предшествует увеличение с последующим уменьшением перед потеплением волновой активности СПВ2. Волновая активность СПВ1 меняется слабо. ВСП со смещением сопровождается изменением волновой активности СПВ1, но порядок величин в два раза меньше, чем изменение волновой активности СПВ2 в 2008–2009 гг. После потепления с расщеплением изменение волновой активности не наблюдается, при потеплении со смещением наблюдается обратная ситуация.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Произведена диагностика изменения волновой активности и оценен вклад различных процессов в это изменение. Из полученных результатов можно заключить, что ВСП с расщеплением и со смещением стратосферного полярного вихря сопровождаются существенными различиями рассматриваемых процессов. Изменения волновой активности обусловлены как взаимодействиями по типу волна—волна, так и взаимодействием волны со средним потоком. При ВСП с расщеплением наибольший вклад вносит взаимодействие СПВ2 со средним потоком за неделю до потепления. Но увеличению этого взаимодействия предшествует увеличения взаимодействия СПВ1 со средним потоком. Потепление со смещением сопровождается взаимодействием волны со средним потоком как до, так и после потепления.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (проект № 20-77-10006) и Государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект № FSZU-2020-0009).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Andrews D.G., McIntyre M.E. Planetary waves in horizontal and vertical shear: the generalized Eliassen-Palm relation and zonal acceleration. *J. Atmos. Sci*. 1976. Vol. 33. P. 2031–2053.

Edmon H.J., Hoskins B.J., McIntyre M.E. Eliassen—Palm cross section for the troposphere. *J. Atmosph. Sci*. 1980. Vol. 37. P. 2600–2616.

Eliassen A., Palm E. On the transfer of energy in stationary mountain waves. *Geophys. Publ*. 1961. Vol. 22. P. 1–23.

Pogoreltsev A.I. Numerical simulation of secondary planetary waves arising from the nonlinear interaction of the normal atmospheric modes. *Phys. Chem. Earth* (Part C). 2001. Vol. 26, no. 6. P. 395–403.

Smith A.K. Observation of wave–wave interactions in the stratosphere. *J. Atmos. Sci*. 1983. Vol. 40. P. 2484–2493.

УДК 551.583

# ОЦЕНКА СТЕПЕНИ ВОЗДЕЙСТВИЯ ГЕЛИОГЕОФИЗИЧЕСКИХ ФАКТОРОВ НА КЛИМАТ

**Н.В. Дорожко, Е.И. Сидоркина**

Национальный научно-исследовательский центр мониторинга озоносферы Белорусского государственного университета, Минск, Белоруссия
natashka_d10.05@mail.ru

# ASSESSMENT OF THE IMPACT OF HELIOGEOPHYSICAL FACTORS ON CLIMATE

**N.V. Dorozhko, E.I. Sidorkina**

National Ozone Monitoring Research and Education Center of the Belarusian State University, Minsk, Belarusian
natashka_d10.05@mail.ru

**Аннотация.** Солнечная активность относится к естественным возмущениям, исходящим от Солнца, которые могут оказывать прямое или косвенное влияние на климатическую систему регионального и глобального масштабов. В то же время нельзя оставлять без внимания геофизические аспекты и параметры атмосферной циркуляции, так как они непосредственно формируют климат. В связи с этим необходимо оценить степень воздействия каждого параметра и их совокупности для детального анализа климата и улучшения его прогноза в различном масштабе.

**Ключевые слова:** солнечная активность, индексы, циркуляция атмосферы, гелиофизические факторы, климат, региональный и глобальный масштабы.

**Abstract.** Solar activity refers to natural disturbances from the Sun or space that can have a direct or indirect effect on the climate system on the regional and global scales. At the same time, the geophysical aspects and parameters of atmospheric circulation should not be ignored, since they form the climate. In this regard, it is necessary to assess the degree of impact of each parameter and their combination for a detailed analysis of climate and improvement of its forecast at various scales.

**Keywords:** solar activity, indices, atmospheric circulation, heliophysical factors, climate, regional and global scales.

## ВВЕДЕНИЕ

Явления и процессы в атмосфере протекают в основном за счет солнечной энергии, поступающей на поверхность Земли, и развиваются в тесном взаимодействии с природной средой. Состояние атмосферы над конкретной территорией и в определенное время определяется различными гелиогеофизическими факторами, которые в комплексе определяют погоду изучаемой территории. Процессы солнечной активности тесно связаны с процессами, происходящими на Земли, включая изменение метеорологических показателей, и влияют на формирование климата. Климатическая система представляет собой сложную многофакторную систему, включающую атмосферу, поверхность суши, снежный покров и льды, океаны и другие водные объекты, а также организмы [Дорожко, 2019; Дымников, Филатов, 1994; Дымников и др., 2005; Логинов, Табальчук, 2014; Annex, 2013]. В конечном итоге она характеризуется множеством параметров, значения которых в фиксированный момент времени определяют ее состояние. Основным источником информации о погоде и климате служат результаты наблюдений на метеорологических станциях за солнечной радиацией, температурой, влажностью почвы и воздуха, облачностью, осадками, скоростью и направлением ветра, а также другими элементами.

Целью данного исследования является анализ гелиогеофизических факторов как компонентов климатической системы и их связей с другими параметрами климата.

## МЕТОДЫ И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

Материалы для изучения поставленной задачи обработаны в соответствии с методиками численного и статистического анализа с применением программ статистической обработки: Microsoft Excel 2019; Origin 8.5.1; SPSS Statistics, Matlab, а также систем численного анализа: Weather Research and Forecasting (WRF) [https://www.mmm.ucar.edu/weather-research-and-forecasting-model]. Данные, используемые в исследовании, охватывают временной интервал более 30 лет. Выбор этого временного интервала обусловлен наибольшей репрезентативностью данных. За основные гелиофизические факторы приняты количество солнечных пятен (число Вольфа), поток радиоизлучения Солнца с длиной волны 10.7 см (2800 МГц), поток электронов и протонов, а также солнечные вспышки классов C, M, X. За дополнительные факторы приняты геомагнитные бури классов G1, G2, G3, G4, G5. За геофизические параметры в данном исследовании приняты индексы общей циркуляции атмосферы как глобального климатического параметра и изменение температуры воздуха как регионального климатического параметра. Выбор этих параметров, а также пространственных и временных масштабов их численного моделирования обусловлен спецификой их применения для анализа изменений климата. Выбранные параметры используются для исследования вклада естественных компонентов в колебания климата. Данные взяты с сайтов Мирового центра данных по солнечно-земной физике, центра прогнозов космической погоды NOAA, Белгидрометцентра и архивов центра мониторинга озоносферы БГУ [https://www.ncei.noaa.gov/products/weather-climate-models/global-forecast].

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ АНАЛИЗ

К основным формам солнечной активности относятся солнечные вспышки, корональные выбросы массы, солнечный ветер, поток радиоизлучения, коли-

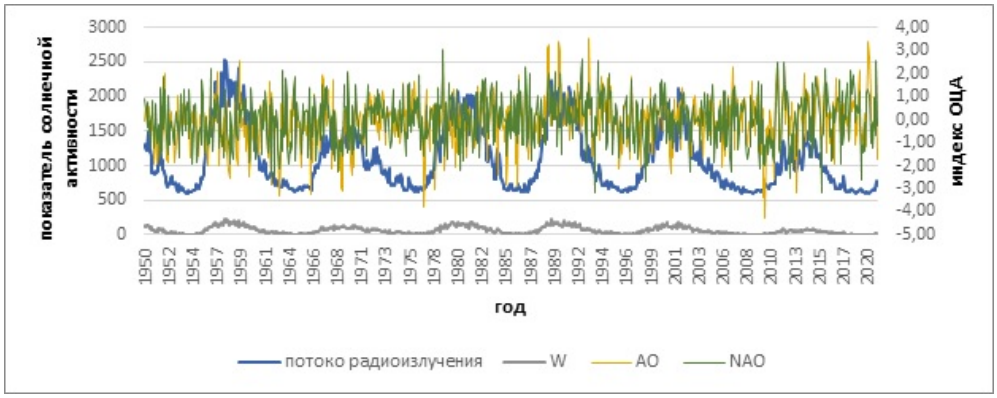



*Рис. 1*. Связь индексов общей циркуляции атмосферы и факторов солнечной активности

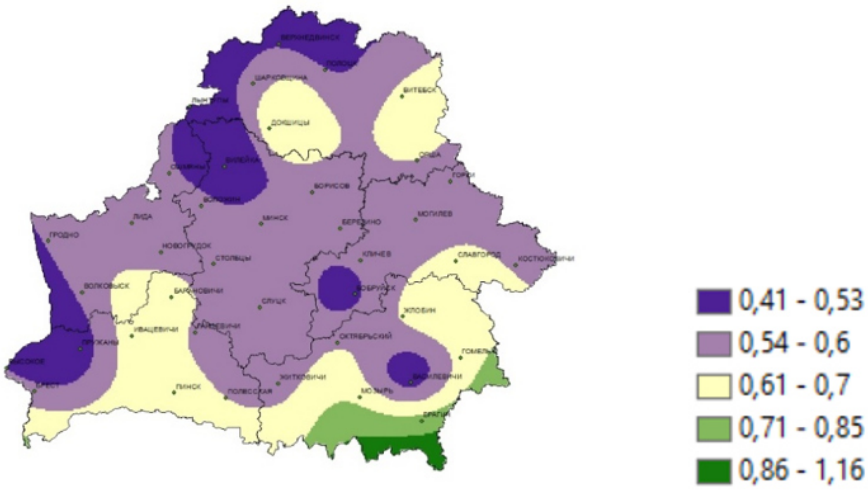



*Рис. 2.* Коэффициент линейного тренда приземной температуры воздуха за 1977–2019 гг., °С /10 лет

чество пятен (число Вольфа). Солнечная вспышка — это интенсивная вспышка излучения с выбросом магнитной энергии, связанной с солнечными пятнами. Вспышки — это также места, где ускоряются частицы (электроны, протоны и более тяжелые частицы). Поток радиоизлучения Солнца с длиной волны 10.7 см (2800 МГц) измеряется в солнечных единицах потока. Данный индекс характеризует изменения температуры и плотности на всем видимом диске Солнца. Его изменения хорошо коррелируют с изменениями чисел Вольфа и суммарной площади пятен, являясь удобной ежедневной характеристикой солнечной активности. Наблюдения показали, что рост вспышечной активности в группах пятен тесно связан с появлением новых всплывающих магнитных потоков, следовательно, важным компонентом будет являться геомагнитная буря. Сравнение характеристик климата и солнечной активности на больших временных масштабах показывает сходство поведения. Когда солнечная активность была высока, отмечались теплые периоды, т. е. температура воздуха возрастала.

Исходя из статистической и численной обработки данных, наблюдается определенная связь между факторами солнечной активности и индексами глобальной циркуляции. За период 1950–2020 гг. наблюдается следующая картина: выражено некое смещение потока радиоизлучения относительно индексов общей циркуляции, так же как и солнечных вспышек (рис. 1).

Однако если сместить показатели солнечной активности на 2–3 года методом наложенных эпох, наблюдается уже определенная связь в глобальном масштабе (при росте факторов солнечной активности наблюдается рост индексов глобальной циркуляции и т. д.). Это обусловливает влияние факторов солнечной активности на глобальный климат. В некоторых районах становится теплее с увеличением количества пятен на Солнце, а в некоторых — холоднее [Качурин, 1989]. Количество атмосферных осадков тоже изменяется по-разному в глобальном масштабе. В одной и той же местности солнечная активность в разные годы может оказывать на климат разное влияние.

Следует отметить определенную корреляционную связь между температурой воздуха и индексами глобальной циркуляции, но эта связь наиболее ярко выражается на региональном уровне. Для анализа климата на региональном уровне рассматривались территории Беларуси и России. Как показало исследование, корреляция температуры воздуха и индексов АО (арктическое колебание, arctic oscillation) для территории Беларуси в январе в 1950–2019 гг. составляет ~0.5, для NAO (северо-атлантическое колебание, North Atlantic Oscillation) — ~0.5, лишь на юго-востоке страны — ~0.4. Корреляция темпе-

ратуры воздуха и индексов АО для территории Беларуси в июле 1950–2019 гг. составляет ~0.1, для NAO — ~0.3. Для 1977–2019 гг. для температурной нормы характерно уменьшение значений с юго-запада на северо-восток. На крайнем юго-западе (станция Брест) норма составляет ~8.09–9.67 °С, а на севере и северо-востоке — от 5.65 до 6.42 °С. Для оценки статистической значимости линейного тренда рассматриваемых климатических характеристик в данном исследовании применялся метод расчета коэффициента линейного тренда, климатические характеристики рассматривались для временного ряда 10 лет. Распределение линейного коэффициента тренда температуры воздуха в 1977–2019 гг. для территории Беларуси имеет положительную тенденцию. Для территории Беларуси максимальные значения 0.86–1.16 °С (10 лет) характерны для крайнего юго-запада, минимальные — для северо-запада; для локальных мест — от 0.41 до 0.53 °С. На большей части территории наблюдается коэффициент 0.54–0.6 °С (рис. 2). Тренды среднегодовой температуры свидетельствуют о потеплении климата на всей территории России и Беларуси. При этом немалую роль здесь играют и индексы общей циркуляции атмосферы.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящее время установлены и подтверждены экспериментально механизмы влияния солнечной активности и геофизических параметров на климат. Некоторые изменения можно описать наличием прямых связей между факторами, определенные — изменениями солнечной постоянной, а также спектрального состава солнечного излучения и интенсивности потока солнечного спектра. С помощью численных и статистических моделей все вышеперечисленные механизмы учитываются при расчете степени их воздействия на климат. Однако воздействие солнечной активности на элементы климата большего масштаба (например, облачности) требуют более детальных эмпирической и модельной оценок.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Дорожко Н.В. Вопросы моделирования регионального климата на территории Беларуси. *Acta Geographica Silesiana*. 2019. Т. 13, № 4 (36). С. 5–12.

Дымников В.П., Филатов А.Н. Основы математической теории климата. М.: ВИНИТИ, 1994. 252 с.

Дымников В.П., Лыкосов В.Н., Володин Е.М. и др. Моделирование климата и его изменений. *Современные проблемы вычислительной математики и математического моделирования*. М.: Наука, 2005. Т. 2. С. 38–175.

Качурин Л. Г. Физические основы воздействия на атмосферные процессы: Л.: Гидрометеоиздат, 1989. 464 с.

Логинов В.Ф., Табальчук Т.Г. Изменение площадей агроклиматических областей на территории Беларуси. *Природопользование: сб. науч. трудов*. Минск, 2014. Вып. 25. С. 47–52.

Annex I: Atlas of Global and Regional Climate Projections Supplementary Material RCP2.6. / G.J. van Oldenborgh [et al.]. Climate Change 2013: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change / Stocker, T.F. [et al.]. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA. 2013. 159 p.

URL: https://www.mmm.ucar.edu/weather-research-and-forecasting-model (дата обращения 18 мая 2022 г.).

URL: https://www.ncei.noaa.gov/products/weather-climate-models/global-forecast (дата обращения 18 мая 2022 г.).

УДК 551.510.535, 551.509.6

# ИССЛЕДОВАНИЕ ИСКУССТВЕННЫХ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ, ВЫЗВАННЫХ ВОЗДЕЙСТВИЕМ МОЩНЫХ КВ-РАДИОВОЛН НАГРЕВНОГО СТЕНДА EISCAT, ПО ДАННЫМ ДИСТАНЦИОННЫХ МЕТОДОВ ДИАГНОСТИКИ

**И.М. Егоров, А.С. Калишин, Н.Ф. Благовещенская, Т.Д. Борисова**

Арктический и антарктический научно-исследовательский институт, Санкт-Петербург, Россия
egorovneva@gmail.com

# INVESTIGATIONS OF HF-INDUCED IONOSPHERIC DISTURBANCES AT EISCAT BY USING REMOTE SENSING DIAGNOSTIC METHODS

**I.M. Egorov, A.S. Kalishin, N.F. Blagoveshchenskaya, T.D. Borisova**

Arctic and Antarctic Research Institute, St. Petersburg, Russia
egorovneva@gmail.com

**Аннотация.** Приведены результаты исследований генерации ионосферных возмущений, вызванных воздействием мощных коротковолновых радиоволн нагревного стенда EISCAT (далее нагревный стенд). Приводятся также характеристики технических средств регистрации, методов дистанционной диагностики, условий проведения экспериментов и режимов работы нагревного стенда. Представлены результаты спектральной обработки диагностических сигналов и сигналов нагревного стенда, полученных дистанционными методами на расстоянии более 1000 км. Показана взаимосвязь режимов излучения нагревного комплекса с характеристиками мелкомасштабных искусственных ионосферных неоднородностей и узкополосного искусственного радиоизлучения ионосферы.

**Ключевые слова:** КВ нагревный комплекс, ракурсно-рассеянные сигналы, искусственные ионосферные неоднородности, доплеровский метод, искусственное радиоизлучение ионосферы.

**Abstract.** The results of studies of HF-induced ionospheric disturbances by the EISCAT Heating facility (hereinafter referred to as the Heating facility) are presented. The characteristics of technical means of registration, methods of remote diagnostics, conditions for conducting experiments and modes of operation of the Heating facility are also given. The results of spectral processing of diagnostic signals and signals of the Heating facility obtained by remote methods at a distance of more than 1000 kilometers are shown. The relationship between the modes of the Heating complex and the characteristics of ionospheric disturbances and narrowband SEE is shown.

**Keywords:** ionospheric modification, artificial ionospheric irregularities, high-power HF waves, narrowband SEE, Doppler spectral method.

## ВВЕДЕНИЕ

Исследование физических процессов в магнитосферно-ионосферной системе имеет научное и практическое значение. Обеспечение работоспособности радиотехнических систем различного назначения невозможно без фундаментальных исследований в данной области.

Один из способов изучения свойств ионосферной плазмы — преднамеренное воздействие на ионосферу мощным коротковолновым (КВ) радиоизлучением от специальных нагревных стендов [Ерухимов, 1998].

Воздействие мощных КВ-радиоволн (волн накачки) вызывает комплекс явлений в ионосферной плазме — например, таких, как узкополосное искусственное радиоизлучение ионосферы (УИРИ), изменение температуры и концентрации электронов, плазменные волны, мелкомасштабные искусственные ионосферные неоднородности (МИИН) [Фролов и др., 2007], которые возбуждаются как в F-области ионосферы, так и в авроральной E-области. Некоторые из этих явлений могут быть обнаружены с помощью дистанционных методов диагностики.

Дистанционные методы диагностики, использующиеся в ААНИИ, позволяют регистрировать возникновение данных явлений и измерять их характеристики удаленно на расстояниях 1000 и более километров от нагревных стендов.

Важной особенностью проведения нагревных экспериментов в Арктике в отличие от проведения таковых в средних и низких широтах является то, что ориентация магнитного поля в этих местах близка к вертикальной. Это дает преимущества для изучения широкого спектра физических явлений в плазме [Гуревич и др., 2005].

## СХЕМА И ТЕХНИЧЕСКИЕ СРЕДСТВА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Нагревный стенд EISCAT/Heating расположен в Тромсё (Северная Норвегия, 69.6° N, 19.2° E) и представляет собой универсальный научно-исследовательский инструмент для искусственной модификации и диагностирования состояния высокоширотной ионосферы [Rietveld et al., 2016] (рис. 1). Стенд состоит из антенных фазированных решеток, фидерных линий, 12-ти передатчиков мощностью 100 кВт каждый на базе радиоламп тетродов rs2054sk, цифрового синтезатора частот и пункта управления. На территории находится также цифровой ионозонд и другое вспомогательное оборудование.

Массивы ортогональных диполей HF Array 1, HF Array 2 и HF Array 3 представляют собой фазированные антенные решетки. Меняя сдвиг фаз сигналов, подводимых к антеннам от передатчиков, можно менять угол наклона диаграммы направленности антенных решеток и поляризацию. Параметры антенных решеток даны в табл. 1.

Для дистанционной диагностики и контроля работы нагревного стенда в ААНИИ разработаны и

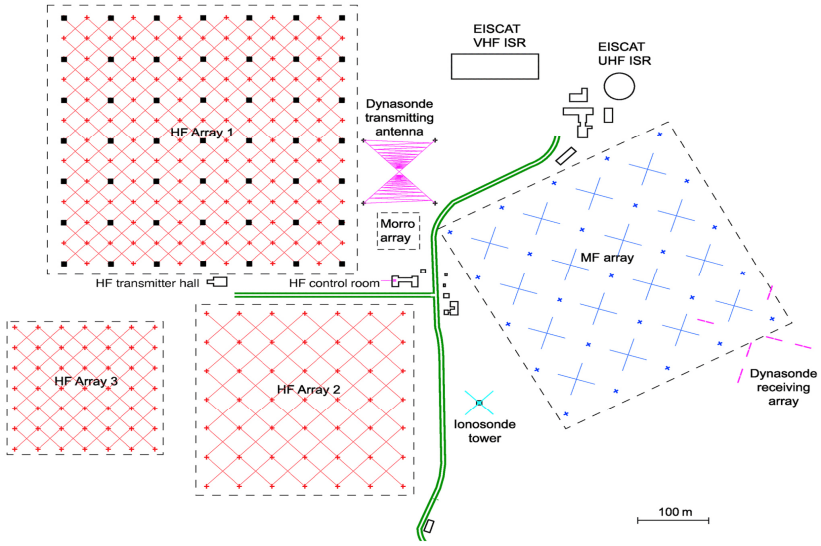



*Рис. 1*. Схема нагревного стенда EISCAT Heating [Rietveld, Stubbe, 2022]

Таблица 1

Параметры антенных решеток нагревного стенда EISCAT

| Параметр | HF Array 1 | HF Array 2 | HF Array 3 |
|---|---|---|---|
| Частота, МГц | 5.5–8.0 | 4.0–5.5 | 5.5–8.0 |
| Эффективная излучаемая мощность, МВт | 1200 | 300 | 300 |
| Коэффициент усиления антенны | 30 | 24 | 24 |
| Ширина диаграммы по уровню 3, дБ | 7.5 | 14.5 | 14.5 |
| Напряженность электрического поля на высоте 250 км, В/м | 1 | 0.5 | 0.5 |
| Мощность на высоте 250 км, мВт/м$^2$ | 1.6 | 0.4 | 0.4 |

применяются Многоканальный приемный КВ доплеровский комплекс [Калишин и др., 2021] для регистрации диагностических КВ-сигналов методом ракурсного рассеяния от ионосферных неоднородностей, а также аппаратура прямой регистрации (АПР) радиоизлучения от нагревного комплекса. Оба устройства установлены на научно-исследовательской станции (НИС) «Горьковская», принадлежащей ААНИИ.

Многоканальный приемный КВ доплеровский комплекс состоит из восьми измерительных каналов на базе радиоприемников ICOM IC-R75. В приемном тракте после узкополосного фильтра 3-й промежуточной частоты 455 кГц аналоговый сигнал преобразуется в цифровой с разрядностью 18 бит. Далее в реальном времени осуществляется цифровая обработка регистрируемых сигналов в полосе 250 Гц. Результаты отображаются в виде осциллограмм, мгновенных спектров и трехмерных графиков в координатах частота—время—амплитуда. Перестройка частот комплекса автоматизирована и происходит согласно сетке вещания КВ-радиостанций, где указано время вещания, характеристики излучения, координаты радиоцентра и другая информация.

АПР разработана также на основе радиоприемного устройства IC-R75 и представляет собой анализатор спектра декаметрового диапазона. ПО АПР осуществляет спектральный анализ принимаемых сигналов в реальном времени, отображает их мгновенные спектры и спектры в координатах частота—время—амплитуда в выбранной полосе частот. АПР может проводить спектральный анализ в узкой (2.4 кГц) или широкой (7 кГц) полосах регистрируемого сигнала.

Для мониторинга, контроля и записи в реальном времени сигналов нагревного стенда применялся также цифровой радиоприемник SDR Perseus.

Все радиоприемные устройства работали на антенну типа двойного горизонтального ромба. Ширина ДН антенны на частоте 15 МГц составляет примерно 20°, коэффициент усиления — 19 дБи. Технические характеристики радиоприемников приведены в табл. 2.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Во всех сериях нагревных экспериментов осуществлялась дистанционная диагностика МИИН мето-

Таблица 2

Технические характеристики приемников

| Технические характеристики | SDR Perseus | IC-R75 |
|---|---|---|
| Диапазон принимаемых частот, МГц | 0.01–30 | 0.03–60 |
| Напряжение питания, В | 5 | 13.8 |
| Потребляемый ток, А | 0.7 | 0.9 |
| Вид модуляции | SSB, CW, AM, FM | SSB, CW, AM, FM |
| Чувствительность в режиме CW/SSB при полосе пропускания 2.4 кГц и 10 дБ (S+N)/N, мкВ | 0.39 | 0.18 |
| Динамический диапазон | 115 | 102 |
| Максимальная глубина режекторного фильтра | >70 | – |
| Подавление зеркального канала, дБ | 90 | >70 |
| Подавление соседнего канала в режиме CW, дБ | При разносе 20 кГц, 79 | При разносе 2.0 кГц 60 |

дом регистрации ракурсно-рассеянных сигналов (РРС). В качестве примера рассмотрим эксперимент, проведенный 20 октября 2016 г. Нагревный комплекс EISCAT/Heating излучал на частотах $f_H$=4544 и 5423 кГц (X-мода поляризации) в магнитный зенит. С помощью Многоканального приемного КВ доплеровского комплекса на радиотрассе Hialeah Gardens (FL, США) — НИС «Горьковская» были зафиксированы РРС от МИИН с доплеровскими сдвигами 1–5 Гц. Частоты принимаемых диагностических сигналов составляли 17790 и 21675 МГц. Схема эксперимента показана на рис. 2, динамические доплеровские спектры диагностических коротковолновых сигналов — на рис. 3 (вверху).

В этот период работал когерентный коротковолновый доплеровский радар CUTLASS, расположенный в Hankasalmi (Финляндия), что дало возможность сравнить результаты дистанционной диагностики МИИН. Радар излучал на трех частотах 10.0, 12.4 и 13.2 МГц в направлении комплекса EISCAT/Heating

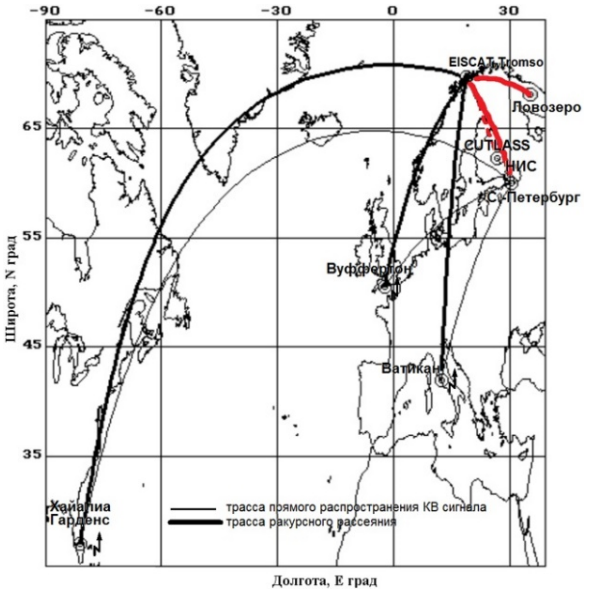



*Рис. 2*. Месторасположение КВ нагревного комплекса EISCAT, когерентного радара CUTLASS, (Hialeah Gardens, FL, США), НИС «Горьковская» вблизи Санкт-Петербурга и диагностических трасс

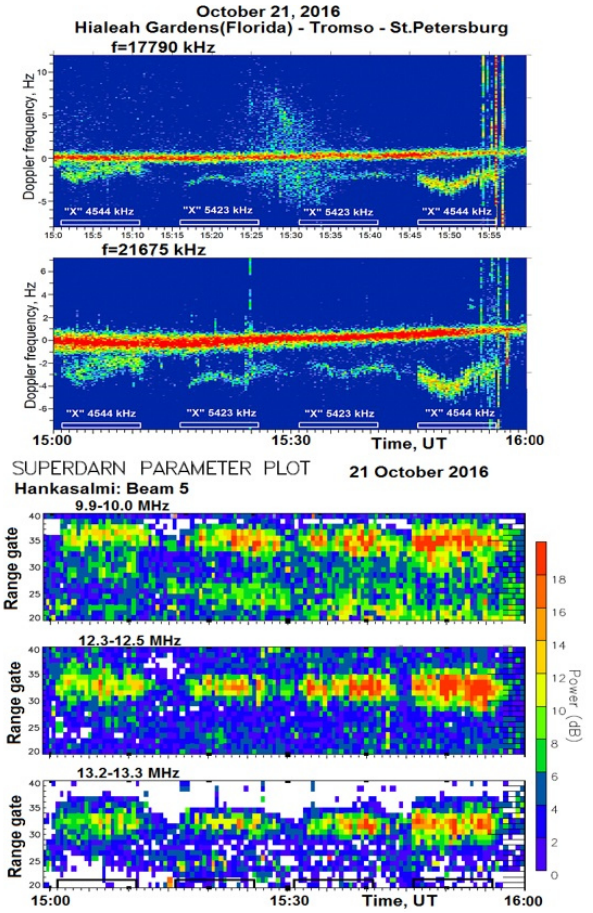



*Рис. 3*. Динамические доплеровские спектры диагностических КВ-сигналов во время нагревного эксперимента 21 октября 2016 г. (вверху). На осях времени указаны интервалы работы нагревного комплекса. Ось частот размечена относительно диагностических КВ-сигналов по дуге большого круга на трассе Hialeah Gardens — Санкт-Петербург. Внизу — данные наблюдений когерентного КВ доплеровского радара CUTLASS в Hankasalmi (Финляндия) (луч 5, ориентированный на искусственно возмущенную область ионосферы над Тромсё)

(луч 5). На рис. 3 (внизу) дальность от радара CUTLASS в направлении Тромсё обозначена в номерах ворот (Range gate). Искусственно возмущенная область над Тромсё соответствует воротам 29–34, цве-

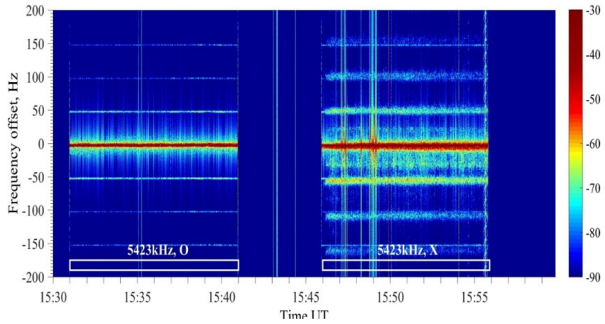



*Рис. 4*. Сравнение циклов нагрева на O- и X-модах поляризации 28 октября 2015 г. (время — частота — амплитуда)

товая шкала мощности рассеянных на МИИН сигналов показана справа.

В каждом цикле нагрева наблюдались сигналы, рассеянные на неоднородностях с поперечными масштабами $l_{\perp}$~9.2–11 м. Особенностью образовавшихся неоднородностей было длительное время релаксации (до 3 мин).

Серии экспериментов, проведенные на нагревном стенде EISCAT, показали, что при нагреве ионосферной плазмы мощными КВ-радиоволнами необыкновенной (X-мода) поляризации на частотах нагрева как ниже, так и выше критической частоты слоя F2 ($f_H<f_oF2$ и $f_H>f_oF2$), возможно возбуждение различных спектральных компонент УИРИ и их регистрация на значительном (более 1000 км) удалении от КВ нагревного комплекса. Генерация УИРИ наблюдалась при излучении мощной радиоволны X-поляризации; при этом в спектре излучения отчетливо выделялись дискретные спектральные составляющие вблизи частоты волны накачки.

В качестве примера на рис. 4 показаны спектры УИРИ, зарегистрированные 28 октября 2015 г. АПР, размещенной на НИС «Горьковская». В этом эксперименте нагревный стенд EISCAT под управлением специалистов из ААНИИ излучал на частоте $f_H$=5423 кГц в цикле 15:31–15:41 UT на O-поляризации, а в цикле 15:46–15:56 UT — на X-поляризации. Частота нагрева была меньше критической частоты F2 слоя ионосферы $f_H<f_oF2$.

На рис. 4, 5 показаны результаты спектральной обработки сигналов, принятых во время данного эксперимента на АПР. Видно, что при работе нагревного стенда на X-моде поляризации происходит генерация УИРИ с выраженными спектральными максимумами на частотах ~ –170, –100, –57, –30, +57, +110, +170 Гц.

Волна накачки 28 октября 2013 г. излучалась на $f_H$=6960 кГц на X-моде поляризации циклами нагрев 10 мин — пауза 5 мин в магнитный зенит. Частота нагрева была выше критической частоты F2-слоя ионосферы $f_h>f_oF2$. На рис. 6, 7 приведены результаты обработки сигналов, принятых за это время на НИС «Горьковская». В данном эксперименте также генерировалось УИРИ, но только в отрицательной области частот относительно частоты нагрева. Сдвиг частоты спектральной компоненты УИРИ при этом от цикла к циклу нагрева медленно увеличивался от –50 до –60 Гц. По показаниям ионозонда в месте работы нагревного стенда критические частоты F2-области ионосферы в период излучения плавно уменьшались (рис. 8).

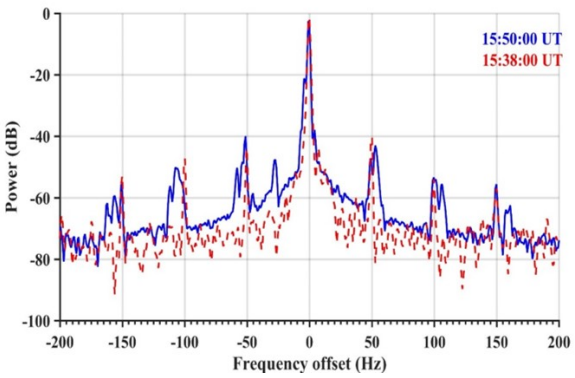



*Рис. 5*. Сравнение циклов нагрева на O- и X- модах поляризации 28 октября 2015 г. (мгновенные спектры)

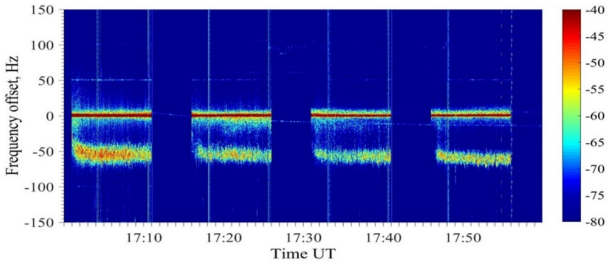



*Рис. 6*. Циклы нагрева на X-моде поляризации 28 октября 2013 г. (время — частота — амплитуда)

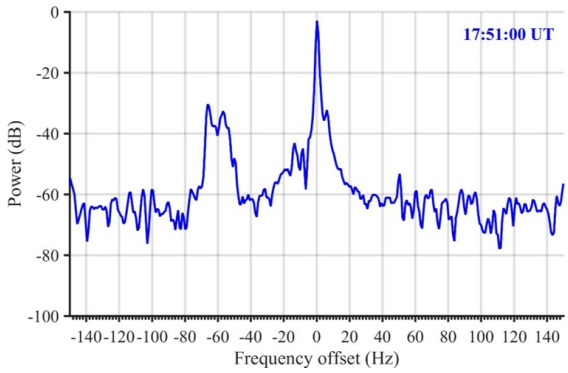



*Рис. 7*. Мгновенный спектр принятого нагревного сигнала в цикле нагрева в 17:51:00 UT 28 октября 2013 г.

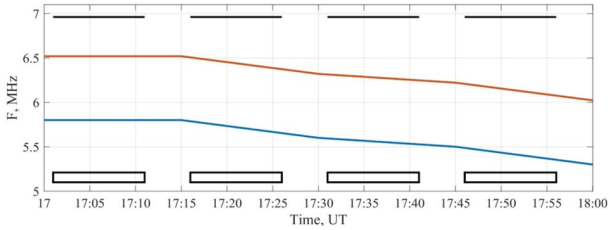



*Рис. 8*. Ход критических частот F2-области ионосферы в период излучения нагревного стенда 28 октября 2013 г.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что воздействие волны накачки необыкновенной поляризации в магнитный зенит вызывает МИИН с длительным временем релаксации и генерацию узкополосного искусственного радиоизлучения ионосферы.

Представлены результаты комплексных экспериментов по модификации высокоширотной ионосферы мощным КВ-радиоизлучением нагревного комплекса EISCAT/Heating в Тромсё (Норвегия), выполненных в различных режимах нагрева. Результаты выполненных экспериментов на КВ нагревном комплексе EISCAT/Heating свидетельствуют о регулярности и повторяемости эффектов воздействия мощных КВ-радиоволн на высокоширотную ионосферу.

Показано, что в поле мощной КВ-радиоволны необыкновенной поляризации (X-мода) происходит сильная модификация F-области высокоширотной ионосферы. Впервые обнаружены и исследованы характеристики и условия генерации спектральных компонент в спектре УИРИ, наблюдавшиеся на расстоянии около 1200 км от нагревного комплекса. Узкополосные спектральные линии могут быть связаны с генерацией электростатических ионных циклотронных волн (для ионов кислорода $O^+$) и их гармоник.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-17-00020 [https://rscf.ru/project/22-17-00020].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Гуревич А.В., Зыбин К.П., Карлсон Х.С. Эффект магнитного зенита. *Изв. вузов. Радиофизика*. 2005. Т. 48, № 9. С. 772–787.

Ерухимов Л.М. Ионосфера земли как космическая плазменная лаборатория. *Соросовский образовательный журнал*. 1998. № 4.

Калишин А.С., Благовещенская Н.Ф., Борисова Т.Д., Рогов Д.Д. Дистанционные методы диагностики эффектов воздействия высокоширотных нагревных комплексов. *Метеорология и гидрология*. 2021. № 4. С. 22–36.

Фролов В.Л., Бахметьева Н.В., Беликович В.В. и др. Модификация ионосферы Земли мощным коротковолновым радиоизлучением. Конференции и симпозиумы. УФН 2007.

Rietveld M.T., Stubbe P. History of the Tromsø ionosphereheating facility. *History of Geo- and Space Sciences.* 2022. Vol. 13. P. 71–82. DOI: 10.5194/hgss-13-71-2022.

Rietveld M.T., Senior A., Markkanen J., Westman A. New capabilities of the upgraded EISCAT high-power HF facility. *Radio Science*. 2016. Vol. 51(9). P. 1533–1546.

URL: https://rscf.ru/project/22-17-00020 (дата обращения 31 мая 2022 г.).

УДК 533.9.08

# ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМУЩЕННОЙ МОЩНЫМ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕМ ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ НА ОСНОВЕ СОВМЕСТНОГО АНАЛИЗА СНИМКОВ НОЧНОГО НЕБА И ДВУМЕРНЫХ КАРТ ВАРИАЦИЙ ПОЛНОГО ЭЛЕКТРОННОГО СОДЕРЖАНИЯ

**[1]В.В. Емельянов, [1]Д.А. Когогин, [1]Д.С. Максимов, [1]И.А. Насыров, [3]А.Б. Белецкий, [2]А.В. Шиндин, [2]С.М. Грач, [1]Р.В. Загретдинов**

[1]Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия
evv960722@gmail.com
[2]Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия
[3]Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия

# STUDYING THE IONOSPHERE REGION DISTURBED BY POWERFUL RADIATION, BASED ON JOINT ANALYSIS OF NIGHT-SKY IMAGES AND 2D MAPS OF TEC VARIATIONS

**[1]V.V. Emelyanov, [1]D.A. Kogogin, [1]D.S. Maksimov, [1]I.A. Nasyrov, [3]A.B. Beletsky, [2]A.V. Shindin, [2]S.M. Grach, [1]R.V. Zagretdinov**

[1]Kazan Federal University, Kazan, Russia
evv960722@gmail.com
[2]Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod, Nizhny Novgorod, Russia
[3]Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia

**Аннотация.** В работе проведено исследование области ионосферы, возмущенной мощным радиоизлучением стенда «Сура» в экспериментах 2021 г. на основе совместного анализа вариаций оптических эффектов и вариаций карт полного электронного содержания. Показано, что области стимулированного свечения ионосферы, так же как и области подавления фонового свечения, сопровождаются уменьшением значений полного электронного содержания (ПЭС).

**Ключевые слова:** ионосфера, искусственное свечение, 630 нм, ГНСС, ПЭС, карты ПЭС, стенд «Сура».

**Abstract.** We carried out an investigation of the ionosphere region disturbed by the powerful radio emission of the “Sura” facility in the experiments of 2021, based on a joint analysis of variations in optical effects and in total electron content maps. It is shown that the areas of stimulated ionospheric airglow, as well as the areas of background airglow suppression, are accompanied by a decrease in values of the total electron content.

**Keywords:** ionosphere, induced airglow, 630 nm, GNSS, TEC, TEC maps, “Sura” facility.

## ВВЕДЕНИЕ

В августе–сентябре 2021 г. на стенде «Сура» было проведено шесть экспериментальных серий по изучению оптических эффектов, происходящих в ионосфере в результате воздействия на нее мощной радиоволной стенда «Сура», расположенного в лаборатории НИРФИ «Васильсурск» (56.15° N, 46.10° E) Нижегородской области [Шиндин, 2017]. Воздействие на ионосферу во всех сеансах осуществлялось радиоволной на частоте 4.3 МГц в импульсном режиме с периодом 6 минут: 2.5 мин — излучение, 3.5 мин — пауза.

Регистрация оптических эффектов производилась с использованием ПЗС-камер, расположенных в двух пространственно-разнесенных пунктах наблюдения. Один пункт расположен в непосредственной близости (~850 м) от антенной системы стенда «Сура», другой — на расстоянии ~170 км к востоку на территории магнитной обсерватории КФУ (55.56° N, 48.45° E) [Насыров, 2021]. На обеих камерах были установлены светофильтры на длину волны 630 нм. Регистрация изображений производилась в периодическом режиме с периодом 30 с и экспозицией 25 с.

## МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Для выделения оптических эффектов на снимках ночного неба использовалась методика, подробно описанная в работе [Шиндин и др., 2017]. Дополнительно данная методика была усовершенствована путем добавления нескольких этапов обработки: 1) удаление тренда, связанного с уменьшением фонового свечения при заходе Солнца; 2) компенсация неравномерности регистрации света матрицей ПЗС-камеры. Это позволило значительно улучшить качество получаемых изображений. Следующим этапом была реализована привязка пикселей изображения к географическим координатам. Для этого использовалась методика, аналогичная изложенной в статье [Сыренова и др., 2021] с некоторыми дополнениями и изменениями.

По результатам обработки портретов ночного неба в экспериментах 2021 г. можно считать все шесть экспериментальных дней (5, 10, 11 августа; 3, 5, 6 сентября 2021 г.) удачными, поскольку оптические эффекты удалось выделить на изображениях, соответствующих всем экспериментальным дням. Примечательно, что, помимо привычного для такого рода экспериментов оптического свечения, имеется также ряд дней, когда наблюдался противоположный эффект, а именно, подавление фонового свечения ионосферы. Области подавления так же, как и области свечения возникают на высоте от 250 до 300 км, однако размер областей подавления примерно в два раза превышает размер областей свечения. Особого внимания заслуживает эксперимент 6 сентября, когда диаграмма направленности стенда «Сура» была ориентирована в магнитный зенит (наклон на 12° к югу от вертикали). В этом случае эффекты свечения и подавления наблюдаются одновременно.

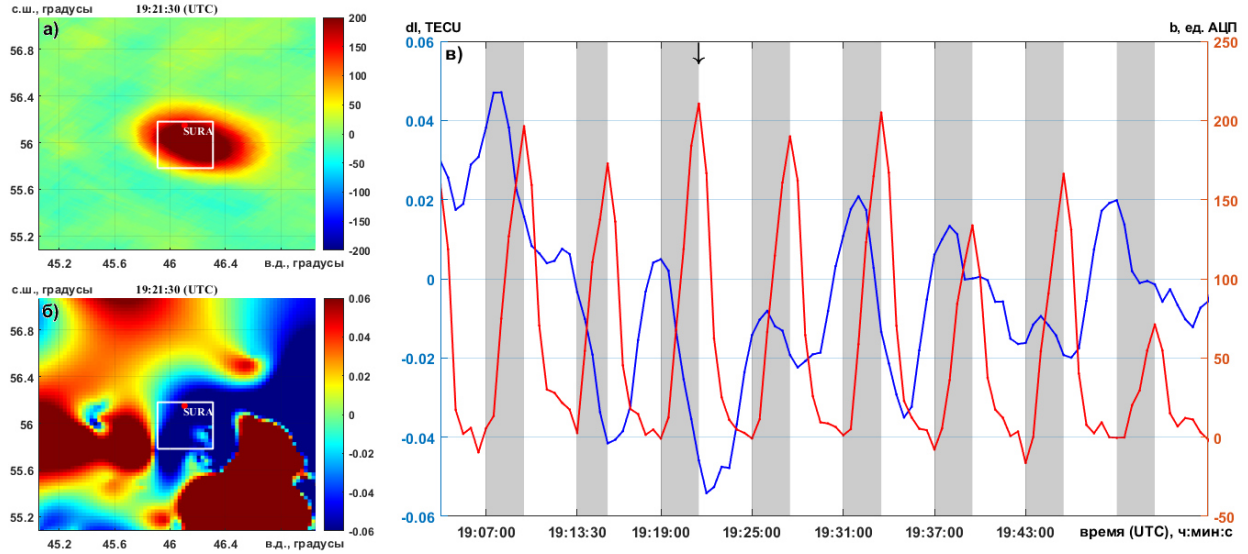



*Рис. 1.* Область оптического свечения (*а*), карта вариаций ПЭС (*б*) и зависимость вариаций интенсивности свечения возмущенной области ионосферы и вариаций ПЭС от времени (*в*) для эксперимента 5 августа 2021 г.

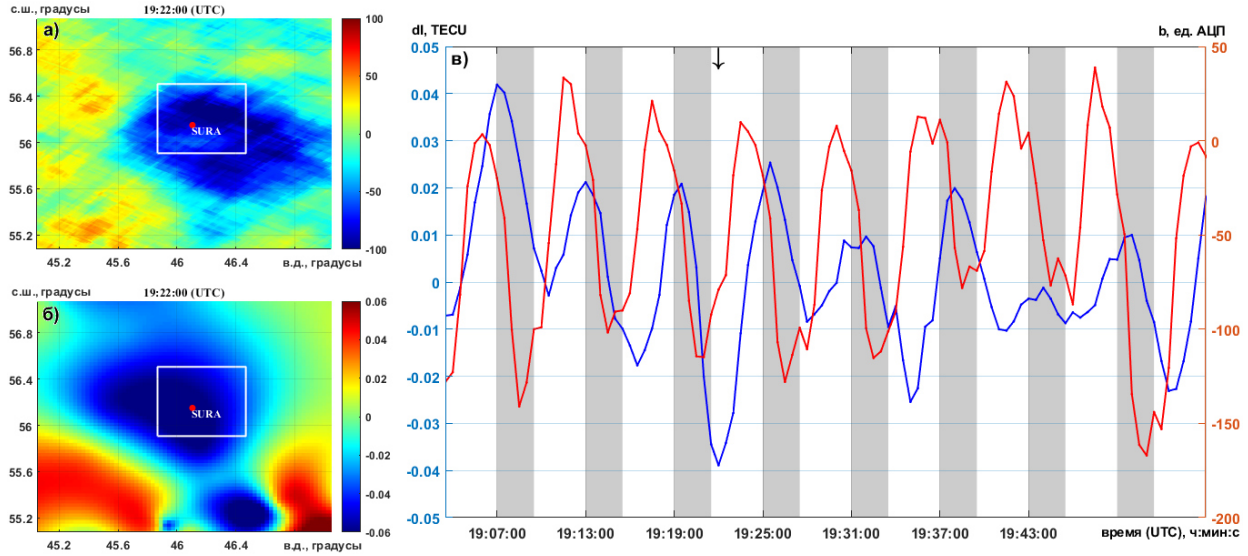



*Рис. 2.* То же, что на рис. 1 для эксперимента 10 августа 2021 г.

Методика построения карт пространственно-временного распределения интенсивности вариаций полного электронного содержания (ПЭС) основана на том, что в каждый момент времени каждый луч спутник — приемник характеризуется значением ПЭС, азимутом и углом места, а также положением подионосферной точки в географических координатах. Нанося значение вариаций вертикального ПЭС, кодируемых глубиной цвета в соответствии с географическим положением подионосферной точки для каждого луча спутник — приемник для всех станций, доступных в выбранном регионе, можно получать карты вариаций ПЭС с интервалом, равным интервалу времени записи исходных данных на ГНСС-станции. Методика обработки ПЭС для каждого луча спутник — приемник была стандартная и включала в себя вычитание тренда из наклонного ПЭС, приведение наклонного ПЭС к вертикальному и фильтрация скользящим средним [Когогин и др., 2020; Maletckii et al., 2020].

Для сравнительного анализа снимки ночного неба и ПЭС-карты были преобразованы к системе географических координат. На рис. 1, показаны снимок ночного неба с выделенной областью свечения (*а*); соответствующая карта вариаций ПЭС (*б*); зависимость вариаций интенсивности свечения возмущенной области ионосферы *b* (красная линия) в единицах АЦП камеры и вариации полного электронного содержания *dI* (синяя линия) в единицах TECU (1 TECU=$10^{16}$ эл/м$^{-2}$) от времени эксперимента 5 августа 2021 г., когда наблюдался эффект свечения ионосферы (*в*). Значения вариаций рассчитаны как среднее значение всех точек, попавших в прямоугольную площадку (белый прямоугольник на панелях *а*, *б*) размером 0.2°×0.2° с центром в точке, соответствующей центру пятна свечения. Серые прямоугольники соответствуют интервалам времени, когда осуществлялось воздействие на ионосферу. Стрелкой отмечен момент времени, соответствующий изображениям на панелях *а*, *б*.

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Из анализа рис. 1 видно, что наблюдается корреляция между вариациями оптического свечения, вариациями ПЭС и циклами воздействия мощным радиоизлучением. Возникновение эффекта свечения ионосферы сопровождается уменьшением значений ПЭС. Таким образом, можно сделать вывод, что стимулированное свечение ионосферы возникает в областях, соответствующих областям пониженной электронной концентрации. Полученные результаты согласуются с результатами, полученными ранее в работе [Maletckii, 2020].

На рис. 2 показана аналогичная зависимость вариаций оптических эффектов и ПЭС для эксперимента 10 августа 2021 г., когда наблюдалось подавление фонового свечения ионосферы. Значения вариаций здесь рассчитаны аналогичным образом, но по площадке размером 0.3°×0.3°, так как область подавления имеет бóльшие размеры.

Для эксперимента 10 августа 2021 г. также наблюдается корреляция между вариациями подавления фонового свечения, вариациями ПЭС и циклами воздействия. Видно, что включение воздействия стенда «Сура» приводит к понижению значений ПЭС. Таким образом, можно сделать предварительный вывод, что возникновение областей подавления фонового свечения, также сопровождается уменьшением значений ПЭС.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведен совместный анализ снимков ночного неба и карт вариаций ПЭС возмущенной мощным радиоизлучением области ионосферы. Обнаружено возникновение как эффекта стимулированного свечения ионосферы, так и подавления фонового свечения. На основе анализа пространственного положения и поведения во времени возникающих оптических эффектов получено, что области свечения ионосферы и области подавления фонового свечения сопровождаются уменьшением значений ПЭС.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 21-72-00043. Эксперименты на стенде «Сура» проведены при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда № 20-12-00197. Экспериментальные данные получены с использованием оборудования ЦКП «Ангара» [http://ckp-angara.iszf.irk.ru].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Когогин Д.А., Насыров И.А., Шиндин А.В. и др. Динамическая картина стимулированной мощным радиоизлучением области свечения ионосферы, полученная по результатам совместного анализа снимков ночного неба в линии 630 нм и карт вариаций полного электронного содержания. *Изв. вузов. Радиофизика*. 2020. Т. 63, № 2. С. 89–104.

Насыров И.А., Когогин Д.А., Шиндин А.В. и др. Метод построения пространственной картины распределения полного электронного содержания в области стимулированного оптического свечения ионосферы. *Учен. зап. Казан. ун-та. Сер. физ-матем. науки*. 2021. Т. 163, кн. 1. С. 59–76.

Сыренова Т.Е., Белецкий А.Б., Васильев Р.В. Географическая привязка кадров широкоугольных оптических систем. *Журнал технической физики*. 2021. Т. 91, № 12. С. 1990–1996.

Шиндин А.В., Клименко В.В., Когогин Д.А. и др. Пространственные характеристики области генерации искусственного свечения ионосферы в линии 630 нм при воздействии радиоизлучением стенда «Сура». *Изв. вузов. Радиофизика*. 2017. Т. 60, № 11. С. 949–966.

Maletckii B.M., Yasyukevich Y.V., Vesnin A.M. Wave signatures in total electron content variations: filtering problems. *Remote Sensing*. 2020. Vol. 12, no. 8. P. 1340.

URL: http://ckp-angara.iszf.irk.ru.

*Секция В. Физика атмосферы Земли, включая околоземное космическое пространство. БШФФ-2022. С. 188–190.*

УДК 551.583

# ИССЛЕДОВАНИЕ ГРОЗ НА ТЕРРИТОРИИ ИРКУТСКОЙ ОБЛАСТИ

**Е.В. Золотухина, И.В. Латышева**

Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия
musakutlarylet@bk.ru

# EXAMINING THUNDERSTORMS OVER THE IRKUTSK REGION

**E.V. Zolotukhina, I.V. Latysheva**

Irkutsk State University, Irkutsk, Russia
musakutlarylet@bk.ru

**Аннотация.** Обсуждаются пространственно-временные особенности распределения на территории Иркутской области и причины возникновения гроз редких типов — суперячейковой грозы в сентябре и снежных гроз. По данным 79 метеорологических станций Иркутской области выявлены характерные для периода исследования 2015–2019 гг. районы высокой повторяемости гроз и их изменчивости в различные месяцы теплого периода года. Выполнен синоптический анализ и рассмотрены сопутствующие грозам редких типов на территории Иркутской области и других регионов России метеорологические параметры.

**Ключевые слова:** Иркутская область, грозы, конвекция, тропопауза, снежные грозы, суперячейковая гроза.

**Abstract.** This paper discusses spatial and temporal features of distribution of rare types of thunderstorms (a supercell thunderstorm in September and thundersnows) over the Irkutsk region and the reasons for their occurrence. We used data from 79 meteorological stations of the Irkutsk region to identify areas with frequent thunderstorms in 2015–2019 and studied their variability in different months of the warm period of the year. We made a synoptic analysis and considered the meteorological parameters associated with rare types of thunderstorms over the Irkutsk region and other regions of Russia.

**Keywords:** Irkutsk region, thunderstorms, convection, tropopause, thundersnows, supercell thunderstorm.

## ВВЕДЕНИЕ

Грозы представляют серьезную опасность для человека, например, категорически запрещены полеты в грозовых облаках, где присутствует целый комплекс опасных явлений погоды, включая сдвиги ветра, электризацию, турбулентность, болтанку, ухудшение видимости в ливневых осадках и др. На территории Иркутской области грозы чаще возникают при прохождении атмосферных фронтов, преимущественно холодных. Летом в дневные часы при интенсивном прогреве, развитых восходящих потоках и достаточном влагосодержании воздуха возникают внутримассовые грозовые облака. Наличие крупных водоемов проявляется в уменьшении количества грозовых очагов, грозы чаще размываются на подветренных склонах гор и усиливаются на наветренных склонах. Увеличивается число гроз в крупных городах за счет наличия городского острова тепла и дополнительных ядер конденсации. Грозы часто имеют мезомасштабную природу, характеризуются относительно коротким жизненным циклом и существенно зависят от орографических особенностей местности. Не до конца изучены физические процессы развития внезапной конвекции [Аджиева и др., 2020]. Все это проявляется в относительно невысокой оправдываемости прогнозов этого опасного погодного явления и определяет необходимость проведения исследований особенностей формирования и развития гроз, в том числе, в условиях возросшей в последние десятилетия нестационарности атмосферной циркуляции крупно- и мезомасштабных форм.

## ОБЪЕКТ И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

Целью данного исследования явилось изучение современных особенностей распределения гроз по территории Иркутской области, где неоднородный рельеф определяет большое разнообразие условий их образования [Ткачев и др., 2021]. В исследование входило создание электронного архива данных по числу дней с грозой и физико-статистический анализ исходных данных. Архив получен по данным 79 метеорологических станций Иркутской области за 2015–2019 гг. Особый интерес представляло изучение условий образования суперячейковых и снежных гроз как редких малоизученных и трудно прогнозируемых гроз на территории Иркутской области.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Как показало исследование, грозы в апреле в 2015–2019 гг. — редкое явление на территории Иркутской области. Наиболее регулярно (1–3 случая/мес.) они отмечались на ст. Шиткино, расположенной на левом берегу р. Бирюсы в Тайшетском районе. В мае максимальное среднее число дней с грозой составило три и отмечалось в Братском (ст. Кобляково) и Бодайбинском (ст. Мамакан) районах. В летние месяцы максимум числа дней с грозой наблюдался на высокогорной станция Дабады на высоте 756 м над уровнем моря в предгорьях Восточного Саяна. Реже всего в июне грозы зафиксированы над более холодным побережьем оз. Байкал (ст. Томпа, Баргузинский заповедник). В сентябре максимум гроз в среднем составил два дня и отмечался на высокогорной ст. Дабады и в Тулунском районе (ст. Икей), а минимум — на севере области.

За пятилетний период (2015–2019 гг.) общее число дней с грозой по данным 79 метеорологических станций Иркутской области изменяется от 36 в апреле до 2448 в июле. В процентном соотношении этот вклад варьирует от менее 1 % в апреле и 4 % в сентябре до 32 % в июне и 35 % в августе. В межгодовой динамике числа дней с грозой можно выде-

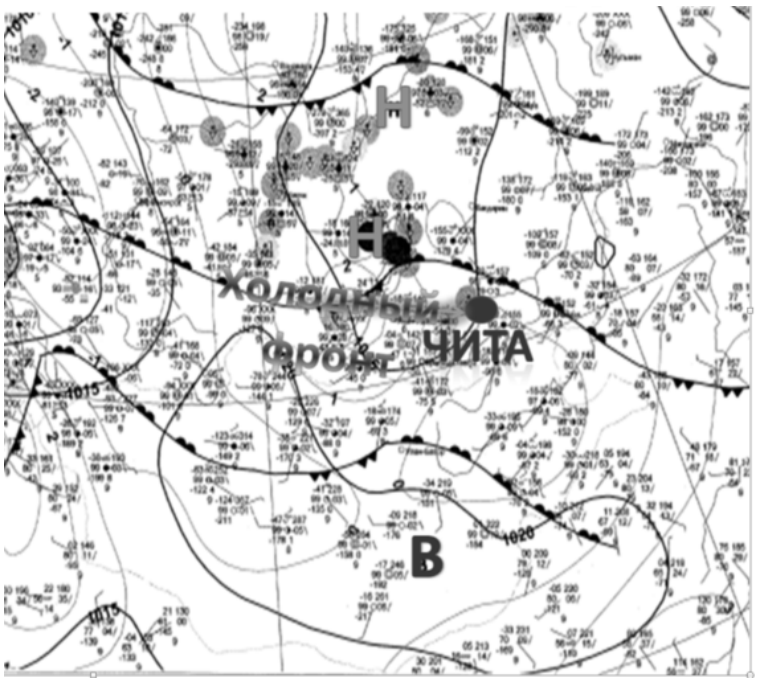



*Рис. 1.* Приземная карта погоды за 24 марта 2021 г.

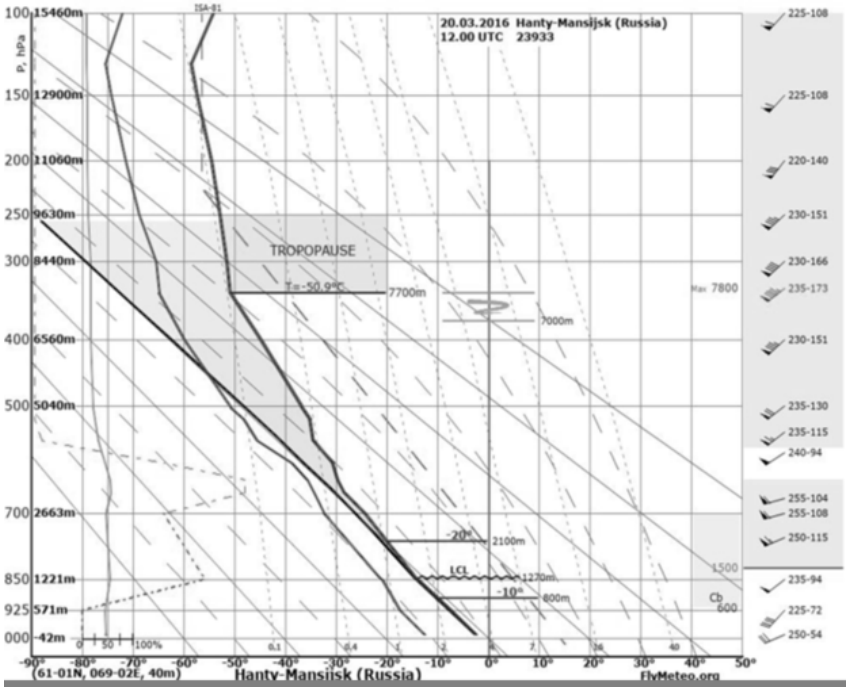



*Рис. 2.* Аэрологическая диаграмма за 12 ВСВ 20 марта 2016 г. ст. Ханты-Мансийск

лить слабо выраженную тенденцию уменьшения в августе и большое количество гроз в сентябре 2019 г. на фоне положительных аномалий средних суточных температур и большого количества летних осадков.

В ночные и ранние утренние часы 3 сентября 2019 г. в южных районах Иркутской области отмечалась интенсивная грозовая деятельность, с которой было связано образование суперячейковой грозы и нарушение электроснабжения в Боханском районе. Как показал метеорологический и синоптический анализ, сильная гроза отмечалась на фоне положительных аномалий среднесуточных температур, которые были устойчивыми с третьей декады августа, а 2 сентября 2019 г. достигли максимальных значений (+7 °С). Следует отметить, что развитию грозового облака по вертикали способствовал низкий уровень конденсации (490 м) и высокий уровень тропопаузы (12–13 км), а также наличие струйных течений не только в верхней, но и в средней тропосфере (мезоструи).

Еще более редкое явление — снежные грозы. Ярким примером увеличения количества снежных гроз за последние десятилетия является территория

Западной Сибири. В Новосибирске впервые за всю историю метеонаблюдений была зафиксирована снежная гроза 9 декабря 2015 г., в Нижневартовске — 27 февраля 2017 г., в Ханты-Мансийске были отмечены три случая снежной грозы в марте 2016, 2017 и 2019 г. Интересно, что большинство гроз приходилось на март. Высота уровня тропопаузы при снежных грозах изменялась от 6.3 до 13 км, а температура воздуха на уровне тропопаузы варьировала от –48 до –60 °С. Дефицит влаги в нижнем трехкилометровом слое тропосферы при снежных грозах в среднем составили 1–3 °С, а на высоте 5 км — 4–8 °С.

В Иркутске один из последних случаев со снежной грозой отмечался 3 декабря 2013 г. В ее образовании удалось выделить следующие факторы: мезомасштабный (локальный), адвективно-динамический и вихревой. На момент образования зимней грозы в Иркутске происходила быстрая смена южной умеренной воздушной массы на северную умеренную и затем арктическую, с чем связано активное развитие вертикальных движений в зоне атмосферного фронта с вытеснением холодным и сухим воздухом верхней и средней тропосферы теплого и влажного воздуха у поверхности Земли. Вихревой фактор проявлялся в наличии струйных течений в средней и верхней тропосфере.

Представляет интерес сравнить условия образования зимних гроз на территории Сибири и Забайкалья на примере 2021 г. Снежная гроза наблюдалась на аэродроме Чита в утренние часы 24 марта 2021 г. и имела фронтальный характер при сближении арктического фронта и фронта умеренных широт (рис. 1) с температурными контрастами 5–7 °С / 100 км. В дневные часы воздух прогрелся до 5 °С, а в средней тропосфере на высоте 3 км образовался мезоциклон с центром восточнее Читы глубиной 1007 гПа, при этом на аэродроме отмечался поворот ветра на 80° с юго-западного на северо-западный. В результате происходило развитие кучево-дождевой облачности с высотой нижней границы до 900 м, а также отмечались ливневые осадки (снег с дождем) с ухудшением видимости до 9 км.

Интересно, что гроза в Ханты-Мансийске 20 марта 2016 г. возникла в очень сухом воздухе с дефицитом до 10–12 °С (рис. 2). Существенный вклад в образование снежной грозы внесли также отсутствие задерживающих слоев инверсии, наличие струйного течения на высотах и низкое расположение уровня изотерм –10 °С и –20 °С, что способствовало формированию смешанной фазовой структуры грозового облака. Уровень замерзания с изотермой –20 °С располагался на высоте около 3 км.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Грозы — опасное атмосферное явление, образование которых во многом зависит от рельефа местности и времени года. На территории Иркутской области самым грозоопасным районом остаются наветренные склоны высокогорных районов Восточного Саяна, где хорошо развиты вынужденные восходящие движения, а также станции, расположенные вблизи Братского водохранилища с повышенным испарением. Наименее вероятно образование гроз на побережье оз. Байкал, а в конце лета — в крайних северных районах Иркутской области. В 2015–2019 гг. 67 % дней с грозой отмечалось в июне–июле на фоне хорошо выраженного прогрева подстилающей поверхности, в единичном числе случаев они отмечаются в апреле и сентябре. В образовании супреячейковых гроз в сентябре на территории Иркутской области важно учитывать термическую и вихревую составляющие в развитии конвекции, а для снежных гроз — наличие благоприятных для развития конвекции мезомасштабных, адвективно-динамических и вихревых факторов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Аджиева А.А., Керефова З.М., Гятов Р.А., Тумгоева Х.А. Исследование числа дней с грозой и продолжительность гроз на территории Северного Кавказа. *Успехи современного естествознания*. 2020. № 8. С. 32–36.

Ткачев И.Д., Васильев Р.В., Белоусова Е.П. Кластерный анализ молниевых разрядов по данным грозопеленгационной сети «Верея-МР». *Солнечно-земная физика*. 2021. Т. 7. № 4. С. 91–98. DOI: 10.12737/szf-74202109.

УДК 551.513

# ДОЛГОВРЕМЕННАЯ ИЗМЕНЧИВОСТЬ ВНЕЗАПНЫХ СТРАТОСФЕРНЫХ ПОТЕПЛЕНИЙ И ИХ ВЗАИМОСВЯЗЬ С ПРОЦЕССАМИ В ТРОПОСФЕРЕ

**[1]О.С. Зоркальцева, [2]О.Ю. Антохина, [2]П.Н. Антохин**

[1]Институт солнечно земной физики СО РАН, Иркутск, Россия
meteorologist-ka@yandex.ru
[2]Институт оптики атмосферы им. В.И. Зуева СО РАН, Томск, Россия

# LONG-TERM VARIABILITY OF SUDDEN STRATOSPHERIC WARMINGS AND THEIR RELATIONSHIP WITH PROCESSES IN THE TROPOSPHERE

**[1]O.S. Zorkaltseva, [2]O.Yu. Antokhina, [2]P.N. Antokhin**

[1]Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia
meteorologist-ka@yandex.ru
[2]V.E. Zuev Institute of Atmospheric Optics SB RAS, Tomsk, Russia

**Аннотация.** Проведена оценка долговременной изменчивости внезапных стратосферных потеплений (ВСП) с 1980 по 2021 г. В качестве критерия оценки ВСП были использованы значения среднезональной температуры воздуха на широте 80° N и среднезональной скорости ветра на 60° N на высотах 10 гПа. На основе данных о ВСП за последние 40 лет проведен композитный анализ полей распределения температуры, скорости ветра и высот геопотенциальных поверхностей от подстилающей поверхности до 50 км.

**Ключевые слова:** внезапные стратосферные потепления, стратосфера, тропосфера.

**Abstract.** This paper deals with assessment of the long-term variability of sudden stratospheric warmings (SSW) from 1980 to 2021. As a criterion for estimating SSW, we used values of the zonally averaged air temperature at a latitude of 80° N and zonally averaged wind speed at a latitude of 60° N at a height of 10 hPa. Using SSW data obtained in the last 40 years, we made a composite analysis of the distribution fields of temperature, wind speed and heights of geopotential impacts from the underlying surface up to 50 km.

**Keywords:** sudden stratospheric warmings, stratosphere, troposphere.

## ВВЕДЕНИЕ

Стратосферная внетропическая циркуляция в зимний период характеризуется сильными западными ветрами, оконтуривающими мощный полярный вихрь. Эта циркуляция зимой один или несколько раз нарушается распространяющимися вверх волнами из тропосферы (например, [Andrews et al., 1987]). Экстремальное проявление взаимодействия вертикально распространяющейся волны со средним потоком может привести к резкому ослаблению стратосферного полярного вихря и быстрому нагреву полярной стратосферы [Matsuno, 1971], называемому внезапным стратосферным потеплением (ВСП). ВСП являются проявлением стратосферно-тропосферной связи, а анализ распространения аномалий вниз из стратосферы в тропосферу после возникновения ВСП можно использовать для улучшения долгосрочных прогнозов погоды в зимнее время в Северном полушарии [Sigmond et al., 2013].

Всемирная метеорологическая организация (ВМО) различает события ВСП двух типов: крупные (мажорные) потепления в середине зимы, характеризующиеся обращением зональной циркуляции, и незначительные (минорные) потепления с ограниченными изменениями циркуляции [WMO/IQSY, 1964]. В последнее десятилетие предложены различные методы идентификации ВСП, основанные на морфологии полярного вихря (смещение — когда вихрь смещается от полюса; расщепление ВСП — когда полярный вихрь разделяется на две части) [Bancalá et al., 2012; Barriopedro, Calvo, 2014]. Подробно методы идентификации ВСП рассмотрены в работе [Palmeiro et al., 2015], где показано, что значительные различия между методами наблюдаются в периоды минорных потеплений, тогда как периоды мажорных потеплений идентифицируются всеми методами с небольшими временными сдвигами порядка нескольких дней. В данной работе ВСП идентифицировались на основе классификации ВМО, при этом анализировались долговременные вариации ВСП. На основе данных о ВСП за последние 40 лет проведен композитный анализ полей распределения температуры, скорости ветра и высот геопотенциальных поверхностей на разных уровнях атмосферы до ВСП, во время и после.

## ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

Для изучения динамики стратосферы использовался климатический архив ECMWF ERA5 [Hersbach et al., 2020]. В соответствии с критериями ВСП, установленными ВМО, мы используем такие параметры, как среднезональная температура воздуха вдоль 80° N и средние зональные значения зональной составляющей ветра вдоль 60° N на высоте 10 гПа на сетке 2.5°×2.5°.

На рис. 1, *в* показаны среднесуточные зональные значения зонального ветра на 60° N (синяя линия) и температура на 80° N на высоте 10 гПа (красная линия). В качестве примера показаны ВСП двух типов — мажорное (слева) и минорное (справа). Видно, что в зимний период 2008–2009 гг. наблюдался один эпизод ВСП. За дату начала ВСП принимался день 18.01.2009 с резким (>5 K/сут) повышением температуры, за день окончания — день 06.02.2009, когда наблюдался либо реверс ветра с восточного на западный (в случае мажорных ВСП), либо

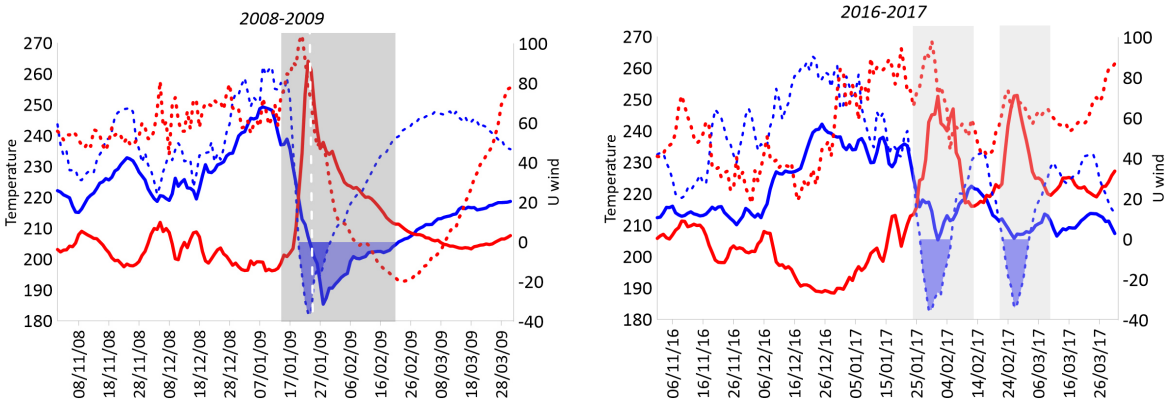



*Рис. 1*. Вариации среднезональной температуры воздуха вдоль 80° N на высоте 10 гПа (красная сплошная линия) и на 1 гПа (красная пунктирная линия), а также среднезональной скорости зональной компоненты ветра на 10 гПа (синяя сплошная линия) и на 1 гПа (синяя пунктирная линия) для зимнего периода 2008–2009 гг. (слева) и 2016–2017 гг. (справа)

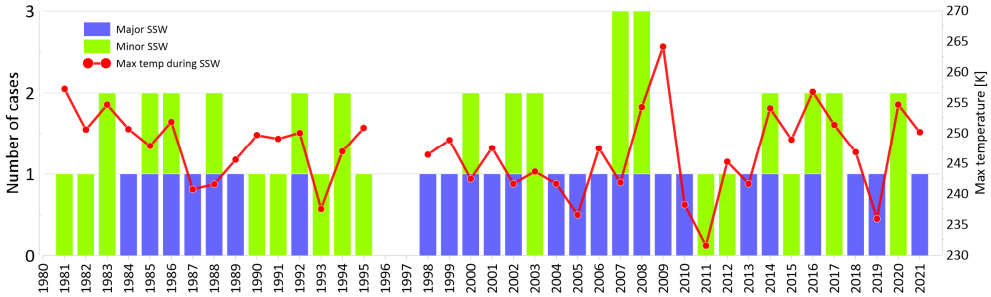



*Рис. 2*. Вариации количества мажорных (синие прямоугольники) и минорных (зеленые прямоугольники) ВСП и максимальной температуры во время ВСП с 1980 по 2021 г. (красная кривая — максимальная температура)

понижение температуры >3 K/сут; максимальная температура при ВСП наблюдалась 23.01.2009 и составила 264.1 K. Серыми прямоугольниками показана продолжительность ВСП. В соответствии со стандартными критериями ВМО зимой 2016–2017 г. наблюдались два минорных потепления, поскольку на высоте 10 гПа не наблюдалось обращение зональной циркуляции. Подобный анализ был проведен для каждого зимнего периода с 1980 по 2021 г.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

Межгодовая изменчивость ВСП и максимальной температуры во время ВСП показана на рис. 2. Видно, что в среднем каждую зиму наблюдается один или два эпизода ВСП, отметим, что с 1993 по 1998 г. не наблюдалось мажорных ВСП, а в 2007 и 2008 гг. отмечалось по 3 эпизода ВСП, максимальная температура при ВСП наблюдалась в 2009 г. Также на рис. 2 видно, что с 1980 по 2021 г. не прослеживается долговременной тенденции ни в общем числе случаем ВСП, ни в максимальных температурах. Подобные выводы о динамике ВСП, в том числе регистрируемых по различным критериям, получены и другими исследователями, например [Domeisen, 2019]. Открытым остается вопрос о причинах отсутствия ВСП в 90-е гг. и о связях аномалий стратосферной циркуляцией с процессами в нижележащей атмосфере.

Для оценки взаимосвязи ВСП и циркуляции атмосферы на других высотах был применен композитный анализ. Были рассчитаны композитные поля температуры, скорости ветра и высот геопотенциальных поверхностей от подстилающей поверхности до 50 км для периодов мажорных потеплений. В качестве реперной даты выбирался день начала (максимума и окончания) ВСП. Далее были рассчитаны аномалии усредненных метеорологических полей в реперные даты относительно среднеклиматических полей за рассматриваемый период 1980–2021 гг., который был разделен на два периода: до 2000 г. и после. Основным мотивом данного подхода является наличие Арктического усиления (Arctic Amplification) [https://www.nasa.gov/press-release/2020-tied-for-warmest-year-on-record-nasa-analysis-shows]. Поскольку это явление считается одним из важнейших регуляторов волновой активности в средней тропосфере умеренных широт Северного полушария, влияющим на рост амплитуды, опрокидывание длинных волн и, в свою очередь, на блокирование западного переноса, представляется уместным отдельное выделение периода Арктического усиления.

В качестве примера на рис. 3 приведены распределения высот геопотенциальной поверхности 500 гПа и температуры на 1 гПа в начале ВСП, максимуме и после за 2000–2021 гг.

В день начала ВСП в поле геопотенциала на 500 гПа прослеживаются значительные аномалии в районе Тихого и Атлантического океана, что может свидетельствовать об усилении волновой активности в тропосфере. В периоды максимума и окончания ВСП наблюдается положительная аномалия над полюсом, что возможно является следствием ослабления полярного вихря в тропосфере во время ВСП. На высоте 1 гПа распределение температуры позволяет предпо-

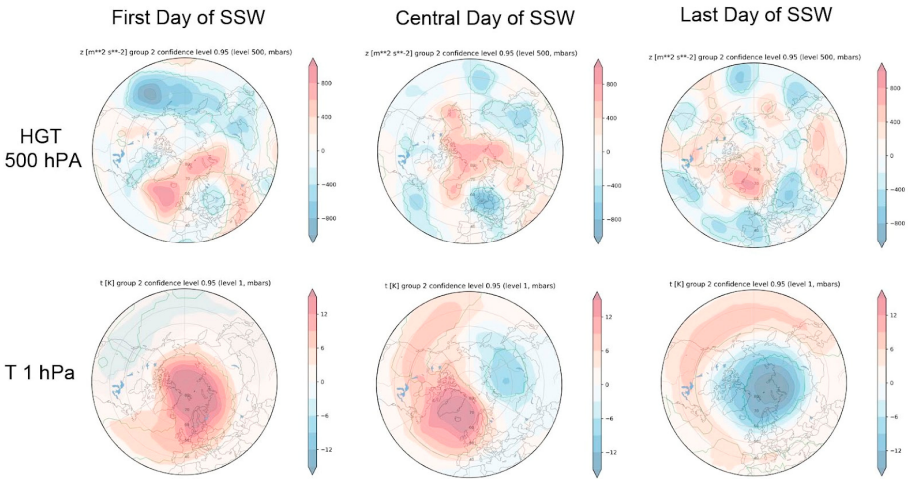



*Рис. 3*. Композитные поля высот геопотенциальной поверхности 500 гПа и температуры на 1 гПа до ВСП, в максимуме и после

ложить, что ВСП начинается и заканчивается на этой высоте раньше, чем на 10 гПа.

К сожалению, ограниченный объем статьи не позволяет нам привести композитные распределения метеополей за период до 2000 г. на других высотах. Все особенности, полученные в результате композитного анализа, будут рассмотрены подробно в докладе.

Работа выполнена в рамках проекта РНФ №22-77-10008.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Andrews D.G., Holton J.R., Leovy C.B. Middle atmosphere dynamics. *International Geophys. Ser.* 1987. Vol. 40. 489 p.

Bancalá S., Krüger K., Giorgetta M. The preconditioning of major sudden stratospheric warmings. *J. Geophys. Res*. 2012. Vol. 117. D04101. P. 1–12. DOI: 10.1029/2011JD016769.

Barriopedro D., Calvo N. On the relationship between ENSO, stratospheric sudden warmings, and blocking. *J. Climate*. 2014. Vol. 27. P. 4704–4720. DOI: 10.1175/JCLI-D-13-00770.1.

Domeisen D.I. Estimating the frequency of sudden stratospheric warming events from surface observations of the North Atlantic Oscillation. *J. Geophys. Res. Atmos*. 2019. Vol. 124 (6). P. 3180–3194. DOI: 10.1029/2018jd030077.

Matsuno T. A dynamical model of the stratospheric sudden warming. *J. Atmos. Sci*. 1971. Vol. 28. P. 1479–1494. DOI: 10.1175/1520-0469(1971)028<1479:ADMOTS>2.0.CO;2.

Palmeiro F.M., Barriopedro D., García-Herrera R., Calvo N. Comparing sudden stratospheric warming definitions in Reanalysis data. *J. Climate*. 2015. Vol. 28. P. 6823–6840. DOI: 10.1175/JCLI-D-15-0004.1.

Sigmond M., Scinocca J.F., Kharin V.V., Shepherd T.G. Enhanced seasonal forecast skill following stratospheric sudden warmings. *National Geoscience*. 2013. Vol. 6. P. 98–102. DOI: 10.1038/ngeo1698.

URL: https://www.nasa.gov/press-release/2020-tied-for-warmest-year-on-record-nasa-analysis-shows.

УДК 537.86

# МОДЕЛИРОВАНИЕ РАДИОЛОКАЦИОННОГО СИГНАЛА В УКВ-ДИАПАЗОНЕ С УЧЕТОМ ЭФФЕКТОВ РАСПРОСТРАНЕНИЯ В ТРОПОСФЕРЕ И ИОНОСФЕРЕ

**В.А. Ивонин, В.П. Лебедев**

[1]Институт солнечно-земной физики Сибирского отделения Российской академии наук, Иркутск, Россия, ivonin1480@mail.iszf.irk.ru

# SIMULATION OF RADAR SIGNALS IN THE VHF RANGE, TAKING ACCOUNT OF THEIR PROPAGATION EFFECTS IN THE TROPOSPHERE AND IONOSPHERE

**V.A. Ivonin, V.P. Lebedev**

[1]Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia, ivonin1480@mail.iszf.irk.ru

**Аннотация.** В работе описан программный комплекс, разрабатываемый для моделирования распространения радиосигнала в УКВ- диапазоне в тропосфере и ионосфере Земли, а также для моделирования принятых радаром радиолокационных импульсов, отраженных от космических объектов. Особое внимание уделено эффектам Фарадея и Коттона — Мутона, приводящим к изменению поляризационного состояния радиоволны. Проведено сравнение результатов моделирования эффекта Фарадея с результатами эксперимента на Иркутском радаре некогерентного рассеяния, а также приведены результаты моделирования эффекта Фарадея для пролетов спутников Starlink.

**Ключевые слова:** эффект Фарадея, эффект Коттона—Мутона, распространение радиоволн, ионосфера, радиолокация, ИРНР.

**Abstract.** The paper describes a software package developed to simulate the propagation of a radio signal in the VHF range in the Earth's atmosphere, namely in the troposphere and ionosphere, as well as to simulate radar pulses received by a radar reflected from space objects. Particular attention is paid to the Faraday and Cotton-Mouton effects, which lead to a change in the polarization state of the radio wave. The results of modeling the Faraday effect are compared with the results of the experiment on the Irkutsk incoherent scatter radar (IISR), and the results of modeling the Faraday effect for the passages of Starlink satellites are presented.

**Keywords:** Faraday effect, Cotton–Mouton effect, propagation of radio waves, ionosphere, radar, IISR.

## ВВЕДЕНИЕ

В радиолокационных УКВ-измерениях координатная и некоординатная информация наблюдаемого космического объекта (КО) определяется косвенно на основе измеряемых параметров радиолокационного (РЛ) сигнала. Проходя через тропосферу и ионосферу, РЛ- сигнал приобретает дополнительную задержку, происходит изменение его поляризационного состояния и т. д. Для исправления ошибок необходима модель среды распространения РЛ-сигнала, с помощью которой параметры РЛ-сигнала могут быть связаны с информацией о наблюдаемом КО. Успешное решение задачи учета среды распространения РЛ-сигналов определяет качество получаемой координатной и некоординатной информации.

Для моделирования радиоканала при радиолокации КО разрабатывается программный комплекс (ПК), который моделирует принятые ИРНР [Лебедев, 2015] РЛ-импульсы с учетом явлений, происходящих при прохождении радиоволны через тропосферу и ионосферу Земли: рефракция, эффекты Фарадея и Коттона — Мутона, временная задержка. В данной работе приведено описание моделирования этих эффектов.

### Описание программного комплекса

Программный комплекс состоит из модулей, каждый из которых отвечает за расчет того или иного физического эффекта, и каждый из которых во время настройки параметров моделирования можно подключать/отключать. Сделано это для того, чтобы можно было изучать влияние только отдельного эффекта или группы эффектов на радиосигнал [Ivonin, Lebedev, 2021]. На рис. 1 представлена блок-схема ПК.

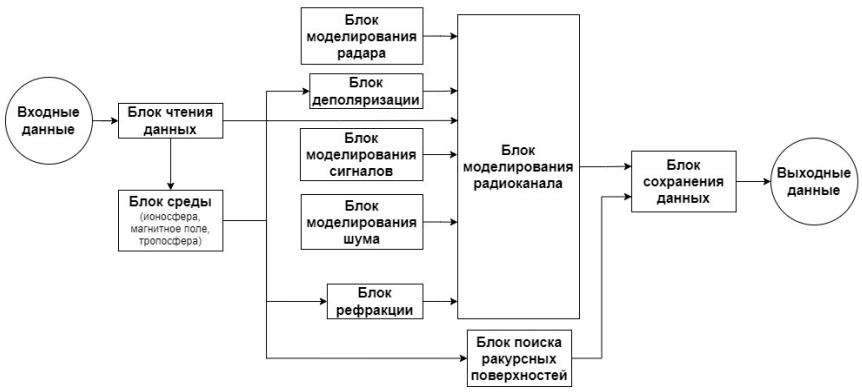



*Рис*. 1. Блок-схема программного комплекса

Программный комплекс способен выполнять следующие действия:

1) моделировать по эфемеридам принятые ИРНР РЛ-импульсы, отраженные от КО;

2) моделировать по реально принятым ИРНР РЛ-импульсам, отраженным от КО, и по эфемеридам принятые ИРНР РЛ-импульсы, отраженные от КО;

3) выполнять поиск ракурсных поверхностей;

4) вносить рефракционные дальностные и угломестные поправки в файлы с данными о реально принятых ИРНР сигналах, отраженных от КО, а также для этих сигналов рассчитывать квадрат косинуса угла поворота плоскости поляризации вследствие эффекта Фарадея;

5) моделировать эффекты Фарадея и Коттона — Мутона по заданным направлениям;

6) использовать для моделирования среды различные модели геомагнитного поля и ионосферы.

### Моделирование эффектов Фарадея и Коттона — Мутона

Под действием геомагнитного поля ионосфера Земли становится анизотропной невзаимной средой, и поэтому уравнение комплексного угла эллипса поляризации электромагнитной волны в ионосфере будет выглядеть так [Рытов и др., 1974]:

$$\frac{d\theta}{ds} = \frac{1}{T_{\text{крч}}} + \frac{\omega}{2c} v\sqrt{u}\cos(\alpha) - i\frac{\omega}{4c} vu\sin^2(\alpha)\sin(2(\theta+\beta)), \quad (1)$$

где $\theta = \operatorname{arctg}\left(\frac{\Phi_v}{\Phi_b}\right) = \theta' + i\theta''$, где $\Phi_v$, $\Phi_b$ — проекции вектора напряженности электрического поля радиоволны на главную нормаль и бинормаль к лучу соответственно (рис. 2), $\theta'$ — угол между большой полуосью эллипса поляризации и главной нормалью к лучу, $\theta'' = \operatorname{arcth}\left(\frac{b}{a}\right)$, где $b$ — малая полуось эллипса поляризации, $a$ — большая полуось эллипса поляризации, $ds$ — элемент длины дуги вдоль траектории луча радиоволны, $T_{\text{крч}}$ — радиус кручения луча, $\omega = 2\pi f$, $f$ — частота радиоволны, $c$ — скорость света в вакууме, $v = \frac{f_{\text{пл}}^2(N_\text{e})}{f^2}$, $N_\text{e}$ — электронная концентрация ионосферы, $f_{\text{пл}} = \frac{q_\text{e}}{2\pi}\sqrt{\frac{N_\text{e}}{\varepsilon_0 m_\text{e}}}$ —плазменная частота ионосферы, $q_\text{e}$ — заряд электрона, $\varepsilon_0$ — электрическая постоянная, $m_\text{e}$ — масса электрона, $\sqrt{u} = \frac{\omega_H}{\omega} = \frac{q_\text{e}\mu_0\left|\vec{H}\right|}{m_\text{e}\omega}$, $\omega_H$ — гирочастота, $\mu_0$ — магнитная постоянная, $\vec{H}$ — напряженность геомагнитного поля, $\alpha$ — угол между лучом радиоволны и $\vec{H}$, $\beta$ — угол между главной нормалью к лучу и плоскостью, образованной $\vec{H}$ и единичным вектором касательной к лучу (рис. 2). Как видно из рис. 2, положение эллипса поляризации радиоволны задается с помощью трехгранника Френе [Рытов, 1938]. Первое слагаемое в формуле (1) описывает вращение плоскости поляризации, обусловленное кручением луча, второе — эффектом Фарадея, а третье — вращение плоскости поляризации и деформацию эллипса поляризации, обусловленные эффектом Коттона — Мутона. Первым слагаемым при решении задач распространения радиоволн в УКВ-диапазоне можно пренебречь [Олюнин, 2011]. Видно, что эллипс может как поворачиваться, что приводит к повороту плоскости, в которой преимущественно происходит изменение вектора напряженности электрического поля волны, так и деформироваться, что приводит к изменению вида поляризации волны (линейная, круговая или эллиптическая).

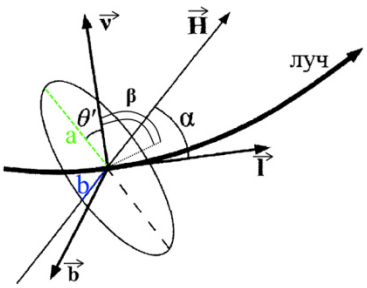



*Рис*. 2. Ориентация эллипса поляризации радиоволны при ее распространении: $\vec{v}$ — главная нормаль луча, $\vec{b}$ — бинормаль луча, $\vec{l}$ — касательная к лучу

Моделирование этих эффектов осуществляет блок расчета поляризации (рис. 1) с помощью численного решения методом Рунге — Кутты четвертого порядка следующей системы уравнений, к которой сводится уравнение (1):

$$\begin{cases} \Omega(s) = \theta_0 + \frac{\omega}{2c}\int_0^s v(s')\sqrt{u(s')}\cos(\alpha(s'))ds', \\ \frac{d\chi_{\text{Re}}}{ds} = \frac{\omega}{4c} vu\sin^2(\alpha)\times \\ \times\cos\left(2(\beta(s)+\Omega(s)+\chi_{\text{Re}}(s))\right)\sinh\left(2\chi_{\text{Im}}(s)\right), \\ \frac{d\chi_{\text{Im}}}{ds} = \frac{\omega}{4c} vu\sin^2(\alpha)\times \\ \times\sin\left(2(\beta(s)+\Omega(s)+\chi_{\text{Re}}(s))\right)\cosh\left(2\chi_{\text{Im}}(s)\right), \end{cases}$$

где $\Omega$ — угол поворота эллипса поляризации вследствие эффекта Фарадея, $\chi = \theta - \Omega = \chi_{\text{Re}} + i\chi_{\text{Im}}$, $\chi_{\text{Re}}$ и $\chi_{\text{Im}}$ — соответственно вещественная и мнимая части эффекта Коттона — Мутона.

Разработанный программный комплекс использовался для интерпретации измерений РЛ-сигналов ИРНР, отраженных от КА Starlink. Большое количество таких однотипных КА, пролетающих через центр сектора сканирования ИРНР на дальности ~550 км, позволило проводить наблюдения с интервалом 5 мин. На рис. 3 сплошной линией представлена измеренная на ИРНР амплитуда РЛ-сигнала, отраженного от КА Starlink (28.02–04.03.2022), штриховой линией — $\cos^2(\Omega)$, рассчитанный по изме-

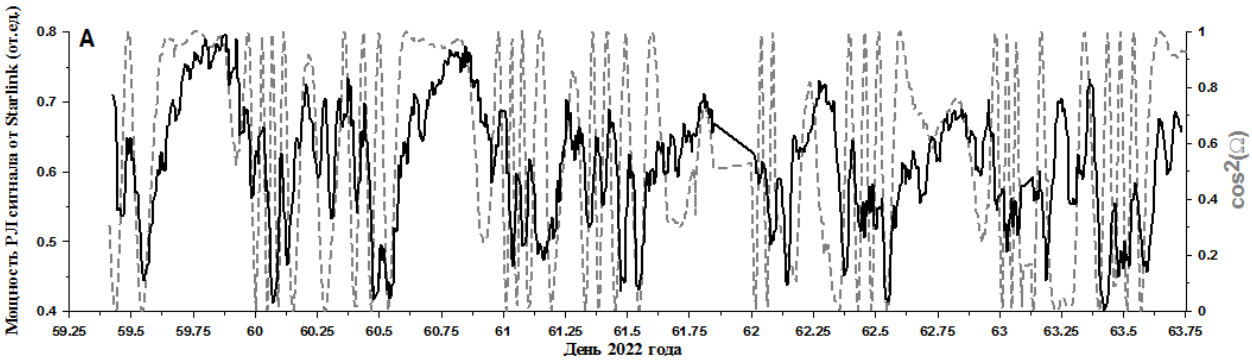



*Рис.* 3. Сплошная линия — динамика измеренной амплитуды РЛ-сигнала ИРНР от КА Starlink, штриховая линия — $\cos^2(\Omega)$, восстановленный по профилю электронной концентрации

ренному на ИРНР профилю электронной концентрации. Видно, что в целом амплитуда достаточно хорошо повторяет динамику $\cos^2(\Omega)$: коэффициент корреляции 0.2–0.8. Интервалы, на которых поведение обсуждаемых параметров различается, говорят либо о неучтенных возмущениях в измеренном профиле электронной концентрации, либо о том, что ориентация данного КА отличается от ориентации основного созвездия объектов Starlink.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан программный комплекс для моделирования распространения радиоволн УКВ-диапазона в тропосфере и ионосфере Земли. Описан способ расчета эффектов Фарадея и Коттона — Мутона. Продемонстрированы результаты расчетов эффекта Фарадея для Иркутского радара некогерентного рассеяния на примере плотных РЛ-измерений характеристик КА Starlink.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Лебедев В.П. *Развитие диагностических возможностей Иркутского радара некогерентного рассеяния для решения задач контроля космических аппаратов и проведения активных космических экспериментов*: Дис. … канд. физ.-мат. наук: 01.04.03. Иркутск, 2015. 118 с.

Олюнин Н.Н. *Использование поляриметрических данных радиолокационных станций дальнего обнаружения для распознавания целей*: Дис. … канд. физ.–мат. наук: 01.04.03. М., 2011. С. 66.

Рытов С.М. О переходе от волновой к геометрической оптике. *Доклады Академии наук СССР*. 1938. Т. 18, № 4–5. С. 263–266.

Рытов С.М. Кравцов Ю.А., Виноградов А.Г. *Вопросы излучения и распространения радиоволн*. М.: РИАН СССР, 1974. С. 35.

Ivonin V.A., Lebedev V.P. Simulation of radar signals in the VHF range, taking account of their propagation effects in the troposphere and ionosphere. *2021 Photonics & Electromagnetics Research Symposium (PIERS)*. 2021. P. 2519–2525.

УДК 520.88

# ПРОГРАММНЫЙ КОМПЛЕКС РАСЧЕТА АТМОСФЕРНЫХ ПАРАМЕТРОВ ДЛЯ ПРОЕКТИРОВАНИЯ АДАПТИВНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

**[1, 2]Д.В. Казаков, [1, 2]Л.А. Больбасова, [1]В.П. Лукин**

[1]Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, Томск, Россия
den-kazakov-1995@mail.ru, egorsh@vtomske.ru
[2]Национальный исследовательский Томский государственный университет, Томск, Россия

# SOFTWARE PACKAGE FOR CALCULATING ATMOSPHERIC PARAMETERS FOR DESIGNING AN ADAPTIVE OPTICAL SYSTEM

**[1, 2]D.V. Kazakov, L.A. [1, 2]Bolbasova, [1]V.P. Lukin**

[1]V.E. Zuev Institute of Atmospheric Optics SB RAS, Tomsk, Russia
den-kazakov-1995@mail.ru, egorsh@vtomske.ru
[2]Tomsk State University, Tomsk, Russia

**Аннотация.** Представлен программный комплекс, выполняющий расчеты атмосферных параметров для проектирования адаптивных оптических систем (АОС), работающих сквозь атмосферную толщу. Он предназначен для расчета параметров датчика Шэка—Гартмана, радиуса Фрида для наклонных и вертикальных трасс, угла изопланатизма и оптической толщи эффективного турбулентного слоя на основе моделей высотной зависимости структурной характеристики показателя преломления атмосферы.

**Ключевые слова:** атмосфера, турбулентность, параметр Фрида, АОС.

**Abstract.** A software package is presented that performs calculations of atmospheric parameters for the design of adaptive optical systems (AOS) operating through the atmospheric thickness. The software package is designed to calculate the parameters of the Shack—Hartmann sensor, the Fried radius for inclined and vertical routes, the angle of isoplanatism, the optical thickness of the effective turbulent layer, based on models of the altitude dependence of structural characteristics of the refractive index of the atmosphere.

**Keywords:** atmosphere, turbulence, Fried parameter, AOS.

Данная работа, посвящена реализации программного комплекса расчета атмосферных параметров для проектирования адаптивных оптических систем (АОС).

Целью данной работы является автоматизировать процесс расчета параметров датчика Шэка—Гартмана, радиуса Фрида для наклонных и вертикальных трасс, угла изопланатизма и оптической толщи эффективного турбулентного слоя.

Сегодня в любой астрономической обсерватории АОС является важнейшим инструментом и представляет специальную систему адаптивной оптической коррекции искажений оптического излучения [Гурвич и др., 1976]. Элементами фазосопряженной системы адаптивной оптики (АО) являются устройства, регистрирующее искажения лазерного излучения (датчик волнового фронта); устройство, корректирующее эти искажения (адаптивное зеркало), и вычислительное устройство с алгоритмами управления системой [Лукин, 2014].

Фазосопряженная система АО, как правило, включает в себя датчик волнового фронта (ДВФ) Шэка—Гартмана, который является наиболее применяемым. Его оптическая часть включает в себя линзовый растр и видеокамеру, совместное действие которых генерирует в плоскости регистрации матрицу из фокальных пятен или гартманограмму. Алгоритмическая часть датчика рассчитывает координаты энергетических центров тяжести каждого из фокальных пятен (координаты центроидов).

В связи с интенсивным применением оптико-электронных систем передачи информации, узконаправленной транспортировки энергии электромагнитного излучения, формирования изображения в реальных условиях актуально развитие методов и устройств коррекции лазерного излучения, в том числе АОС, которые представляют собой один из самых радикальных способов уменьшения вредного влияния турбулентной атмосферы.

Поскольку характеристики АОС в определяющей степени зависят от атмосферных условий, а именно интенсивности и распределения турбулентных флуктуаций, каждая АОС проектируются под условия турбулентных слоев атмосферы конкретного места.

Одним из основных параметров турбулентной атмосферы является структурная характеристика флуктуаций показателя преломления. Ее величина влияет на все статистические характеристики оптического излучения в атмосфере. Поэтому знание высотных зависимостей структурной характеристики $C_n^2(h)$ в месте расположения астрономического телескопа наземного базирования имеет ключевое значение при проектировании АОС.

К настоящему времени предложен ряд моделей высотной зависимости структурной характеристики показателя преломления атмосферы, которые были получены на основе статистического обобщения экспериментальных данных. Ниже представлены модели:

1. Модель Гринвуда, которая имеет достаточно простой вид:

$$C_n^2(\xi) = \left[2.2\cdot10^{-13}(\xi+10)^{-1.3} + 4.3\cdot10^{-17}\right]\exp(\xi/4000), \quad (1)$$

где $\xi$ [м] — высота над уровнем моря

2. Модель Хафнагеля—Волли

$$C_n^2(\xi) = A\exp\left(-\frac{\xi}{100}\right) + \\ +5.94\cdot10^{-53}\left(\frac{v}{27}\right)^2 \xi^{10}\exp\left(-\frac{\xi}{1000}\right) + \\ +2.7\cdot10^{-16}\exp\left(-\frac{\xi}{1500}\right), \quad (2)$$

где $\xi$ [м] — высота над уровнем моря, $A$ — $C_n^2(0)$ у земли в м$^{-2/3}$ и $v$ [м/с] — псевдоскорость ветра, которая определяется как

$$v = \left[\frac{1}{15\cdot10^3}\int_{5\cdot10^3}^{20\cdot10^3} V_n^2(\xi)\,d\xi\right]^{1/2}, \quad (3)$$

где $V_n^2(\xi)$ — временные характеристики турбулентности, которые описываются моделью скорости ветра Бафтона

$$V_n^2(\xi) = v_g + 30\exp\left\{-\left[\frac{\xi-9400}{8400}\right]^2\right\}. \quad (4)$$

Скорость ветра у земной поверхности обычно полагают равной $v_g$=5 м/с.

При подстановке различных значений высоты $A$ у земли и псевдосокорости ветра $v$ были получены модификации этой модели для различных обсерваторий, таких как U.S. Air Force Maui Optical Site (AMOS) на острове Мауи, а также для обсерватории Мауна Кеа, расположенной на Гавайских островах [Больбасова, Лукин, 2012].

На основе моделей высотной зависимости структурной характеристики показателя преломления атмосферы мы можем рассчитать следующие параметры, необходимые для проектирования АОС:

1. Радиус Фрида для наклонных и вертикальных трасс:

$$r_0^{\text{пл}} = \left\{0.423k^2\int_0^x d\xi C_n^2(\xi)\right\}^{-3/5}, \quad (5)$$

$$r_0^{\text{сф}} = \left\{0.423\int_0^x d\xi\,(1-\xi/x)^{5/3}\,C_n^2(\xi)\right\}^{-3/5}, \quad (6)$$

где $k^2$ — волновое число $k^2$=2π/λ, $\xi$ [м] — высота над уровнем моря.

2. Угол изопланатизма

$$\theta_0 = 0.314 r_0/h_\xi, \quad (7)$$

где $r_0$ — радиус когерентности, $h_\xi$ — толщина эффективного турбулентного слоя.

3. Толщина эффективного турбулентного слоя

$$h\xi = \int_0^\infty d\xi\xi C_n^2(\xi) \Big/ \int_0^\infty d\xi\, C_n^2(\xi). \quad (8)$$

4. Эффективный фокус для растра в ДВФ Шэка—Гартмана

$$F = \frac{d_s^2}{2.44\lambda}\left[1+1.03\left(\frac{r_0}{d_s}\right)^{1/6}\right]^{-1}, \quad (9)$$

где $d_s$ — размер субапертуры на сенсоре камеры, λ — длина волны.

Данный программный комплекс предназначен для автоматизации процесса расчета атмосферных параметров, что позволит сократить время проектирования АОС.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С. *Лазерное излучение в турбулентной атмосфере*. М.: Наука, 1976. 273 с.

Лукин В.П. Формирование оптических пучков и изображений на основе применения систем адаптивной оптики. *Успехи физических наук*. 2014. Т. 184, № 16. С. 599–640.

Больбасова Л.А., Лукин В.П. Адаптивная коррекция атмосферных искажений оптических изображений на основе искусственного опорного источника. М.: Физико-математическая литература, 2012. 125 с.

Больбасова Л.А., Лукин В.П. Вопросы измерения наклона волнового фронта. *Оптический журнал*. 2021. Т. 88, № 11. С. 16–23. DOI: 10.17586/1023-5086-2021-88-11-16-23.

*Секция В. Физика атмосферы Земли, включая околоземное космическое пространство. БШФФ-2022. С. 199–201.*

УДК 533.932

# РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИМИ ВОЛНАМИ НА ГОЛОВНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЕ ЗЕМНОЙ МАГНИТОСФЕРЫ

**[1, 2]С.Р. Камалетдинов, [1]И.Ю. Васько, [1]А.В. Артемьев**

[1]Институт космических исследований РАН, Москва, Россия
[2]Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Москва, Россия
serjesmail@gmail.com

# ELECTRON SCATTERING BY ELECTROSTATIC WAVES IN THE EARTH'S BOW SHOCK

**[1, 2]S.R. Kamaletdinov, [1]I.Y. Vasko, [1]A.V. Artemyev**

[1]Space Research Institute RAS, Moscow, Russia
[2]National Research University "Higher School of Economics", Moscow, Russia
serjesmail@gmail.com

**Аннотация.** Электростатические волны являются одними из самых распространенных видов волновой активности в космической плазме. В частности, недавние спутниковые наблюдения установили их присутствие на головной ударной волне земной магнитосферы, где они наблюдаются в широком диапазоне частот выше 100 Гц. Однако теоретический анализ взаимодействия между такими волнами и заряженными частицами солнечного ветра все еще не был проведен. Мы представляем результаты такого анализа для электростатических волн конкретного типа — так называемых ионных дыр, являющихся доминирующей компонентой электростатической турбулентности на головной ударной волне. Сравнивая оценки на изменение питч-угла в рамках приближения невозмущенных траекторий с результатами прямого численного интегрирования, мы делаем вывод о применимости классического аппарата квазилинейной теории и вычисляем коэффициенты питч-угловой диффузии. Комбинируя квазилинейные коэффициенты диффузии с недавно предложенным механизмом стохастического дрейфового ускорения, мы показываем, что турбулентность ионных дыр может эффективного рассеивать электроны тепловых и сверхтепловых энергий и, удерживая эти частицы в переходном слое ударной волны, давать возможность ускорять их до энергий порядка сотен электронвольт.

**Ключевые слова:** головная ударная волна, турбулентность, питч-угловая диффузия, ускорение частиц.

**Abstract.** Electrostatic waves are known to be ubiquitous in space plasma. Recent studies have revealed their presence in the bow shock of the Earth's magnetosphere where they dominate in the frequency range above 100 Hz. Despite that, the effects of their interaction with solar wind particles, especially electrons, have not been yet quantified. In this paper, we present quantitative estimations of electron pitch-angle scattering by a turbulence of ion holes, that make up a substantial part of electrostatic fluctuations in the Earth's bow shock. Taking advantage of direct numerical integration of electron motion equations and comparing these results to that, obtained under the approximation of unperturbed trajectories, we show applicability of the classical quasi-linear theory. This enables us to compute the quasi-linear pitch-angle diffusion coefficients. Making use of the recently proposed theory of stochastic shock drift acceleration mechanism, we show that the obtained diffusion coefficients can provide sufficient scattering rate of thermal and suprathermal electrons and can keep them within the transitional region long enough to support acceleration of thermal electrons by a factor of a few tens, that is up to a few hundred electronvolt.

**Keywords:** bow shock, turbulence, pitch-angle diffusion, particles' acceleration.

## INTRODUCTION

Astrophysical high-Mach number quasi-perpendicular bow shocks are conventionally considered to be the primary source of high energy particles, this idea is supported by numerous remote observations as well as numerical models. The widely accepted mechanism of electron acceleration is the diffusive shock acceleration (DSA), but the problem is, that it becomes effective only for electrons with relatively high energies and thus thermal electrons cannot be directly accelerated by the DSA mechanism. Instead, in the recent paper by [Amano et al., 2020], another (the so-called stochastic shock drift acceleration (SSDA)) mechanism was proposed. In this mechanism, the interaction of thermal electrons with small-scale wave-turbulence in the shock's foot can lead to their temporal trapping which enables their pre-acceleration by the convectional electric field to modest suprathermal energies thus providing the needed seed electron population that can be subsequently injected into the DSA mechanism. Direct verification of this model has only been possible with numerical simulations, which, however, could not be carried out for realistic plasma-parameters. On the other hand, recent spacecraft measurements have demonstrated, that the bow shock of the Earth's magnetosphere also exhibits suprtahermal populations of electrons with energies up to dozens of keV. Despite having relatively modest, yet often supercritical Mach-numbers, the Earth's bow shock provides a unique opportunity for in-situ investigation by spacecraft missions and thus can potentially contribute to our understanding of bow shock's physics. In this work we are going to show that electron scattering by electrostatic fluctuations typical of the Earth's bow shock can lead to electron acceleration from thermal energies of a few dozen electron-volts up to a few hundred electron-volts.

## ESTIMATIONS ALONG UNPERTURBED TRAJECTORIES

According to the recent spacecraft measurements, the predominant part of the electrostatic fluctuations in the Earth's bow shock is made of ion holes [Wang et al., 2021]. Ion holes are Debye-scale non-linear solitary waves with negative potential. Despite having almost planar geometry, ion holes can still drive effective pitch-angle scattering via the cyclotron resonance due to

their oblique propagation with respect to the magnetic field [Vasko et al., 2018]. Ion hole potential profile can be relatively well fitted by a gaussian

$$\Phi = \Phi_0 \exp\left(-\left(z\cos(0) + y\cos(0) - V_s t\right)^2 / 2l^2\right).$$

Here $\Phi_0$ stands for the amplitude of the electrostatic potential, $l$ is the width of the ion hole. The speed of the ion hole ($V_s$) lies in the YZ plane and inclined by an angel θ with respect to the background magnetic field (pointed along Z-axis).

Assuming that on the time scale of interaction the magnetic field is essentially uniform, we have the following electron's equations of motion

$$m_e \frac{\mathrm{d}V_\parallel}{\mathrm{dt}} = \frac{\partial}{\partial z}\Phi,$$

$$m_e \frac{d\mathbf{V}_\perp}{\mathrm{dt}} = -m_e\omega_{ce}\left(\mathbf{V}_\perp \times z\right) + \nabla_\perp \Phi$$

where $m_e$ stands for the electron mass, $\omega_{ce}$ is electron cyclotron frequency, Φ is the electrostatic potential of the ion hole multiplied by the elementary charge (ion hole potential in units of eV).

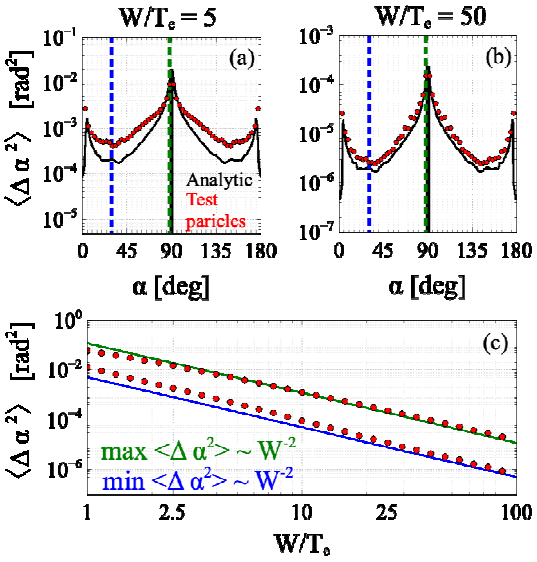
These equations can be integrated along unperturbed electron's trajectories, i. e., Larmor rotations, and used to estimate the perturbation of the electron's pitch-angle Δα. The gyro-phase average equals zero $\langle\Delta\alpha\rangle = 0$, however, the dispersion is not zero $\langle\Delta\alpha^2\rangle \neq 0$,

$$\langle\alpha^2\rangle = \frac{4\pi\Phi_0^2}{W^2\sin^2(2\alpha)} \times$$
$$\times \frac{\omega_{ce}^2 l^2 \left(V_s\cos^2(\alpha) - V_\parallel\cos(\theta)\right)^2}{\left(V_s - V_\parallel\cos(\theta)\right)^4} \times$$
$$\times \sum_{n=1}^{\infty} n^2 j_n^2\left(\frac{nV_\perp\sin(\theta)}{V_s - V_\parallel\cos\theta}\right)\exp\left[-\frac{\omega_{ce}^2 l^2 n^2}{\left(V_s - V_\parallel\cos\theta\right)^2}\right].$$

Here $J_n$ stands for the Bessel function of the first-kind, W represents electron's kinetic energy. It is worth noticing, that in order to account for different possible parameters ($l$, Φ, $V_s$, θ) of ion-holes, i.e., to find a "typical" ion hole, we average $\langle\Delta\alpha^2\rangle$ over data-driven probability distribution of these paraments (see [Wang et al., 2021] for details). The results for pitch-angle dispersion $\langle\Delta\alpha^2\rangle$ can be compared with direct numerical integration of electron's equations of motion. Figure presents the comparison between $\langle\Delta\alpha^2\rangle$ computed analytically under the approximation of unperturbed orbits (black line) and by direct numerical integration of electron's equations of motion (red dots). We see that unperturbed orbits provide a relatively good approximation to the numerical results. Since the quasi-linear theory comprises the assumption of unperturbed orbits, our results indicate its applicability for the turbulence of ion holes.

## ESTIMATION OF THE MAXIMUM ENERGY GAIN

The acceleration mechanism presented by [Amano et al., 2020] provides the following expression for the maximum energy gain due to the scattering by a given wave-turbulence, which is characterized by a pitch-angle diffusion coefficient $D_{\alpha\alpha}$




The gyrophase-averaged pitch-angle variations $\langle\Delta\alpha^2\rangle$ of electrons scattered by a "typical" ion hole, computed using analytical approach and test-particle simulations

$$W_{\max} = 6\nu\frac{m_e V_n^2}{2\cos^2(\theta_{Bn})}\frac{D_{\alpha\alpha}}{\omega_{ci}}$$

here $m_e$ stands for electron's mass, $V_n$ is the upstream plasma velocity along the normal to the shock's front, $\theta_{Bn}$ represents the angle between the upstream magnetic field and the normal, $D_{\alpha\alpha}$ and $\omega_{ci}$ are pitch-angle diffusion coefficient and ion cyclotron frequency respectively, ν is a numerical factor on the order of one and such that $\nu V_n / \omega_{ci}$ gives the spatial width of the shock transition region along the normal.

In order to compute $D_{\alpha\alpha}$ for the turbulence of ion holes, we take advantage of the classical quasi-linear expression for the pitch-angle diffusion coefficient [I. Lerche, 1968]. By combining it with the datasets of typical ion hole parameters (provided by [Wang et al., 2021]), we obtain the following estimation for pitch-angle diffusion coefficient.

$$D_{\alpha\alpha} \approx 0.1\omega_{ce}\left(W / T_e\right)^{-3/2}$$

here $\omega_{ci}$, $W$ and $T_e$ are electron gyro-frequency, electron energy and electron temperature respectively. By inserting this expression into the formula for $W_{\max}$, we can resolve it with respect to the maximum electron energy and for the parameters typical of the Earth's bow shock we obtain

$$W_{\max} = \frac{2T_e}{\left|\cos(\theta_{Bn})\right|^{4/5}} \approx 0.1 \div 0.5 \text{ keV}.$$

Which indicates that electrostatic fluctuations in the Earth's bow shock are capable of accelerating thermal electrons up to the energies of a few hundred eV, where (as [Amano et. al., 2020] have shown) they can be further accelerating by whistler turbulence, that effectively scatters electron with energies $\geq 1$ keV, and subsequently passed on to the conventional DSA mechanism.

## CONCLUSIONS

In conclusion, our study demonstrates that electron scattering by electrostatic fluctuations can be efficient in the energy range below 1 keV, where scattering by whistler waves is not effective enough. Thus, in the Earth's magnetosphere the SSDA mechanism may provide direct acceleration of thermal electrons and generate the needed seed population of high-energy particles that can be further injected into the conventional DSA mechanism.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Amano T., Katou T., Kitamura N., et al. Observational evidence for stochastic shock drift acceleration of electrons at the Earth's bow shock. *Phys. Rev. Lett*. 2020. Vol. 124(6). P. 065101.

Lerche I. Quasilinear theory of resonant diffusion in a magneto-active, relativistic plasma. *Physics of Fluids*. 1968. Vol. 11(8). P. 1720–1727.

Vasko I.Y., Mozer F.S., Krasnoselskikh V.V., et al. Solitary waves across supercritical quasi-perpendicular shocks. *Geophys. Res. Lett*. Vol. 45(12). P. 5809–5817.

Wang R., Vasko I.Y., Mozer F., et al. Electrostatic Solitary Waves in the Earth's Bow Shock: Nature, Properties, Lifetimes, and Origin. *J. Geophys. Res.: Space Phys*. 2021. Vol. 126(7). e2021JA029357.

УДК 550.385

# СРАВНЕНИЕ ИОНОСФЕРНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ПРОДОЛЬНЫХ ТОКОВ И ПОЛЯРНЫХ СИЯНИЙ ПО ДАННЫМ ТЕХНИКИ ИНВЕРСИИ МАГНИТОГРАММ И IMAGE FUV ДЛЯ СУББУРИ 27 АВГУСТА 2001 г.

**В.Э. Капустин, С.Б. Лунюшкин, В.В. Мишин, Ю.В. Пенских**

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия
kapustin@iszf.irk.ru

# COMPARISON OF FIELD-ALIGNED CURRENTS AND AURORA DISTRIBUTION IN THE IONOSPHERE FROM MAGNETOGRAM INVERSION TECHNIQUE AND IMAGE FUV DATA FOR THE 27 AUGUST 2001 SUBSTORM

**V.E. Kapustin, S.B. Lunyushkin, V.V. Mishin, Yu.V. Penskikh**

Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia
kapustin@iszf.irk.ru

**Аннотация.** Представлено сравнение крупномасштабных пространственных распределений продольных токов (ПТ), полученных на основе техники инверсии магнитограмм по наземным магнитометрам, с положением и яркостью аврорального овала по изображениям IMAGE FUV на ночной стороне для изолированной суббури 27 августа 2001 г. Количественно-качественный анализ показал, что полярная граница аврорального овала по данным IMAGE FUV на протяжении всей суббури наиболее близко соотносится с границей обращения (reversal boundary) ионосферной конвекции RB (максимумами плотности ПТ зоны 1 Ииджимы—Потемры) в вечернем и утреннем секторах MLT. Дополнительно показано, что области вытекающих ПТ хорошо согласуются ($\Delta\theta\sim2°$) с областями ярких полярных сияний на протяжении всей суббури.

**Ключевые слова:** авроральный овал, полярная шапка, продольные токи, граница обращения конвекции.

**Abstract.** A comparison is made of large-scale spatial distributions of field-aligned currents (FACs) obtained from ground-based magnetometers by magnetogram inversion technique (MIT), with the position and brightness of the auroral oval from the night side IMAGE FUV images for the 27 August 2001 isolated substorm. Qualitative–quantitative analysis showed that the auroral oval polar boundary, according to IMAGE FUV data, throughout the entire substorm most closely correlate with the ionospheric convection reversal boundary RB (the FAC density maximum in Iijima—Potemra zone 1) in the dusk and dawn MLT sectors. In addition, it is shown that the regions of upward FACs are in good agreement ($\Delta\theta\sim2°$) with the regions of bright auroras throughout the entire substorm.

**Keywords:** auroral oval, polar cap, field-aligned currents, convection reversal boundary.

## ВВЕДЕНИЕ

Авроральный овал (АО) представляет собой область наиболее частого появления полярных сияний в зените в фиксированный момент мирового времени, т. е. расположения полярных сияний над поверхностью Земли в области, ориентированной определенным образом относительно направления на Солнце [Фельдштейн, 2016]. В топологии магнитосферы АО в каждом полушарии представляет собой ионосферную проекцию плазменного слоя и имеет полярную и экваториальную границы, на которых наблюдается резкое уменьшение энергии и потока высыпающихся из плазменного слоя электронов и ионов.

Одной из ключевых границ АО для исследования была выбрана полярная граница — граница полярной шапки, окружающая околополюсную область, где силовые линии геомагнитного поля считаются открытыми по отношению к межпланетному магнитному полю (ММП). Динамика этой области имеет фундаментальное значение, так как изменение ее размеров свидетельствует о накоплении и высвобождении магнитной энергии в долях хвоста магнитосферы во время суббури [Brittnacher et al., 1999].

Хорошо известно, что магнитосферно-ионосферное взаимодействие обеспечивается постоянно существующими продольными токами (ПТ) зон 1 и 2 Ииджимы—Потемры в области АО. ПТ зоны 1 формируются в низкоширотном пограничном слое (НПС) магнитосферы, где скорость ее обтекания (соответствующая антисолнечной конвекции) перпендикулярна геомагнитному полю. При этом внутренняя граница НПС соответствует в ионосфере границе обращения конвекции (RB), что принято в качестве базового положения метода диагностики границ АО на основе техники инверсии магнитограмм (ТИМ) [Лунюшкин, Пенских, 2019].

Целью данного исследования является сравнение границы обращения конвекции, полученной геомагнитным методом диагностики границ АО на основе ТИМ, с полярной границей АО по данным IMAGE FUV для суббури 27 августа 2001 г.

## ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

Изолированная магнитосферная суббуря 27 августа 2001 г. отмечалась в 03:00–06:00 UT, ее геомагнитная обстановка представлена на рис. 1.

Для исследования суббури использовался метод диагностики границ АО на основе ТИМ. Этот метод обеспечивает расчет двумерных распределений эквивалентных токов, электрического потенциала, горизонтальных токов, ПТ и других электродинамических параметров высокоширотной ионосферы на основе одноминутных данных непрерывных геомагнитных измерений на мировой сети наземных станций. Кроме того, геомагнитный метод позволяет определить основные границы АО, в том числе и базовую границу RB. Физические положения, теория и базовый алгоритм геомагнитного метода подробно

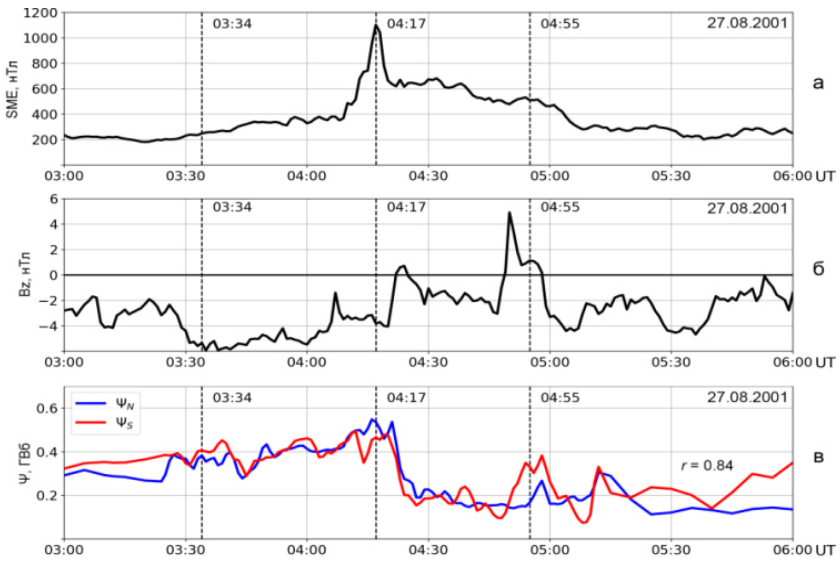



*Рис. 1.* Графики изменения авроральных *SME*-индексов (*а*), $B_z$-компоненты ММП (*б*) и магнитных потоков (*в*) через полярные шапки Северного (синяя кривая) и Южного (красная кривая) полушарий в ходе суббури 27.08.2001

изложены в работах [Лунюшкин, Пенских, 2019; Пенских et al., 2021].

Во время рассматриваемой суббури проводились наблюдения полярных сияний в дальнем ультрафиолете (FUV) с космического спутника IMAGE. Для нашего исследования были доступны изображения с камеры WIC [https://supermag.jhuapl.edu], в диапазоне 140–180 нм спектра Лаймана—Бирджа—Хопфилда (LBH). Спектральный диапазон камеры WIC наиболее чувствителен к линии азота $N_2$ в верхней атмосфере Земли [Mende et al., 2003].

Программный комплекс IZMAP специально разработан для исследования геомагнитных изображений. Оператор на дисплее монитора вручную проводит границы на изображениях в геомагнитной системе координат. Отсчет кошироты выполняется в диапазоне 0°–40° с шагом 1°, а отсчет долготы (местного геомагнитного времени MLT) производится от меридиана полдень—полночь в диапазоне 0°–350° с шагом 10°.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

При использовании программного комплекса IZMAP по снимкам спутника IMAGE FUV для суббури 27 августа 2001 г. в интервале 03:00-05:00 UT (с шагом 2 мин) были проведены вручную границы аврорального овала на ночной стороне и нанесена граница RB, определенная по картам ПТ на основе ТИМ. Визуальное сравнение по двум методам границ по всем 50 моментам суббури позволяет сделать вывод о том, что полярная граница IMAGE и граница RB в основном соответствуют друг другу. На рис. 2 приведены примеры, показывающие хорошее качественное совпадение этих границ.

Количественное сравнение полярной границы АО, полученной по данным IMAGE и границы RB, полученной на основе ТИМ, было выполнено с помощью графических методов анализа данных, объединяющего все 50 моментов времени, при этом было выполнено разделение меридианом полдень—полночь на две статистические выборки значений коширот — утро и вечер. Результаты сравнения приведены на рис. 3, *а* и 3, *б*. Видно, что две границы согласуются между собой с коэффициентом корреляции 0.7 и 0.5 соответственно для утреннего и вечернего секторов.

В дополнение к полученному результату мы сравнили местоположения максимальной яркости свечений сияний в АО на картах IMAGE с местоположениями вытекающих ПТ на картах, рассчитанных по ТИМ. В литературе опубликовано уже достаточно много эмпирических данных, подтверждающих тот факт, что вытекающий ПТ совпадает с высыпающимися электронами (например, [Korth et al., 2014; Carter et al., 2016]). Последние результаты связаны в основном со статистическим распределением ПТ, а в ранних работах не так много одновременных наблюдений во время суббури или бури.

Для сравнения вытекающего ПТ с яркостью АО была проведена линия максимума яркости сияний АО на протяжении всей суббури 27 августа 2001 г. в 03:00–05:00 UT. Несмотря на сложность структуры вытекающих ПТ и динамики изменения авроральных сияний, количественное сравнение показало, что линия максимума яркости сияний согласуется с линией максимума плотности вытекающего ПТ со значащим коэффициентом корреляции 0.6 (рис. 3, *в*).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты, полученные в настоящей работе.

1. Граница обращения магнитосферно-ионосферной конвекции RB хорошо соответствует полярной границе АО (границе полярной шапки) на ночной стороне для рассмотренной суббури 27 августа 2001 г. Этот результат обсуждался ранее в статье [Пенских et al., 2021].

2. Положение линии максимума плотности вытекающих ПТ по данным ТИМ совпадает с точностью

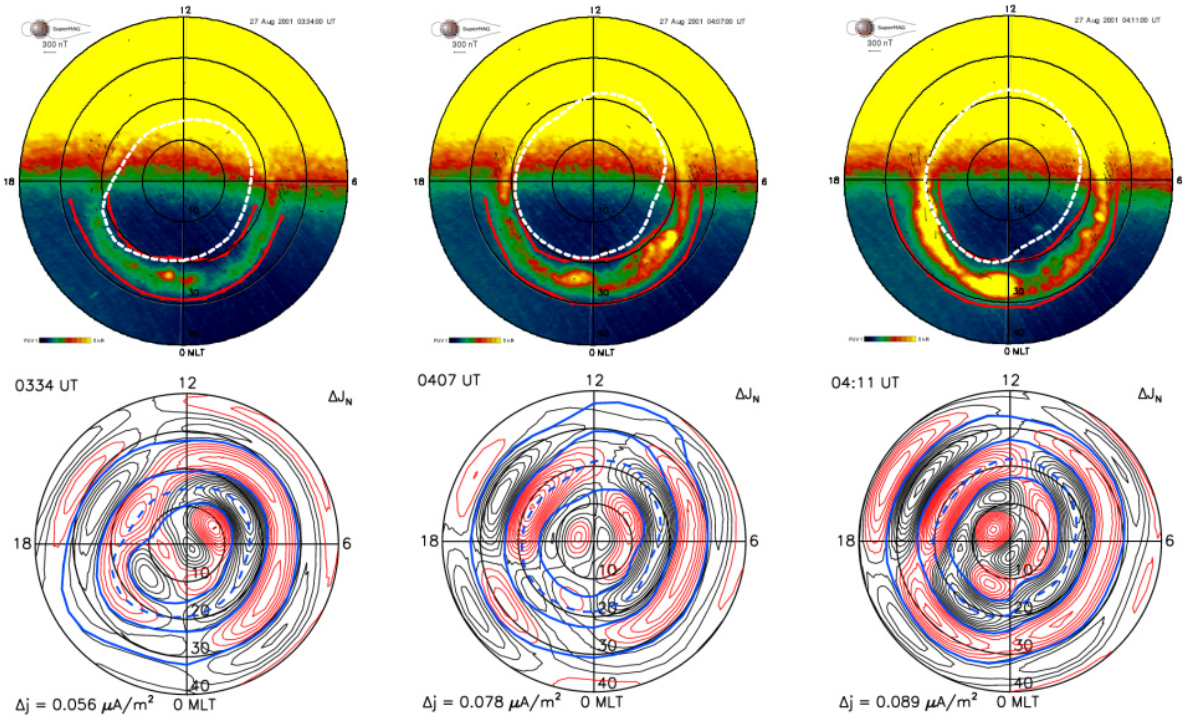



*Рис. 2.* Верхняя панель: изображения полярных сияний по данным IMAGE FUV; красные линии — полярная и экваториальная границы АО. Штриховая белая линия — граница RB, полученная с помощью ТИМ. Нижняя панель: распределения плотности ПТ по данным ТИМ. Красные изолинии — вытекающий ПТ, черные — втекающий ПТ, сплошные синие линии — границы R0, R1, R2 ПТ зон 1 и 2 Иджимы—Потемры; штриховая синяя линия — граница RB

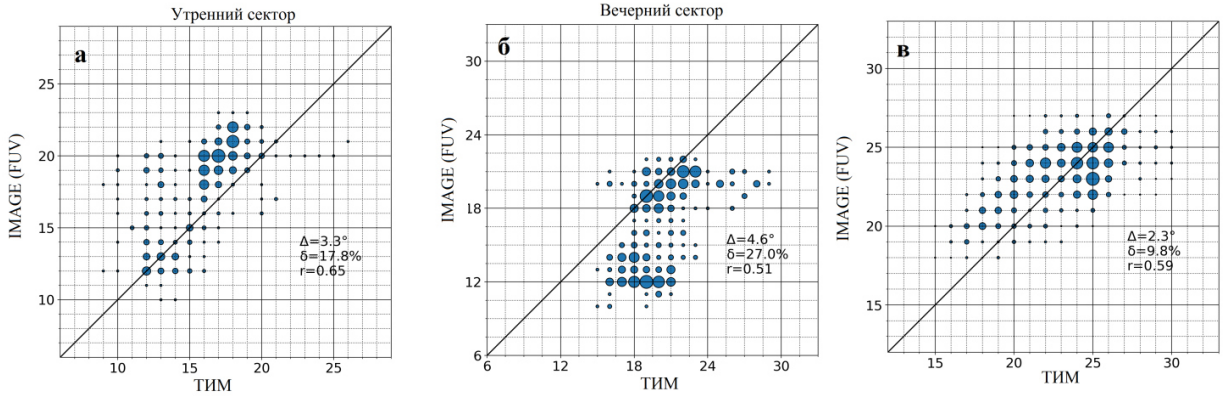



*Рис. 3.* Статистическое сравнение полярной границы АО по снимкам IMAGE и границы RB по данным ТИМ для секторов утро (*а*) и вечер (*б*); линия максимума яркости сияний и линия максимума плотности вытекающего ПТ (*в*). По осям абсцисс и ординат — кошироты соответствующих границ. Оценки абсолютной Δ и относительной погрешностей $\delta$ и коэффициента корреляции $r$ указаны на графика

$\Delta\theta \sim 2°$ (два шага расчетной сетки по широте) с линией максимальной яркости сияний в АО на снимках IMAGE. Полученный результат согласуется с имеющимися в литературе статистическими результатами соответствия областей крупномасштабных вытекающих ПТ и полярных сияний.

Авторы благодарят А.В. Тащилина за интересные дискуссии и полезные замечания при обсуждении основных результатов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Лунюшкин С.Б., Пенских Ю.В. Диагностика границ аврорального овала на основе техники инверсии магнитограмм. *Солнечно-земная физика*. 2019. Т. 5, № 2. С. 97–113. DOI: 10.12737/szf-52201913.

Пенских Ю.В., Лунюшкин С.Б., Капустин В.Э. Геомагнитный метод автоматической диагностики границ авроральных овалов в двух полушариях Земли. *Солнечно-земная физика*. 2021. Т. 7, №. 2. С. 63–76. DOI: 10.12737/szf-72202106.

Фельдштейн Я.И. Открытие и первые исследования аврорального овала (обзор). *Геомагнетизм и аэрономия*. 2016. Т. 56, № 2. С. 139–153. DOI: 10.7868/S0016794016020048.

Brittnacher M., Fillingim M., Parks G., et al. Polar cap area and boundary motion during substorms. *J. Geophys. Res.: Space Phys*. 1999. Vol. 104, no. A6. P. 12251–12262. DOI: 10.1029/1998ja900097.

Carter J.A., Milan S.E., Coxon J.C., et al. Average field-aligned current configuration parameterised by solar wind conditions. *J. Geophys. Res.: Space Phys*. 2016. Vol. 121, no. 2. P. 1294–1307. DOI: 10.1002/2015ja021567.

Korth H., Zhang Y., Anderson B.J., et al. Statistical relationship between large-scale upward field-aligned currents

and electron precipitation. *J. Geophys. Res.: Space Phys*. 2014. Vol. 119, no. 8. P. 6715–6731. DOI: 10.1002/2014ja019961.

Mende S.B., Carlson C.W., Frey H.U., et al. IMAGE FUV and in situ FAST particle observations of substorm aurorae. *J. Geophys. Res.: Space Phys*. 2003. Vol. 108, no. A4. DOI: 10.1029/2002JA009413.

URL: https://supermag.jhuapl.edu.

УДК 537.86

# ПРИМЕНЕНИЕ ВТОРИЧНЫХ КОМПОНЕНТ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ДЛЯ МОНИТОРИНГА ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ

**П.Г. Кобелев, Л.А. Трефилова, В.Г. Янке**

Институт земного магнетизма ионосферы и распространения радиоволн им Н.В. Пушкова, Москва, Россия
kobelev@izmiran.ru

# USING SECONDARY COMPONENTS OF COSMIC RAYS FOR ENVIRONMENTAL MONITORING

**P.G. Kobelev, L.A. Trefilova, V.G. Yanke**

Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation RAS, Moscow, Russia
kobelev@izmiran.ru

**Аннотация.** В работе проведена оценка чувствительности различных вторичных компонент космических лучей к изменениям окружающей среды, которая сводится к задачам мониторинга вторичных компонент и метеорологических факторов. Исследована реакция детекторов нескольких типов (бессвинцовый нейтронный монитор, счетчик тепловых нейтронов, мюонный телескоп) на снегопады и дожди. Детекторы непрерывно работали с 2010 г., мониторинг метеопараметров проводился с 2015 г.

**Ключевые слова:** нейтронный монитор, снег, мюонный телескоп, эпитепловые нейтроны.

**Abstract.** In this paper, we assessed the sensitivity of various secondary components of cosmic rays to changes in the environment, which is reduced to the problems of monitoring secondary components and meteorological factors. The reaction of several types of detectors (lead-free neutron monitor, thermal neutron counter, muon telescope) to snowfalls and rains was studied. The detectors have been in continuous operation since 2010; monitoring of meteorological parameters has been carried out since 2015.

**Keywords:** neutron monitor, snow, muon telescope, epithermal neutrons.

## ВВЕДЕНИЕ

В последние годы было показано, что на основе нейтронных детекторов космических лучей [Zreda et al., 2012] можно успешно реализовать методы контроля влажности почвы и толщины снежного покрова над ней. Данное направление может представлять собой практическую ценность для поиска запасов влаги. Поведение детекторов во время дождей также изучалось ранее [Eroshenko et al., 2010]. В данной работе исследуется чувствительность детекторов Мобильной лаборатории космических лучей ИЗМИРАН к осадкам для всех периодов мониторинга с 2015 г.

## ОПИСАНИЕ ДЕТЕКТОРОВ

Нейтронный детектор эпитепловых нейтронов 6nmE (рис. 1) чувствителен к нейтронам с энергией >0.5 эВ и выполнен на основе шести борных счетчиков СНМ-15 с 2.5 см замедлителем нейтронов [Abunin et al., 2011]. Скорость счета эпитепловых нейтронов составляет ~12 имп/с.

Нейтронный детектор тепловых нейтронов 1nmT (см. рис. 1) чувствителен к нейтронам с энергией <0.5 эВ и выполнен на основе одиночного борного счетчика СНМ-15 [Abunin et al., 2011]. Скорость счета тепловых нейтронов таким детектором составляет около 1.5 имп/с. В нашем случае погрешности измерений эпитепловых и тепловых нейтронов составляют около 0.5 и 1.3 % соответственно для часового усреднения.

Мюонный телескоп Cube (см. рис. 1) представляет собой две плоскости из восьми пропорциональных счетчиков СГМ-14, включенные в схему совпадений.

Для автоматических измерений метеорологических параметров (влажность и температура), используются данные автоматической метеостанции Vaisala Rosa.




*Рис. 1.* Детекторы Мобильной лаборатории космических лучей

## РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2 показаны данные детекторов ИЗМИРАН (для контроля изображены также данные стандартного нейтронного монитора 24nm64) и данные по осадкам (нижняя часть рисунка). Заметен годовой ход вариаций тепловых и эпитепловых нейтронов, более выраженный в случае снежных зим. На рис. 3 показан аналогичный график с середины 2017 до середины 2019 г., где добавлена также температура. Ход эпитепловых нейтронов очень хорошо коррелирует с общим количеством выпавшего снега. Вариации достигают ~30 % при максимальной толщине снежного покрова. Данное явление обусловлено замедлением в толще снега образующихся в грунте эпитепловых нейтронов и переходом их в тепловой диапазон. Реакция тепловых нейтронов на снег носит сложный характер. Наблю-

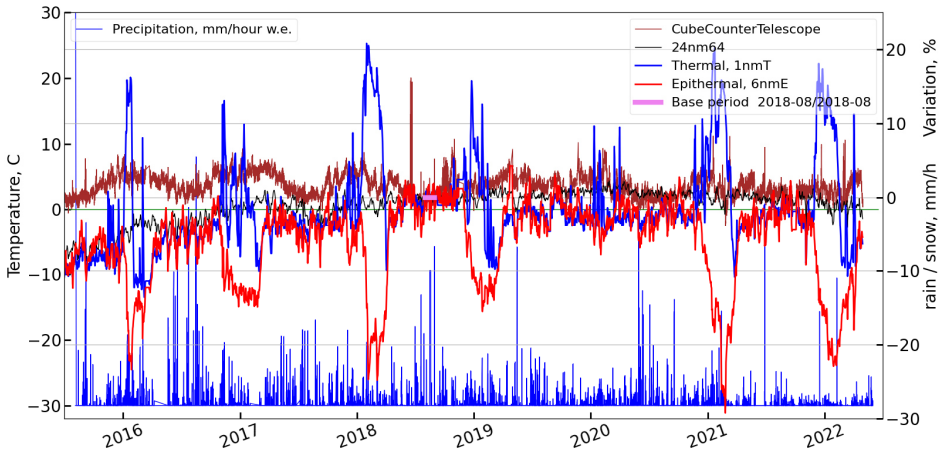



*Рис. 2*. Общий вид данных за 2015–2022 гг.

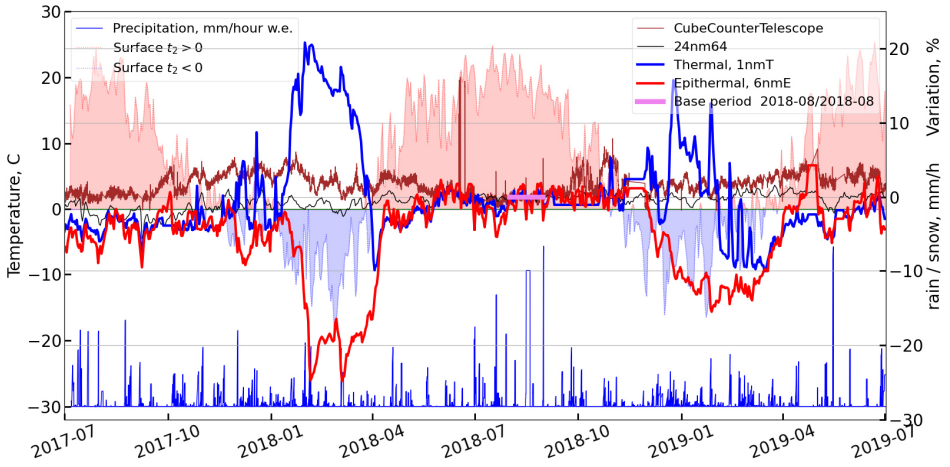



*Рис. 3*. Детализированные данные за 2017–2019 гг.

дается существенный пик (увеличение скорости счета на 20–30 %) при первом снегопаде и достаточно быстрое снижение после. При последующих снегопадах увеличение скорости счета становится менее выраженным. Обращает на себя внимание существенное снижение скорости счета относительно среднего уровня (10–15 %) в период таяния снега. Частично увеличение скорости счета детектора тепловых нейтронов можно объяснить упомянутым выше переходом части эпитепловых нейтронов в тепловой диапазон, однако полностью объяснить сложный ход тепловых нейтронов на данный момент не удается. Реакции заряженной компоненты на снегопады не наблюдается.

На рис. 4 представлена реакция детекторов на ливни. Примечательно отсутствие статистически значимого изменения скорости счета детектора тепловых нейтронов. Скорость счета эпитеплового детектора находится в хорошей корреляции с выпавшими осадками, достигая 8 % снижения скорости счета в случае максимально интенсивных ливней. Мюонный телескоп показывает увеличение скорости счета до `~5–6 % в течение нескольких часов после начала дождя. Это, предположительно, связано не с осадками, а с нахождением над детектором грозовых облаков, что приводит к дополнительному развитию электронно-фотонного ливня и увеличению наблюдаемой интенсивности.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлен результат непрерывного мониторинга с помощью детекторов эпитепловых, тепловых нейтронов и заряженной компоненты начиная с 2015 г.

Наилучшими возможностями для задачи определения влажности обладают эпитепловые нейтроны. Понижение интенсивности эпитепловых нейтронов в случае эффекта дождя составляет до –8 %, в случае эффекта снега — до –30 %.

Отклик тепловых нейтронов не наблюдается для осадков в виде дождя. Для осадков в виде снега характерен быстрый рост интенсивности при появлении небольшого слоя снега (более 20 %) в зимний период. При последующих снегопадах наблюдаются более слабые возрастания на фоне спада интенсивности. В весенний период, а также при резких потеплениях в течение зимы наблюдаются резкие понижения скорости счета (весной более чем на 10 %). После полного схода снега интенсивность возвращается к среднему уровню и значимо не изменяется в бесснежный период. Поведение тепловых нейтронов в зимне-весенний период и отсутствие реакции на дождь требуют дальнейшего изучения.

Реакция заряженной компоненты на метеоусловия зимой отсутствует, летом наблюдаются повышения несколько процентов в течение 1–2 ч после

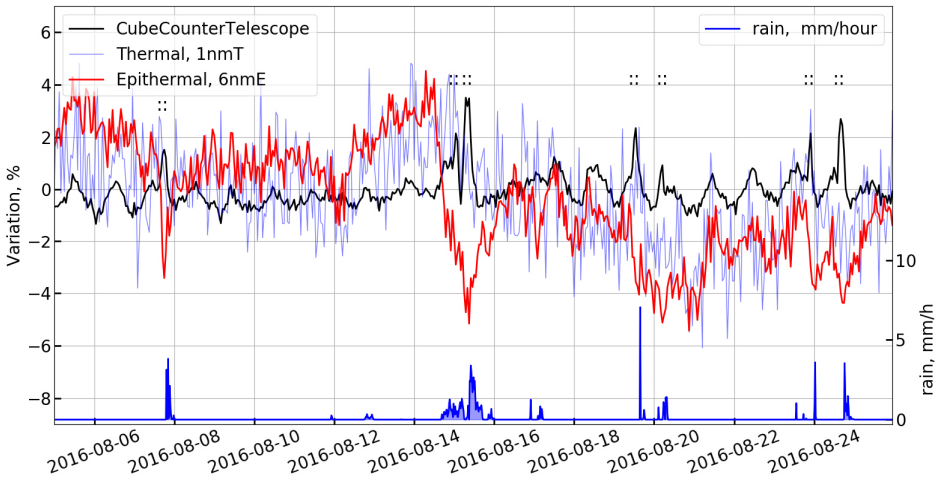



*Рис. 4*. Пример реакции детекторов на дожди

начала дождей, что, предположительно, связано с дополнительной генерацией заряженной компоненты в кучево-дождевых облаках.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Abunin A.A., Pletnikov E.V., Shchepetov A.L., Yanke V.G. Efficiency of detection for neutron detectors with different geometries. *Bull. Russian Academy Sci.: Phys*. 2011. Vol. 75, iss. 6. P. 866–868.

Eroshenko E., Velinov P., Belov A., et al. Relationships between neutron fluxes and rain flows. *Adv. Space Res*. 2010. Vol. 46, iss. 5. P. 637–641.

Zreda M., Shuttleworth W.J., Xeng X., et al. The cosmic-ray soil moisture observing system. *Hydrol. Earth Syst. Sci. Discuss*. 2012. Vol. 9. P. 4505–4551.

УДК 551.510.535

# ОЦЕНКА ВКЛАДА РАЗЛИЧНЫХ ФОТОХИМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ПРОФИЛЬ КОНЦЕНТРАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ В НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЕ

**Е.Н. Козакова, С.З. Беккер**

Институт динамики геосфер им. академика М.А. Садовского РАН, Москва, Россия
katyam98@yandex.ru

# ESTIMATING THE CONTRIBUTION OF VARIOUS PHOTOCHEMICAL PROCESSES TO THE ELECTRON CONCENTRATION PROFILE IN THE LOWER IONOSPHERE

**E.N. Kozakova, S.Z. Bekker**

Sadovsky Institute of Geosphere Dynamics RAS, Moscow, Russia
katyam98@yandex.ru

**Аннотация.** Работа посвящена определению ключевых фотохимических процессов, оказывающих наибольшее влияние на динамику заряженных компонентов на различных высотах D-области ионосферы. Оценено относительное отклонение концентрации электронов при варьировании неточно заданных констант скоростей реакций, вносящих наибольший вклад в величину концентрации электронов. Для различных высот нижней ионосферы определены константы скоростей реакций, требующие принципиального уточнения для повышения точности расчета параметров среды.

**Ключевые слова:** D-область ионосферы, ионизационно-рекомбинационный цикл, концентрация электронов, константы скоростей реакций.

**Abstract.** The paper deals with determining the key photochemical processes that have the most significant impact on dynamics of charged components at various heights of the D region of the ionosphere. We estimated relative deviation of the electron density with varying inaccurate reaction rate constants that make the greatest contribution to the electron concentration value. For different heights of the lower ionosphere, we determined the reaction rate constants, which require refinement to increase the accuracy of calculating the medium parameters.

**Keywords:** D region of the ionosphere, ionization-recombination cycle, electron density, reaction rate constants.

## ВВЕДЕНИЕ

Использование сложных схем ионизационно-рекомбинационного цикла требует знания большого количества входных параметров, причем значения некоторых известны с низкой точностью. Целью настоящей работы является определение фотохимических процессов в нижней ионосфере, оказывающих наибольшее влияние на динамику концентрации заряженных частиц в спокойных условиях и во время возмущений, и определение констант скоростей реакций, неточность задания которых приводит к наибольшим ошибкам при расчете концентрации электронов.

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ КЛЮЧЕВЫХ ПРОЦЕССОВ, ОКАЗЫВАЮЩИХ ВЛИЯНИЕ НА КОНЦЕНТРАЦИЮ ЭЛЕКТРОНОВ

Была использована восьмикомпонентная схема ионизационно-рекомбинационного цикла, основанная на работе [Кудрявцев, Романюха, 1995]. По этой схеме была построена система дифференциальных уравнений, описывающая динамику концентрации электронов $N_e$, простых отрицательных ионов $O_2^-$, отрицательных кластерных ионов $XY_1^-$, $XY_2^-$ двух видов, простых положительных ионов $O_2^+$ и $NO^+$, положительных кластерных ионов $XY_1^+$, $XY_2^+$ двух видов. Построенная система учитывает все основные процессы, протекающие в нижней ионосфере: ионизацию солнечным излучением и космическими лучами $q$, диссоциативную и ион-ионную рекомбинацию $A$, прилипание электронов в тройных соударениях β, фотоотлипание γ, отлипание в результате соударений $P$, реакции преобразования положительных и отрицательных ионов.

Скорость образования и исчезновения заряженных частиц определяется фотохимическими реакциями,

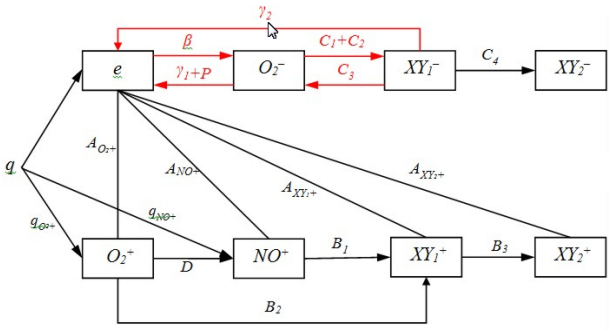



*Рис. 1.* Восьмикомпонентная схема ионизационно-рекомбинационного цикла D-области. Красным цветом показаны основные фотохимические процессы на высоте 60 км

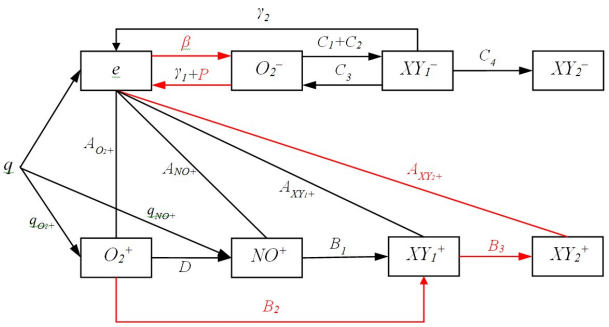



*Рис. 2.* То же для высотеы 80 км

каждой из которых соответствует слагаемое в правой части дифференциального уравнения. В ходе работы были определены слагаемые, дающие наибольший вклад в значения концентрации ионов и электронов в диапазоне высот 50–90 км с шагом 5 км. Таким образом, было отобрано 14 констант скоростей реакций, играющих важное значение на рассматриваемых высотах. На рис. 1, 2 в качестве примера показана используемая схема ионизационно-рекомбина-

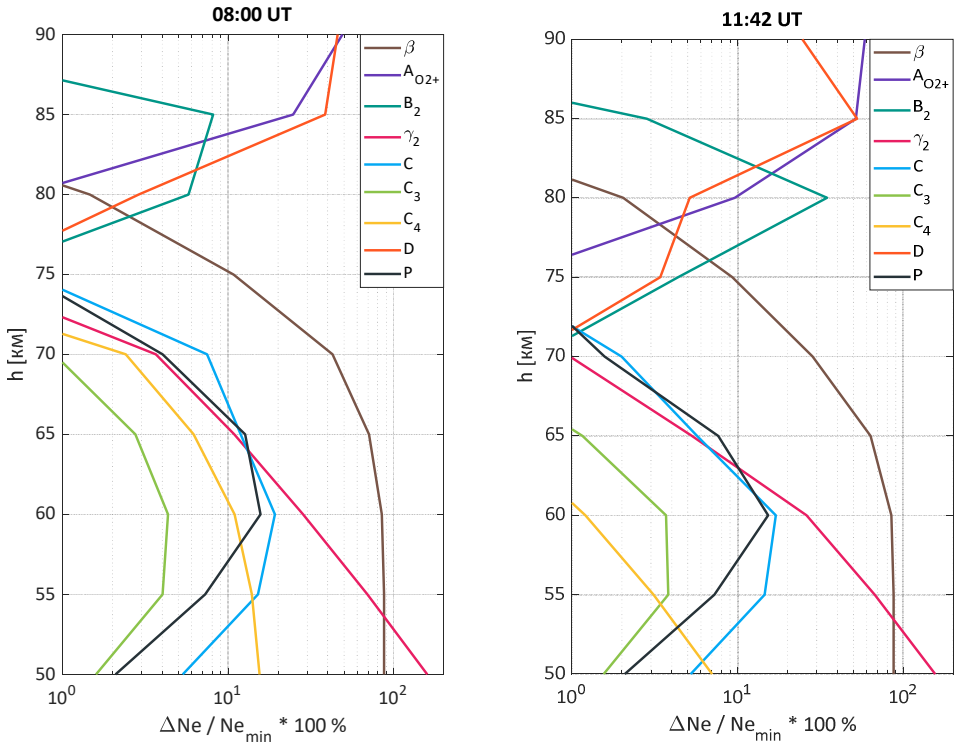



*Рис. 3*. Относительное изменение концентрации электронов при варьировании констант скоростей реакций

ционного цикла, на которой красным цветом обозначены реакции, имеющие ключевое значение на высотах 60 и 80 км соответственно.

## ОЦЕНКА ТОЧНОСТИ РАСЧЕТА КОНЦЕНТРАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ВАРЬИРОВАНИИ КОНСТАНТ СКОРОСТЕЙ РЕАКЦИЙ

Для оценки разброса величин каждой отобранной константы скорости был проведен поиск их значений в пяти источниках информации [Кудрявцев, Романюха, 1995; Kossyi et al., 1992; Krivolutsky et al., 2015; Sentman et al., 2008; Verronen et al., 2016]. Оказалось, что значения некоторых констант отличаются в разных источниках на 1–2 порядка (например, константа скорости прилипания в тройных соударениях), что, естественно, приводит к существенным ошибкам в расчете параметров нижней ионосферы. В то же время значения ряда других констант оказались однозначно определенными. Был сделан вывод, что, несмотря на большой вклад в $N_e$, они не приведут к росту ошибок.

Для того чтобы определить, какие константы оказывают наибольшее влияние на точность расчета $N_e$, была проведена оценка относительного изменения $N_e$ при последовательном варьировании параметров. Для каждой константы рассчитывался высотный профиль величины $|N_{e\,max}-N_{emin}|/N_{e\,min}$, где $N_{e\,max}$ и $N_{e\,min}$ — полученные концентрации электронов при максимальном и минимальном значении константы.

Расчет был проведен для двух моментов времени, первый из которых соответствовал спокойным условиям (10.06.2014, 08:00 UT), второй — максимуму рентгеновской вспышки X-класса (10.06.2014, 11:42 UT). На рис. 3 показаны полученные высотные профили относительного изменения концентрации электронов при варьировании различных констант скоростей реакций. Оказалось, что неточность задания некоторых входных параметров приводит к изменению концентрации электронов более чем в два раза, что говорит о существенном влиянии выбора значений определенных констант.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для оптимизации задачи уточнения результатов модели, в первую очередь, необходимо определить ключевые механизмы и параметры, оказывающие наибольшее влияние на ее решения. В ходе данного исследования получен важный результат, который позволяет сузить набор корректируемых параметров построенного ионизационно-рекомбинационного цикла. В результате работы для различных высот D-области определен набор неточно заданных констант скоростей реакций, требующих принципиального уточнения для повышения точности расчета концентрации электронов в нижней ионосфере.

Работа выполнена в рамках Проекта РНФ № 21-77-00071.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Кудрявцев В.П., Романюха Н.Ю. Моделирование ионизационно-рекомбинационных процессов в средней атмосфере. *Математическое моделирование*. 1995. Т. 7, № 3. С. 3–18.

Kossyi I.A., Kostinsky A.Yu, Matveyev A.A., Silakov V.P. Kinetic scheme of the non-equilibrium discharge in nitrogen-oxygen mixtures. *Plasma Sources Sci. Technol. 1*. 1992. P. 207–220.

Krivolutsky A.A., Cherepanova L.A., V'yushkova T.Yu., Repnev A.I. The three-dimensional global numerical model CHARM-I: The incorporation of processes in the ionospheric D-region. *Geomagnetism and Aeronomy*. 2015. Vol. 55, no. 4. P. 468–487.

Sentman D.D., Stenbaek-Nielsen H.C., McHarg M.G., Morril J.S. Plasma chemistry of sprite streamers. *J. Geophys. Res*. 2008. Vol. 113, D11112.

Verronen P.T., Andersson M.E, Marsh D.R., Kovacs T. Plane J.M.C. WACCM-D — Whole Atmosphere Community Climate Model with D-region ion chemistry. *J. Adv. Model. Earth Syst.* 2016. Vol. 8. P. 954–975.

УДК 550.388.2

# ОЦЕНКА ВЫСОТЫ НОЧНОЙ НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЫ ПО ДАННЫМ ОНЧ-НАБЛЮДЕНИЙ В ГФО «МИХНЕВО»

**Е.Н. Козакова, И.А. Ряховский**

Институт динамики геосфер им. академика М.А. Садовского РАН, Москва, Россия
katyam98@yandex.ru

# ESTIMATION OF THE NIGHT LOWER IONOSPHERE'S HEIGHT ACCORDING TO VLF OBSERVATIONS IN THE GEOPHYSICAL OBSERVATORY "MIKHNEVO"

**E.N. Kozakova, I.A. Ryakhovskiy**

Sadovsky Institute of Geospheres Dynamics RAS, Moscow, Russia
katyam98@yandex.ru

**Аннотация.** Любые процессы, вызывающие изменение профиля электронной концентрации в нижней ионосфере, приводят к значительным вариациям амплитудно-фазовых характеристик электромагнитных сигналов, распространяющихся в волноводе Земля–ионосфера. Таким образом, электромагнитное излучение ОНЧ-диапазона (3–30 кГц) является эффективным инструментом для исследования состояния и динамики нижней ионосферы. В работе использовались экспериментальные данные амплитудных измерений, полученные в ГФО «Михнево» (54.9° N, 37.7° E) в 2014–2020 гг. от СДВ станции NAA, которые позволили оценить высоту неосвещенного волновода Земля — нижняя ионосфера, а также выделить сезонные и годовые вариации.

**Ключевые слова:** D-область ионосферы, терминатор, СДВ сигналы, интерференционные минимумы.

**Abstract.** Any processes that cause a change in the electron concentration profile in the lower ionosphere lead to significant variations in the amplitude-phase characteristics of electromagnetic signals propagating in the Earth-ionosphere waveguide. Thus, electromagnetic radiation of the VLF range (3–30 kHz) is an effective tool for studying the state and dynamics of the lower ionosphere. In this work, we used experimental data of amplitude measurements obtained in the geophysical observatory "Mikhnevo" (54.9° N, 37.7° E) in 2014–2020 from the station NAA, which allowed us to estimate the height of the unilluminated waveguide Earth – lower ionosphere, as well as to identify seasonal and annual variations.

**Keywords:** ionospheric D-region, terminator, VLF signals, interference minima.

## ВВЕДЕНИЕ

Электромагнитное излучение ОНЧ-диапазона (3–30 кГц) распространяется в волноводе Земля–ионосфера на большие расстояния с очень малым ослаблением [Cummer, 1997]. Гелиогеофизические процессы (солнечные вспышки, протонные и электронные высыпания, терминатор) оказывают существенное влияние на амплитудно-фазовые характеристики сигналов СДВ-диапазона [Desanka et al., 2010].

В геофизической обсерватории «Михнево» (54.9° N, 37.7° E) более семи лет ведется непрерывный мониторинг амплитудно-фазовых характеристик сигналов КНЧ/ОНЧ-диапазона [Gavrilov et al., 2019a]. Большой объем экспериментальных данных позволяет оценить динамику изменений высоты отражения радиосигналов ОНЧ-диапазона от неосвещенной части нижней ионосферы в различных гелиогеофизических условиях.

Для исследования состояния нижней ионосферы использовались амплитудные характеристики сигнала от станции NAA за период с 2014 по 2020 год (рис. 1).

## АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 2 показан пример суточного хода амплитуды сигнала от станции NAA, принятого в ГФО «Михнево» 15 августа 2015 г. На графике видны три отчетливых минимума амплитуды сигнала ($t_1$, $t_2$, $t_3$), наличие которых обусловлено изменением конфигурации волновода (модовой интерференцией), вызванным прохождением утреннего терминатора через трассу распространения сигнала [Crombie, 1966].

Используя несколько минимумов амплитуды сигнала ОНЧ-диапазона, можно оценить интерференционное расстояние (D) волновода (Рис. 3) с помощью следующих соотношений [Lynn, 2010; Samanes et al., 2015]:

$$\begin{cases} D = \dfrac{D_{12} + D_{23}}{2} \\ D_{12} = d_1(t_1) - d_2(t_2) \\ D_{23} = d_2(t_2) - d_3(t_3) \end{cases}$$

где $(d_i(t_i))$ — это расстояние от положения терминатора на трассе распространения сигнала до передатчика в моменты времени ($t_1$, $t_2$, $t_3$).

В свою очередь, величина $D$ напрямую связана с высотой неосвещенной части волновода

$$D = \frac{4h_n^2}{\lambda},$$

где $h_n$ — высота неосвещенного волновода, км; λ — длина волны, км.

Ниже представлен график изменения высоты неосвещенного волновода $h_n$ в течение 2014–2020 гг., рассчитанной для трассы NAA—ГФО «Михнево» (рис. 4).

Максимальные значения высоты $h_n$ наблюдались в зимнее время, а минимальные — в летнее. Виден отчетливый сезонный ход, связанный с естественной освещенностью Земли, также наблюдается возрастающий тренд увеличения среднегодовой высоты неосвещенного волновода. За период наблюдений с 2014 по 2020 г. на трассе NAA—«Михнево» сред-

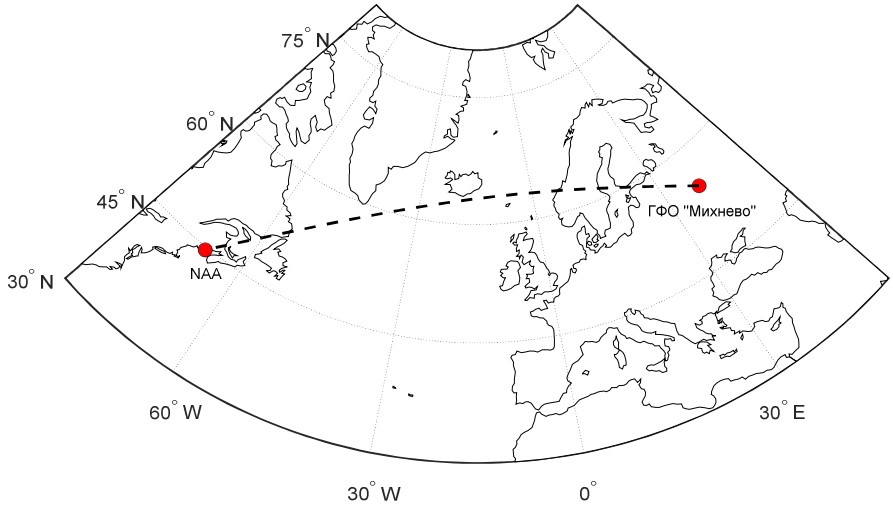



*Рис. 1.* Схема расположения СДВ станции NAA и геофизической обсерватории «Михнево»

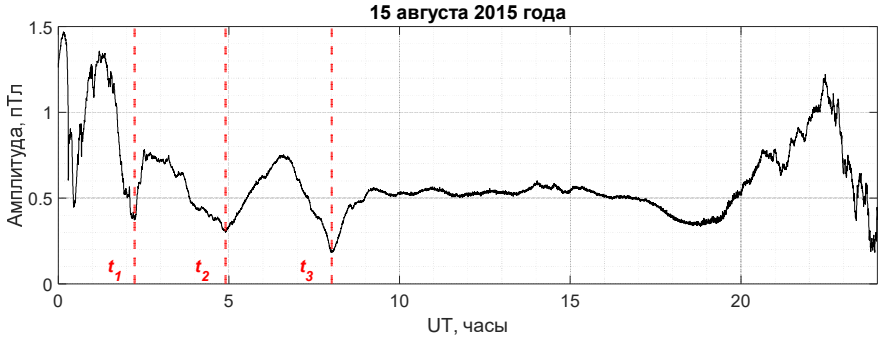



*Рис. 2.* Амплитуда сигнала от станции NAA, зарегистрированная в ГФО «Михнево» 15.08.2015

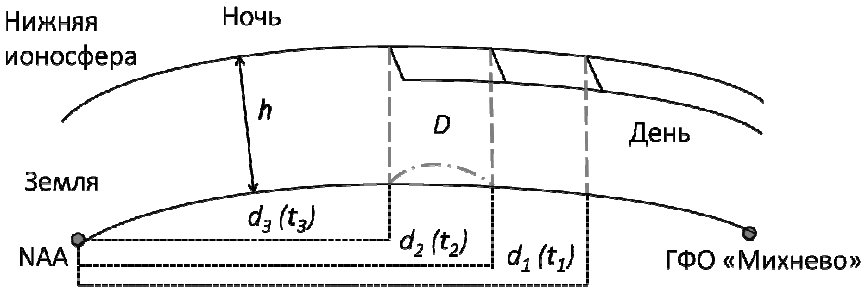



*Рис. 3.* Схема волновода Земля — ионосфера в моменты $t_1$, $t_2$, $t_3$

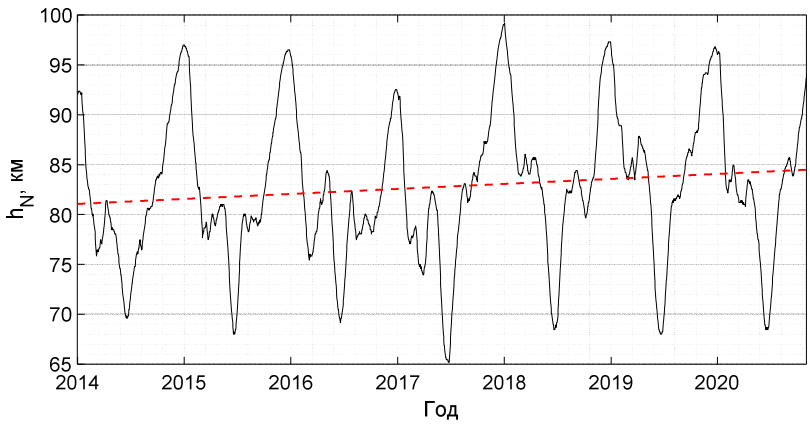



*Рис. 4.* Изменение высоты неосвещенного волновода в течение 2014–2020 гг. для трассы NAA — ГФО «Михнево»

нее значение высоты неосвещенного волновода $h_n$ составило 81.1 км. Полученные результаты согласуются со значениями, полученными в [Chand, Kumar, 2017; Crombie, 1966].

Спектральный анализ позволил выделить ярко выраженные годовые вариации, а также 120-дневные вариации, предположительно связанные с периодичностью положения терминатора относительно трассы распространения сигнала.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Большой объем экспериментальных данных позволил оценить высоту неосвещенного волновода на трассе NAA-ГФО «Михнево» и выделить возрастающий тренд увеличения среднегодовой высоты неосвещенного волновода. Высота неосвещенного волновода для трассы распространения сигнала NAA-ГФО «Михнево» изменялась в широком диапазоне. Спектральный анализ позволил выделить ярко выраженные годовые и 120-дневные вариации.

Работа выполнена в рамках Государственного задания № 122032900175-6.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Chand A.E., Kumar S. VLF modal interference distance and nighttime D region VLF reflection height for west-east and east-west propagation paths to Fiji. *Radio Sci*. 2017. Vol. 52. P. 1004–1015. DOI: 10.1002/2016RS006221.

Crombie D.D. Further Observations of Sunrise and Sunset Fading of Very-Low-Frequency Signals. *Radio Sci*. 1966. Vol. l. (New Series), no. l. P. 47–51.

Cummer St. A. Lightning and ionospheric remote sensing using VLF/ELF radio atmospherics. *Stanford VLF Group*. 1997. 152.

Desanka Š., Nina A., Vladimir S. Numerical Simulations Of The Effect Of Localised Ionospheric Perturbations On Subionospheric VLF Propagation. *Publ. Astron*. Obs. Belgrade, 2010. No. 89. P. 391–395.

Gavrilov B.G., Ermak V.M., Poklad Y.V., et al. Estimate of variations in the parameters of the midlatitude lower ionosphere caused by the solar flare of September 10, 2017. *Geomagnetism and Aeronomy*. 2019a. Vol. 59. DOI: 10.1134/S0016793219050049.

Lynn K.J.W. VLF Waveguide Propagation. The Basics, Ionospheric Systems Research, 16 Heritage Dr., Noosaville 4566, Australia, 2010. DOI: 10.1063/1.3512893.

Samanes J.E., Raulin J.-P., Macotela E.L., Guevara Day W.R. Estimating the VLF modal interference distance using the South America VLF Network (SAVNET). *Radio Sci*. 2015. Vol. 50. P. 122–129. DOI: 10.1002/2014RS005582.

*Секция В. Физика атмосферы Земли, включая околоземное космическое пространство. БШФФ-2022. С. 215–217.*

УДК 533. 951. 2

# ИЗМЕНЕНИЕ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОТОКОВ ХОЛОДНЫХ ЧАСТИЦ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПАРАЛЛЕЛЬНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ АЛЬФВЕНОВСКОЙ ВОЛНЫ

**Д.В. Костарев, П.Н. Магер, Д.Ю. Климушкин**

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия
kostarev@iszf.irk.ru

# VARIATION OF THE DISTRIBUTION FUNCTION OF COLD PARTICLE FLOWS UNDER THE ACTION OF ALFVEN WAVE PARALLEL ELECTRIC FIELD

**D.V. Kostarev, P.N. Mager, D.Yu. Klimushkin**

Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia
kostarev@iszf.irk.ru

**Аннотация.** Рассмотрено изменение функции распределения холодных электронов под действием продольного электрического поля альфвеновской волны в искривленном магнитном поле с запертыми частицами. Изменение функции распределения описывается интегральным уравнением, возникающим из-за усреднения движения электронов по баунс-периоду. Это уравнение решено в дипольной модели магнитосферы в рамках гирокинетического подхода для потоков электронов с энергиями много меньше 1000 эВ. Найдены изменения потоков холодных электронов в зависимости от питч-углов. Полученные результаты могут быть использованы для интерпретации распределений холодных электронов и верификации профилей продольного и поперечного электрических полей, генерируемых альфвеновскими волнами вдоль силовых линий геомагнитного поля.

**Ключевые слова:** магнитосфера, УНЧ-волны, продольное электрическое поле, ускорение частиц

**Abstract.** We consider variation of the distribution function of cold electrons under the action of the Alfvén wave parallel electric field in a curved magnetic field with trapped particles. The change in the distribution function is described by an integral equation that arises due to the averaging of the electron motion over the bounce period. This equation is solved in the dipole model of the magnetosphere within the gyrokinetic framework for electron flows with energies much less than 1000 eV. Changes in the fluxes of cold electrons depending on the pitch angles are calculated. The results obtained can be used to interpret the distributions of cold electrons and verify the profiles of the parallel and transverse electric fields generated by Alfvén waves along the geomagnetic field lines.

**Keywords:** magnetosphere, ULF waves, parallel electric field, particle acceleration

## ВВЕДЕНИЕ

Ультранизкочастотные (УНЧ) колебания, или геомагнитные пульсации, постоянно наблюдаются в земной магнитосфере. Наиболее мощные пульсации, находящиеся в частотном диапазоне Pc5, могут иметь амплитуды до десятков нанотесла. Такие колебания способны модулировать и ускорять захваченные частицы в магнитосфере [Sarris et al., 2007], что может проявляться как пульсации риометрического поглощения [Olson et al., 1980; Белаховский и Пилипенко, 2010] и вариации светимости авроральных дуг [Keiling et al., 2002; Roldugin and Roldugin, 2008; Yamomoto et al., 1988; Белаховский и др., 2016].

Существует большое количество моделей ускорения магнитосферных частиц [Borovsky, 1993; Tikhonchuk and Rankin, 2002; Nakamura, 2002; Hasegawa, 1976; Kostarev et al., 2021]. За ускорение заряженных частиц вдоль линий магнитного поля Земли должно отвечать продольное электрическое поле, а поскольку ускорение и последующие высыпания электронов хорошо коррелируют с пульсациями в диапазоне Pc5, многие авторы считают, что продольное электрическое поле может генерироваться альфвеновскими волнами.

В данной работе получено изменение функции распределения для холодных электронов, на которые воздействует продольное электрическое поле альфвеновской волны, рассчитанное в работе [Kostarev et al., 2021]. Однако подобный расчет можно выполнить и для других механизмов генерации, в которых известна структура электрического и магнитного полей альфвеновской волны вдоль силовой линии геомагнитного поля.

### Постановка задачи, модель среды и основные уравнения

Мы будем использовать аксиально-симметричную модель магнитосферы, которая учитывает кривизну силовых линий и неоднородность фоновой плазмы поперек магнитных оболочек и вдоль силовых линий. Введем ортогональную систему координат ($x^1$, $x^2$, $x^3$), в которой координатные поверхности $x^1$=*const* совпадают с магнитными оболочками, координата $x^2$ отмечает силовую линию на магнитной поверхности, а координата $x^3$ — точку на силовой линии. Элемент длины в такой системе задается выражением

$$dl^2 = g_1(dx^1)^2 + g_2(dx^2)^2 + g_3(dx^3)^2,$$

где $g_i = g_{ii}(x^1, x^3)$, — диагональные компоненты метрического тензора (недиагональные равны нулю в силу ортогональности системы координат).

Колебания плазмы с частотой меньше гирочастоты частиц плазмы могут быть рассмотрены в рамках гирокинетики в ВКБ-приближении [Chen, Hasegawa, 1991]. При таком подходе волновые переменные зависят от пространственно-временных координат как $\exp\left[-i\omega t + i\int k_1(x^1)dx^1 + ik_2x^2\right]$, где ω — собственная частота волны, $k_1(x^1)$ — радиальная составляющая вол-

нового вектора, определяемая основным порядком ВКБ-приближения, и $k_2$ — азимутальная составляющая волнового вектора. Если азимутальный угол определяется координатой $x^2$ значение $k_2$ будет совпадать со значением азимутального волнового числа $m$.

Электромагнитное поле волны описывается тремя переменными: $b=(\omega/c)b_\parallel$, где $b_\parallel$ — продольная компонента магнитного поля волны, ψ — компонента, которая выражается через продольный векторный потенциал $A_\parallel = -(ic/\omega)\partial\psi/\partial l_\parallel$ и φ — электростатический потенциал. В дальнейшем мы будем использовать продольный потенциал $\varphi_\parallel = \varphi - \psi$.

Изменение функции распределения электронов рассчитывали, исходя из уравнений, полученных в работе [Chen, Hasegawa, 1991] (выражения (2), (16)). Профили изменения переменных $\varphi_\parallel$ и ψ вдоль силовых линий геомагнитного поля рассчитывались как в работе [Kostarev et al., 2021].

Предполагалось, что собственная частота волны ω много меньше частот магнитного дрейфа $\omega >> \omega_d$. Ларморовский радиус $\rho_L$ положим малым, $k_\perp\rho_L<<1$. Изменение функции распределения считалось для электронов с энергиями много меньшей средней энергии электронов.

### Результаты аналитического решения

В результате нами было найдено интегральное уравнение, описывающее изменение функции распределения холодных электронов при фиксированном питч-угле α:

$$dl^2 = g_1(dx^1)^2 + g_2(dx^2)^2 + g_3(dx^3)^2,$$

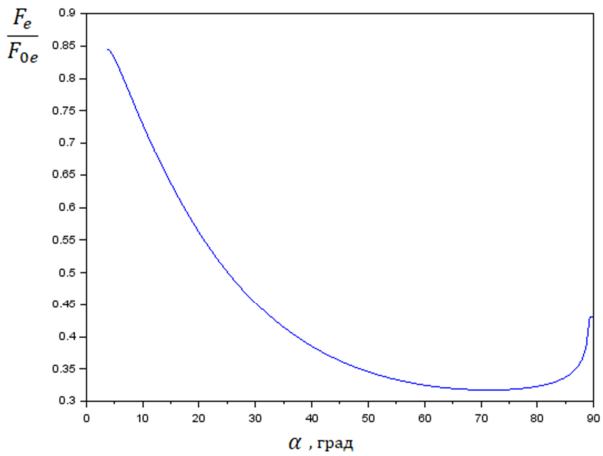
где

$$I_{\varphi_\parallel}(\theta_0)\frac{q_e}{m_e\varepsilon_{0e}}\frac{4L}{L_b}\int_0^{\theta_\alpha}\frac{\cos\theta\sqrt{1+3\sin^2\theta}}{\sqrt{1-\lambda\frac{B(\theta)}{B_0}}}\varphi_\parallel(\theta)\,d\theta,$$

$$I_{1\psi}(\theta) = \frac{k_2 c}{\omega B_0}\frac{12}{L_b L}\frac{\varepsilon_e}{\varepsilon_{0e}}\left(1+\frac{3}{2}\frac{\beta}{(1+\beta)}\right)\times$$
$$\times\int_0^{\theta_\alpha}\frac{(1+\sin^2\theta)}{\cos^3\theta(1+3\sin^2\theta)}\frac{B(\theta)}{B_0}\frac{\lambda}{\sqrt{1-\lambda\frac{B(\theta)}{B_0}}}\psi(\theta)\,d\theta,$$

$$I_{2\psi}(\theta) = \frac{k_2 c}{\omega B_0}\frac{24}{L_b L}\frac{\varepsilon_e}{\varepsilon_{0e}}\times$$
$$\times\int_0^{\theta_\alpha}\frac{(1+\sin^2\theta)}{\cos^3\theta(1+3\sin^2\theta)}\frac{B(\theta)}{B_0}\frac{1}{\sqrt{1-\lambda\frac{B(\theta)}{B_0}}}\psi(\theta)\,d\theta,$$

Здесь $B_0$ — магнитное поле на экваторе, $n_e$ — концентрация горячих электронов, $\varepsilon_{0e}$ — нормированная на массу энергия горячих электронов, $\varepsilon_e$ — нормированная на массу энергия холодных электронов, $\lambda = \sin^2\alpha$, $\alpha = \arcsin\sqrt{\cos^6\theta_\alpha/\sqrt{1+3\sin^2\theta_\alpha}}$, $L$ — расстояние от центра Земли до середины магнитной силовой линии на выбранной $L$-оболочке, $q_e$ — заряд




Зависимость $F_e/F_{0e}$ от питч-угла α

электрона, $m_e$ — масса электрона, $c$ — скорость света, $L_b$ — длина свободного пробега частицы. Штрих означает производную по радиальной координате $\partial/\partial x^1$.

### Результаты численного решения

Для расчета мы приняли параметры, как в [Kostarev et al., 2021]: азимутальное электрическое поле волны $\vec{E}_\alpha = 10^{-3}$ В/м, азимутальное волновое число $m$=50, альфвеновская скорость $v_A$=1200 км/с, радиус ионосферы $R_I=R_E$+1500 км, где $R_E$ — радиус Земли, $L$=6.6$R_E$, собственная частота волны ω=11.8 мГц, средняя тепловая скорость электронов $T_{0e}$=1 кэВ, длина свободного пробега $L_b$=4$L$.

Градиенты температуры и концентрации положили равными $\varepsilon'_{0e}/\varepsilon_{0e}=3/L$, $n'_e/n_e=-3/L$ соответственно. Температуру холодных электронов считали равной $T_e$=100 эВ. В результате численного решения мы получили следующую зависимость (рисунок):

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исходя из полученных результатов, можно сделать вывод, что продольный электростатический потенциал альфвеновской волны будет сильно изменять потоки холодных электронов с малыми питч-углами. Это должно наблюдаться как изменение количества холодных электронов в зависимости от питч-угла при фиксации альфвеновской волны в месте пролета спутника.

Результаты работы могут быть полезны при интерпретации спутниковых данных о потоках холодных электронов в магнитосфере.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Белаховский В.Б., Пилипенко В.А. Возбуждение Pc5 пульсаций геомагнитного поля и риометрического поглощения. *Космич. исслед*. 2010. Т. 48. № 4. С. 319– 334.

Белаховский В.Б., Пилипенко В.А., Самсонов С.Н., Лоренцен Д. Особенности пульсаций Pc5 диапазона в геомагнитном поле, авроральной светимости и риометрическом поглощении. *Геомагнетизм и аэрономия*. 2016. Том 56, № 1, С. 46–63.

Borovsky J.E. Auroral arc thicknesses as predicted by various theories. *J. Geophys. Res*. 1993. Vol. 98, no. A4. P. 6101–6138.

Chen L., Hasegawa A. Kinetic theory of geomagnetic pulsations. 1. Internal excitations by energetic particles. *J. Geophys. Res*. 1991. Vol. 96. P. 1503–1512.

Hasegawa A. Particle acceleration by MHD surface wave and formation of aurora. *J. Geophys. Res.* 1976. Vol. 81. P. 5083.

Keiling A., Wygant J.R., Cattell C., et al. Correlation of Alfvén wave Poynting flux in the plasma sheet at (4–7)$R_e$ with ionospheric electron energy flux. *J. Geophys. Res*. 2002. Vol. 107, 1132. P. SMP 241.

Kostarev D. V., Mager P. N., Klimushkin D. Y. Alfvén wave parallel electric field in the dipole model of the magnetosphere: Gyrokinetic treatment. *J. Geophys. Res.: Space Phys*. 2021. Vol. 126, e2020JA028611. DOI: 10.1029/2020JA028611.

Nakamura T.K. Parallel electric field of a mirror kinetic Alfvén wave. *J. Geophys. Res.* 2000. Vol. 105. P. 10,729.

Olson J.V., Rostoker G., Olchowy G. A study of concurrent riometer and magnetometer variations in the Pc4–5 pulsation band. *J. Geophys. Res*. 1980. Vol. 85. P. 1695–1702.

Roldugin V.C., Roldugin A.V. Pc5 pulsations on the ground, in the magnetosphere, and in the electron precipitation: Event of 19 January 2005. *J. Geophys. Res*. 2008. Vol. 113, no. A4. P. A04222.

Sarris T.E., Loto`aniu T.M., Li X., Singer H.J. Observations at geosynchronous orbit of a persistent Pc5 geomagnetic pulsation and energetic electron flux modulations. *Ann. Geophysicae*. 2007. Vol. 25. P. 1653–1667.

Tikhonchuk V.T., Rankin R. Parallel potential driven by a kinetic Alfvén wave on geomagnetic field lines. *J. Geophys. Res*. 2002. Vol. 107, no. A7, P. 1104.

Yamamoto T., Hayashi K., Kokubun S., Oguti T., Ogawa T. Auroral activities and long-period geomagnetic pulsations: Pc5 pulsations and concurrent auroras in the dawn sector. *J. Geomagnetism Geoelectricity*. 1988. Vol. 40. P. 553–569.

УДК 621.373.8:551.51

# МОБИЛЬНЫЙ ИК-ЛИДАР ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ДЛЯ ДИСТАНЦИОННОГО МОНИТОРИНГА КОНЦЕНТРАЦИИ МЕТАНА В АТМОСФЕРЕ

**Н.С. Кравцова, Д.А. Тужилкин, С.А. Садовников, О.А. Романовский, С.В. Яковлев**

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, Томск, Россия
kravtsova@iao.ru

# MOBILE IR DIFFERENTIAL ABSORPTION LIDAR FOR REMOTE MONITORING OF ATMOSPHERIC METHANE CONCENTRATION

**N.S. Kravtsova, D.A. Tuzhilkin, S.A. Sadovnikov, O.A. Romanovskii, S.V. Yakovlev**

V.E. Zuev Institute of Atmospheric Optics SB RAS, Tomsk, Russia
kravtsova@iao.ru

**Аннотация.** Представлены результаты натурных полевых испытаний мобильного ИК-лидара по регистрации атмосферного отклика и восстановлению фоновых значений концентрации метана ~2.0 ppm на приземных горизонтальных атмосферных трассах зондирования. Разработан юстировочный блок для настройки углового положения выводного зеркала метанового лидара в полуавтоматическом режиме.

**Ключевые слова:** лидар, метан, дистанционное зондирование.

**Abstract.** This paper presents the results of full-scale field tests of a mobile IR lidar on recording the atmospheric response and on restoring background values of methane concentration of ~2.0 ppm along surface horizontal atmospheric sounding paths. An adjustment block was developed to regulate the angular position of output mirror of the methane lidar in semi-automatic mode.

**Keywords: :** lidar, methane, remote sensing.

## ВВЕДЕНИЕ

Метан $CH_4$ является одним из наиболее важных органических веществ в атмосфере. Фоновое значение концентрации метана в приземном слое атмосферы на данный момент составляет ~2 ppm, увеличение данного значения приводит к усилению парникового эффекта. Поэтому требуется постоянный мониторинг распределения и динамики концентрации $CH_4$ для наблюдения повышения общего содержания данного газового компонента в атмосфере.

Метан имеет достаточно интенсивные линии поглощения в диапазоне длин волн от 1.5 до 8 мкм, в частности, близ 1.65, 2.3, 3.3–3.4 и 7.7 мкм [Yerasi et al., 2018]

Наиболее часто используемыми для лазерного дистанционного зондирования метана являются полосы поглощения метана ~1.65 [Bartholomew et al., 2017; Frish et al., 2013; Amediek et al., 2017; Григорьевский и др., 2021] и 3.3–3.4 мкм [Degtiarev et al., 2003; Murdock et al., 2008]. Технологии зондирования в этих диапазонах длин волн являются наиболее развитыми, причем наиболее сильная полоса поглощения метана приходится на средний ИК-диапазон ~3.3–3.4 мкм, что определяет информативность этого диапазона спектра для зондирования данного газового компонента. Таким образом, область спектра 3.3–3.4 мкм представляет несомненный интерес для практической реализации дистанционного мониторинга метана в атмосфере.

В Институте оптики атмосферы разработан и модернизируется стационарный ИК-лидар для исследования газового состава (в частности, метана) в атмосфере [Романовский и др., 2018]. Результаты, полученные в ходе выполнения данной работы, позволили определить концепцию мобильного ИК-лидара для мониторинга метана и в дальнейшем разработать экспериментальный образец мобильного ИК-лидара дифференциального поглощения для исследования метана в атмосфере [Romanovskii et al., 2021].

Конструктивно лидар состоит из передающего блока (задающий лазер, оптический блок с ПГС производства фирмы SOLAR LS [https://solarlaser.com] и зеркало для вывода излучения в атмосферу), приемного блока (приемный телескоп, узкополосный фильтр, фотодетектор) и системы управления, сбора, накопления и обработки лидарных данных (АЦП, ПК). Конструктивное исполнение каркаса приемной части лидара позволяет проводить зондирование в горизонтальном направлении. Вывод излучения в атмосферу осуществляется двухдюймовым зеркалом с золотым напылением.

Проведены первые тестовые испытания мобильного ИК-лидара для мониторинга метана в полевых условиях. Использовалась горизонтальная конфигурация лидара с выводным зеркалом, позволяющим задать направление лазерного излучения. На рис. 1 показана оптическая схема экспериментальных исследований.

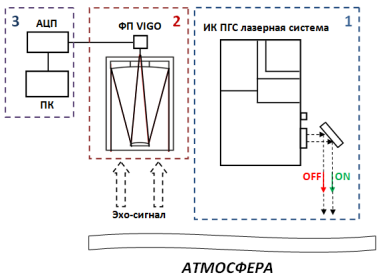



*Рис. 1.* Оптическая схема измерений в обсерватории «Фоновая» ИОА СО РАН. Горизонтальная конфигурация лидара с выводным зеркалом: 1 — передающая часть; 2 — приемная часть; 3 — система управления, сбора, накопления и обработки лидарных данных



*Рис. 2.* Мобильный ИК-лидар (*а*); *б* — зеркальный отражатель для проверки соосности красного (630 нм) и ИК-пучков (3428.428 нм и 3431.708 нм) в дальней зоне и направление распространения лазерного излучения

На рис. 2, *а* показан итог сборки и установки лидарной установки в месте проведения измерений. Проведена подготовительная юстировка основных узлов и элементов лидарной системы с использованием зеркального отражателя (панель *б*). Здесь же показано направление распространения лазерного излучения.

В ходе проведения экспериментов установлено, что при работе на открытой местности при высокой влажности в месте проведения экспериментов выходная энергия в импульсе на on-line длине волны зондирования (3428.428 нм) падает с заявленных ~4.3 мДж до значений 3.54 мДж, энергия в импульсе на offline длине волны (3431.708 нм) стабильна и соответствует значениям ~2.5 мДж. Факт нестабильности энергии в импульсе на информативной online длине волны зондирования нивелируется в будущем при работе с автомобильного кунга или трейлера, где будет реализован климатический контроль.

На рис. 3 показаны результаты полевых испытаний мобильного ИК-лидара. Получены лидарные сигналы (*а*, *б*), показывающие корректную автоматизированную работу приемной части лидарной системы и дифференциальное поглощение, достаточное для восстановления концентрации метана (рис. 3, *в*). В ходе проведения экспериментов на приземной горизонтальной трассе 500 м получены фоновые значения концентрации метана (рис. 3, *в*).

Значения концентрации метана в месте проведения полевых измерений варьируют в пределах фонового значения и составляют ~2.0 ppm.

Необходимо отметить, что в процессе натурных испытаний лидара возникла необходимость в увеличении скорости настройки параллельности распространения лазерного излучения относительно оптической оси приемного телескопа. Эта задача была решена в результате разработки программно-аппаратного комплекса, который представляет собой набор согласованных друг с другом элементов: плата Arduino, шаговые двигатели (ШД) с соответствующими им аппаратными драйверами управления ШД, напечатанные на 3D-принтере детали крепления ШД, разработанное программное обеспечение управления ШД для юстировки зеркала. На рис. 4 показана аппаратная часть устройства юстировочного блока.

## ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

В качестве основной анализируемой характеристики поведения электронов магнитосферного происхождения на геостационарной орбите был выбран суточный флюенс (суммарный поток за сутки) магнитосферных электронов ($E$>2 МэВ) на геостационарной орбите. Именно флюенс электронов прогнозируется в основных мировых центрах прогнозов космической погоды и именно эта характеристика тесно связана с неполадками электроники на космических аппаратах. Вся информация о высокоэнергичных электронах была взята из базы данных солнечной и геомагнитной активности (SGA), которая ранее была разработана сотрудниками ИЗМИРАН. Помимо данных об индексах геомагнитной активности и сопутствующих характеристиках солнечной активности (числа и площади солнечных пятен, поток радиоизлучения Солнца и т. д.), база данных SGA содержит информацию о суточных флюенсах электронов, полученную на космических аппаратах серии GOES [ftp://ftp.swpc.noaa.gov/pub/lists/particle] за более чем тридцатилетний период (1986–2019 гг.).

Другой базой данных, используемой при анализе поведения электронов, является база данных форбуш-эффектов и межпланетных возмущений (FEID) [Belov et al., 2017; Абунин и др., 2018; http://spaceweather.izmiran.ru/rus/dbs.html]. Эта база данных охватывает период в 60 лет (1957–2017 гг.) и содержит информацию по около 7500 межпланетным возмущениям.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В целом, результаты тестовых атмосферных испытаний показывают работоспособность мобильного лидара и возможность мониторинга фоновых значений концентрации метана при проведении измерений

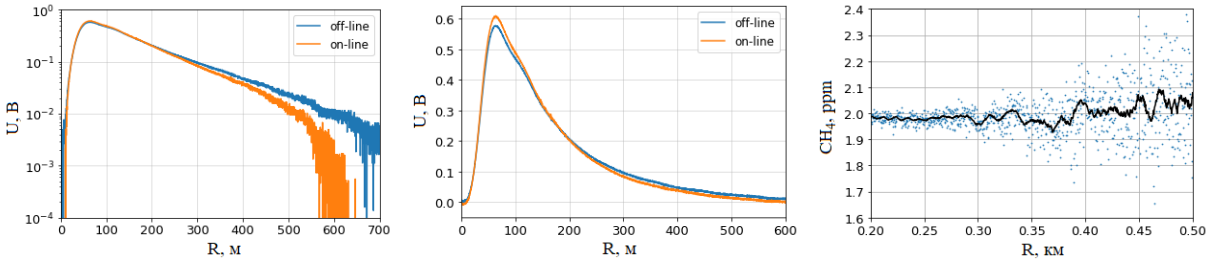



*Рис. 3*. Лидарные сигналы на информативных длинах волн зондирования метана: *а* — логарифмическая форма, *б* — линейная форма; усредненные значения концентрации метана (*в*), восстановленные из лидарных сигналов

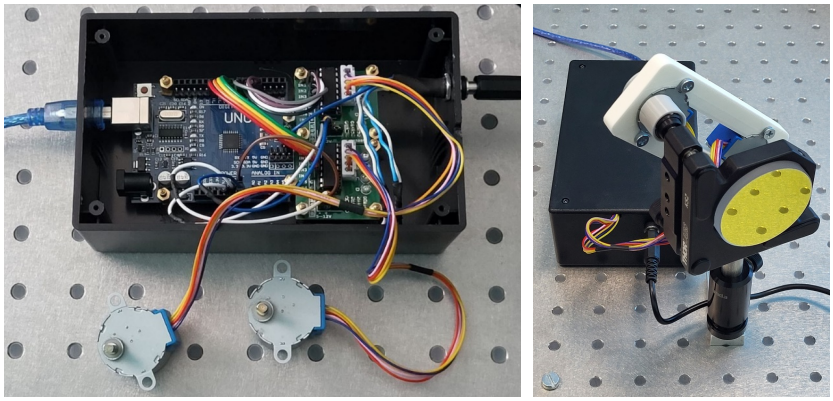


*Рис. 4*. Аппаратная часть устройства юстировочного блока для настройки углового положения выводного зеркала лидара (*а*) и внешний вид устройства в сборе с зеркалом (*б*)

По результатам тестовых атмосферных испытаний выработаны требования для дальнейшей модернизации мобильного лидара с целью увеличения дальности измерений до 3–5 км, стабильности выходных характеристик источника излучения лидара, увеличения чувствительности детекторов в приемной части лидара.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИОА СО РАН.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Григорьевский В.И., Садовников В.П., Элбакидзе А.В. Измерения фоновой концентрации метана дистанционным лидаром на километровых трассах в районе Московской области. *Журнал радиоэлектроники* [электронный журнал]. 2021. № 9.

Романовский О.А., Садовников С.А., Харченко О.В., Яковлев С.В. Дистанционный анализ содержания метана в атмосфере ИК-лидарной системой дифференциального поглощения в спектральном диапазоне 3300–3430 нм. *Оптика атмосферы и океана*. 2019. Т. 32, № 11. С. 896–901.

Amediek A., Ehret G., Fix A., et al. CHARM-F — a new airborne integrated-path differential-absorption lidar for carbon dioxide and methane observations: measurement performance and quantification of strong point source emissions. *Applied Optics*. 2017. Vol. 56, no. 18. P. 5182–5197.

Bartholomew J. et al. Wide area methane emissions mapping with airborne IPDA lidar. *Proc. SPIE*. 2017. Vol. 10406. P. 1040607.

Degtiarev E.V., Geiger A.R., Richmond R.D. Compact mid-infrared DIAL lidar for ground-based and airborne pipeline monitoring. *Proc. SPIE*. 2003. Vol. 4882. P. 432–442.

Frish M.B., et al. Low-cost lightweight airborne laser-based sensors for pipeline leak detection and reporting. *Proc. SPIE*. 2013. Vol. 8726. P. 87260C.

Murdock D. G., et al. Applications of real-world gas detection: Airborne Natural Gas Emission Lidar (ANGEL) system. *J. Appl. Remote Sens*. 2008. Vol. 2, no. 1. P. 023518.

Romanovskii O.A., Sadovnikov S.A., Yakovlev S.V., et al. Mobile 3.4-μm differential absorption lidar system for remote sensing of the atmospheric methane. *Proc. SPIE*. 2021. Vol. 11916. P. 11916 1T.

Yerasi A., Tandy W.D., Emery W.J., Barton-Grimley R.A. Comparing the theoretical performances of 1.65- and 3.3-μm differential absorption lidar systems used for airborne remote sensing of natural gas leaks. *J. Appl. Remote Sens*. 2018. Vol. 12, no. 2. P. 026030.

URL: https://solarlaser.com (accessed on 3 February 2022).

URL: ftp://ftp.swpc.noaa.gov/pub/lists/particle (accessed on 3 February 2022).

URL: http://spaceweather.izmiran.ru/rus/dbs.html (accessed on 3 February 2022).

УДК 551.551

# ВЛИЯНИЕ ФОНОВОГО ВЕТРА НА ВОЛНОВЫЕ ВОЗМУЩЕНИЯ В ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЕ

**[1, 2]Ю.А. Курдяева, [1, 2]И.В. Карпов, [3]С.П. Кшевецкий**

[1]Калининградский филиал Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н. В. Пушкова РАН, Калининград, Россия
yakurdyaeva@gmail.com
[2]Балтийский федеральный университет им. И. Канта, Калининград, Россия
[3]Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, Москва, Россия

# INFLUENCE OF THE BACKGROUND WIND ON WAVE DISTURBANCES IN THE UPPER ATMOSPHERE

**[1, 2]Yu.A. Kurdyaeva, [1, 2]I.V. Karpov, [3]S.P. Kshevetskii**

[1]Kaliningrad Branch of Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation RAS, Kaliningrad, Russia
yakurdyaeva@gmail.com
[2]Immanuel Kant Baltic Federal University, Kaliningrad, Russia
[3]A.M. Obukhov Institute of Atmospheric Physics RAS, Moscow, Russia

**Аннотация.** Представлены результаты численного моделирования распространения в термосферу внутренних гравитационных волн (ВГВ), возбуждаемых в тропосфере, с учетом нейтрального ветра. Показано, что ветер на термосферных высотах существенно влияет на амплитуды и пространственные масштабы волновых возмущений. Это влияние проявляется в повышении амплитуд и уменьшении пространственных масштабов волн, распространяющихся против термосферного ветра. На высотах нижней термосферы влияние ветра приводит к образованию волновода Доплера и волноводному распространению ВГВ на этих высотах. На больших высотах возможно формирование волноводной области, обусловленной изменением температуры с высотой.

**Ключевые слова:** внутренние гравитационные волны, термосфера, фоновый ветер.

**Abstract.** We present the results of numerical simulation of the propagation of internal gravity waves (IGWs) generated in the troposphere into the thermosphere, taking into account the neutral wind. It is shown that the wind at thermospheric heights significantly affects the amplitudes and spatial scales of wave disturbances. This influence appears as an increase in the amplitudes and a decrease in the spatial scales of waves propagating against the thermospheric wind. Doppler waveguide forms at the heights of the lower thermosphere, which leads to waveguide propagation of IGWs at these heights. At high altitudes, the formation of a waveguide region is possible due to the change in temperature with height.

**Keywords:** internal gravity waves, thermosphere, background wind.

## ВВЕДЕНИЕ

Акустические и внутренние гравитационные волны (ВГВ), возбуждаемые на тропосферных высотах, переносят значительное количество энергии в верхнюю атмосферу и являются важным элементом атмосферной динамики. При вертикальном распространении волн из тропосферы в термосферу, помимо стратификации, значительное влияние оказывают ветра. Фоновые ветровые структуры влияют на атмосферные волны и характер их проникновения в атмосферу и ионосферу, а также на амплитуды и пространственные масштабы волновых возмущений. В работе [Waldock, Jones, 1986] отмечается, что ветра в нижней атмосфере могут оказывать большое влияние на характеристики волновых возмущений на термосферных высотах.

Энергетически мощным источником атмосферных волн в тропосфере являются различные метеорологические события. В работах [Курдяева и др., 2019; Borchevkina et al., 2021] были исследованы особенности распространения волн от таких источников, но без учета фонового ветра. Численное исследование распространения ВГВ, генерируемых локальным тепловым источником небольшого размера с учетом фонового ветра, проведенное в данной работе, позволит более детально изучить эффекты, вызванные взаимодействием на разных высотах атмосферных волн и нейтрального ветра.

## ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ

Численное исследование проведено с применением двумерной версии модели нейтральной атмосферы высокого пространственного и временного разрешения AtmoSym. Модель основана на решении нелинейных негидростатических гидродинамических уравнений, что позволяет описывать процессы распространения в атмосфере как акустических волн, так и ВГВ. Применяемые в модели численные методы интегрирования уравнений подробно описаны в работах [Kshevetskii, 2001a, b]. Фоновая атмосфера задается на основе эмпирической модели NRLMSISE-00 [Picone et al., 2002]. Горизонтальный ветер рассчитан с применением эмпирической модели горизонтального ветра HWM [Drob et al., 2015] для зимней среднеширотной атмосферы.

Расчеты вызванных распространением ВГВ из тропосферы возмущений атмосферных параметров были проведены для случаев отсутствия ветра в атмосфере и с его учетом. В экспериментах тропосферные ВГВ возбуждались локальными тепловыми монохроматическими источниками, аппроксимированными гауссовой функцией, с периодами колебаний 15 или 30 мин. Периоды источников были определены в соответствии с уже существующими экспериментальными исследованиями [Polyakova, Perevalova, 2013; Borchevkina et al., 2021]. Центр источника находится в центре расчетной области.

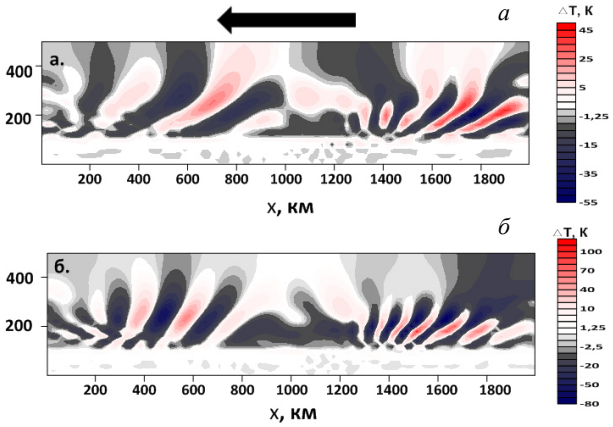



*Рис. 1*. Распределение волновой добавки к температуре при действии тропосферного источника тепла с периодами 30 (*а*) и 15 мин (*б*) с учетом нейтрального ветра. Стрелкой обозначено направление ветра в термосфере

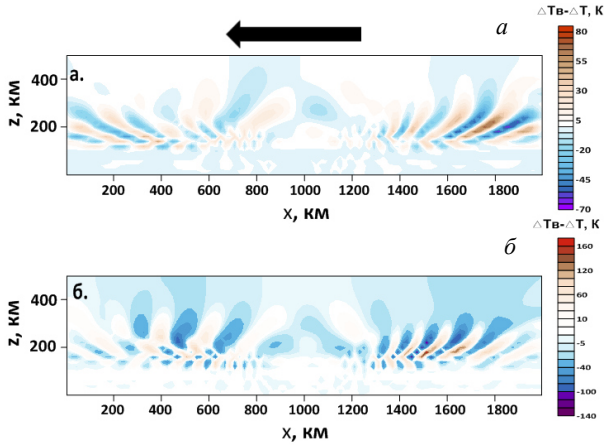



*Рис. 2*. Разность между вариациями температуры с учетом ветра и без его учета при действии тропосферного источника тепла с периодами 30 (*а*) и 15 мин (*б*)

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Результаты расчета волновой картины (рис. 1) через 2 ч после включения тропосферного теплового источника показали, что возникающая пространственная структура возмущений носит квазиволноводный характер. На высотах выше 200 км наблюдается уменьшение амплитуды возмущений, распространяющихся в направлении термосферного ветра, и увеличение их горизонтальных масштабов по сравнению с безветренным случаем. Квазиволноводный характер возмущений на этой высоте обусловлен вертикальной структурой температуры.

На рис. 2 показана пространственная картина разности амплитуд термосферных возмущений (см. рис. 1), полученных в обоих вариантах расчетов. В нижней термосфере, где изменения ветра значительны, возмущения с небольшими пространственными масштабами также проявляют волноводный характер распространения. Такой эффект можно связать с образованием волновода Доплера [Dong et al., 2021].

Обратимся к дисперсионному соотношению, которое определяет затухание волн при волноводном распространении

$$m^2 = k^2\left(\frac{N^2}{\left(\omega - kU^2\right)} - 1\right), \qquad (1)$$

где $m$, $k$ — вертикальное и горизонтальное волновые числа; $U$ — горизонтальная компонента термосферного ветра; $N$ — частота Вяйсяля—Брента. Положительные значения $m^2$ соответствуют волнам, распространяющимся по вертикали, отрицательные — затухающим волнам. Частотные характеристики волн, захватываемых в волновод, определяются скоростью ветра и горизонтальной компонентой волнового вектора. Так, для волн, распространяющихся против ветра, $m^2$ будет уменьшаться и может стать отрицательным. Это будет соответствовать затуханию волн в вертикальном направлении. Из соотношения (1) следует также, что термосферный ветер в большей мере будет влиять на распространение мелко- и среднемасштабных волн с небольшими, по сравнению со скоростью ветра, фазовыми скоростями.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что распространение атмосферных волн с малыми пространственными масштабами в нижней термосфере носит волноводный характер, который определяется ветровым режимом. В верхней атмосфере наблюдается квазиволноводный характер возмущений, обусловленный вертикальной структурой температуры. В верхней термосфере наблюдается повышение амплитуд и уменьшение пространственных масштабов возмущений, распространяющихся против термосферного ветра. Для волн, распространяющихся в направлении термосферного ветра, наблюдается понижение амплитуд и увеличение пространственных масштабов. Асимметричный характер возмущений относительно расположения источника в тропосфере объясняется дисперсионным соотношением.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда № 21-17-00208.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Курдяева Ю.А., Куличков С.Н., Кшевецкий С.П. и др. Вертикальное распространение акустико-гравитационных волн от атмосферных фронтов в верхнюю атмосферу. *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана*. 2019. Т. 55, № 4. С. 3–12.

Borchevkina O.P., Kurdyaeva Y.A., Karpov I.V., et al. Disturbances of the thermosphere and the ionosphere during a meteorological storm. *Atmosphere*. 2021. Vol. 12, no. 11. P. 1384.

Dong W., Hickey M.P., Zhang S. A numerical study of gravity waves propagation characteristics in the mesospheric Doppler duct. *J. Geophys. Res. Atmos*. 2021. Vol. 126, e2021JD034680. DOI: 10.1029/2021JD034680.

Drob D.P., Emmert J.T., Meriwether J.W., et al. An update to the Horizontal Wind Model (HWM): The quiet time thermosphere. *Earth and Space Sci*. 2015. Vol. 2. P. 301–319.

Kshevetskii S.P. Modeling of propagation of internal gravity waves in gases. *Computational Mathematics and Mathematical Physics.* 2001a. Vol. 41, no. 2. P. 273–288.

Kshevetskii S.P. Numerical simulation of nonlinear internal gravity waves. *Computational Mathematics and Mathematical Physics.* 2001b. Vol. 41. P. 1777–1791.

Picone J.M., Hedin A.E., Drob D.P., et al. NRLMSISE-00 Empirical model of the atmosphere: statistical comparisons and scientific issues. *J. Geophys. Res*. 2002. Vol. 107, no. A12. P. 1468. DOI: 10.1029/2002JA009430.

Polyakova A.S., Perevalova N.P. Comparative analysis of TEC disturbances over tropical cyclone zones in the north-

west Pacific Ocean. *Adv. Space Res*. 2013. Vol. 52, no. 8. P. 1416−1426.

Waldock J.A., Jones T.B. HF Doppler observations of medium-scale travelling ionospheric disturbances at mid-latitudes. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys*. 1986. Vol. 48, no. 3. P. 245–260.

УДК 533.951

# ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ ИСКУССТВЕННОГО ОПТИЧЕСКОГО СВЕЧЕНИЯ ИОНОСФЕРЫ В ЛИНИИ 630 нм НА СТЕНДЕ СУРА В 2021 г. ПРИ РЕГИСТРАЦИИ В ТРЕХ ПРИЕМНЫХ ПУНКТАХ

**[1]Ю.К. Легостаева, [1]С.М. Грач, [1]А.В. Шиндин, [1]К.К. Грехнева, [1]В. Павлова, [1]В.Р. Хашев, [2]Д.А. Когогин, [2]И.А. Насыров, [3]А.Б. Белецкий**

[1]Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия
julilegostaeva@gmail.com
[2]Казанский федеральный университет, Казань, Россия
[3]Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия

# PRELIMINARY RESULTS OF STUDIES OF IONOSPHERIC ARTIFICIAL OPTICAL AIRGLOW IN THE 630 nm LINE AT THE SURA FACILITY DURING REGISTRATION AT THREE RECEIVING POINTS IN 2021

**[1]Yu.K. Legostaeva, [1]S.M. Grach, [1]A.V. Shindin, [1]K.K. Grekhneva, [1]V.A. Pavlova, [1]V.R. Khashev, [2]D.A. Kogogin, [2]I.A. Nasyrov, [3]A.B. Beletsky**

[1]National Research Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod, Nizhny Novgorod, Russia
julilegostaeva@gmail.com
[2]Kazan Federal University, Kazan, Russia
[3]Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia

**Аннотация.** Представлены предварительные результаты анализа данных экспериментов по исследованию поведения оптического свечения ночного неба в красной линии атомарного кислорода 630 нм при воздействии на ионосферу мощным КВ-радиоизлучением стенда СУРА, выполненных в августе и сентябре 2021 г. Измерения оптического свечения проводились в трех разнесенных пунктах: непосредственно на стенде СУРА (Нижегородская обл., п. Васильсурск, 56.15° N, 46.10° E), Магнитная обсерватория Казанского университета (55.56° N, 48.45° E) и д. Заключная (Нижегородская обл., Перевозский р-н, 55.54° N, 44.53° E). Исследованы пространственное расположение и размеры областей генерации искусственного оптического свечения и подавления фона естественного свечения при воздействии.

**Ключевые слова:** ионосфера; ВЧ-нагрев, оптическое свечение, красная линия.

**Abstract.** This paper presents preliminary results of the analysis of experimental data on the study of behavior of the optical nightglow in the red line of atomic oxygen (630 nm) when the ionosphere is pumped by high-power HF radio waves from the SURA facility; the experiments were performed in August and September 2021. Airglow was measured at the three separated sites — the SURA facility (the Nizhny Novgorod region, 56.15° N, 46.10° E), Kazan University Magnetic Observatory (55.56° N, 48.45° E), and village Zaklyuchnaya (the Nizhny Novgorod region, 55.54° N, 44.53° E). We studied the spatial location and sizes of the areas where artificial optical airglow is generated and the background is suppressed upon pumping.

**Keywords:** ionosphere; HF heating; optical airglow, red line.

## ВВЕДЕНИЕ

Искусственное свечение ионосферы наблюдается в F-области под воздействием мощного электромагнитного излучения в результате следующей цепочки явлений: (1) взаимодействие волны накачки обыкновенной поляризации (O) на частоте $f_0$, меньшей критической частоты F2-слоя ионосферы $f_{0F2}$, с ионосферной плазмой приводит к генерации плазменных волн в области отражения волны накачки; (2) плазменные волны эффективно ускоряют свободные электроны; (3) электроны, приобретающие в результате ускорения необходимую энергию $E>E_п$, при столкновениях возбуждают определенные энергетические уровни нейтральных атомов ионосферного газа (кислорода); (4) в процессе релаксации возбужденного атома до основного состояния происходит высвечивание фотона.

Подавление фонового свечения ионосферы возникает вследствие уменьшения коэффициента диссоциативной рекомбинации $\alpha_e$ с ростом $T_e$ , что приводит, следовательно, к уменьшению концентрации возбужденных атомов, ответственных за генерацию свечения.

Основной наблюдаемой линией свечения на нагревном стенде СУРА является красная линия 630 нм, связанная с излучением атомарного кислорода при переходе электрона с уровня $O(^1D)$ в основное состояние $O^3P$ с энергией возбуждения $E_п$=1.96 эВ и временем жизни τ=107 с.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В августе и сентябре 2021 г. на стенде СУРА были проведены эксперименты по регистрации свечения ионосферы в линии 630 нм при воздействии на ионосферу мощным КВ-радиоизлучением в трех разнесенных пунктах наблюдения: стенд СУРА, Магнитная обсерватория Казанского университета и д. Заключная.

В случае регистрации искусственного свечения в нескольких разнесенных в пространстве пунктах появляется возможность оценки пространственных характеристик светящейся области. В данном докладе приводятся результаты анализа, полученные в сеансах воздействия, при которых оптическое свечение либо его подавление фона наблюдалось одновременно, по крайней мере, в двух пунктах наблюдения.

Воздействие на ионосферу осуществлялось с помощью КВ-радиоизлучения обыкновенной поляризации при вертикальной ориентации диаграммы направленности стенда либо при наклоне диаграммы на юг на 12° в плоскости магнитного меридиана на частоте $f_0$=4 300 кГц, эффективная излучаемая мощность составляла $P_{эф}$~100 МВт. Измерения на стенде СУРА и в д. Заключная проводились с помощью камеры SBIG-8 300M (далее SBIG); размер кадра 3326×2504 пикселей с объективом Canon EF 50 мм $f/(1.2L)$ USM с полем зрения 20°×15° со светофильтром на длину волны λ=630 нм с полосой пропускания Δλ=10 нм. Пункт наблюдения в Казани был оснащен камерой KEO Sentinel (далее KEO); размер кадра 2048×2048 пикселей с объективом с полем зрения 150° со светофильтром на длину волны λ=630 нм с полосой пропускания Δλ=2 нм. Воздействие осуществлялось в режиме 2.5 мин непрерывное излучение / 3.5 мин пауза. В экспериментах длительность экспозиции камер SBIG и KEO составляла 25 с.

Проводилась астрометрическая калибровка, которая дает возможность убрать засветку камеры звездами и определить положение пятен свечения и подавления на небосводе.

Анализ изображений сводился к следующему. Из набора снимков выбирались опорные кадры, зарегистрированные непосредственно перед включением стенда СУРА, на которых заведомо отсутствовало влияние мощных радиоволн на яркость свечения. Для всех остальных снимков формировались темновые кадры с помощью усреднения с определенными весами двух ближайших опорных кадров. При этом каждый из опорных кадров поворачивался в соответствии с вращением небесной сферы относительно полюса мира таким образом, чтобы положение звезд на них совпало с положением звезд на анализируемом снимке. Веса при суммировании определялись интервалами времени между анализируемым снимком и опорными кадрами [Грач, 2012]. После этого из анализируемого кадра вычитался темновой кадр. В результате достигалась плавная компенсация излучения звезд и фонового свечения атмосферы, на итоговом изображении оставались только изменения яркости свечения, вызванные излучением стенда СУРА и быстрыми изменениями прозрачности атмосферы и помехами (спутниками, метеорами и т. п.). И, наконец, для сглаживания шумов использовалась текущая медианная фильтрация по полю снимка.

На рис. 1 показаны обработанные оптические изображения, полученные в приемных пунктах: на стенде СУРА и в магнитной обсерватории в Казани, зарегистрированные одновременно 05.09.2021 в 18:51:00 UT (вертикальный нагрев). В этом сеансе $f_{oF2}$=4.8 МГц. В обоих пунктах наблюдения присутствует заметное увеличение яркости оптического свечения.

Для обработки изображений использовалась программа [Шиндин, 2018], в которой была использована модель области свечения в виде сферы. Предварительно получено, что высота центра пятна свечения составляла ~270 км, что примерно соответствовало высоте плазменного резонанса (поперечный размер пятна составлял 30 км).

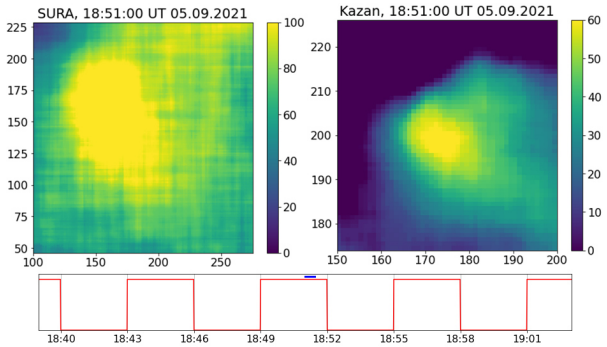



*Рис. 1.* Обработанные оптические изображения, зарегистрированные 05.09.2021 в 18:51:00 UT в пункте наблюдения СУРА (слева) и в магнитной обсерватории в Казани

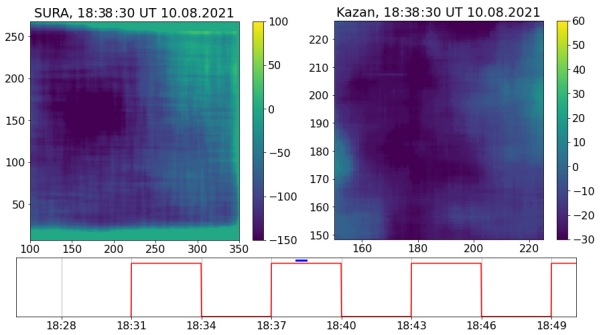



*Рис. 2.* Портреты ночного неба, зарегистрированные 10.08.2021 в 18:38:00 UT в пункте наблюдения СУРА (слева) и в магнитной обсерватории в Казани

На рис. 2 показан эффект подавления оптического свечения ионосферы — портреты ночного неба, полученные для пунктов наблюдения в Васильсурске и Казани, зарегистрированные одновременно 10.08.2021 в 18:38:00 UT (нагрев с наклоном на юг на 12°). По предварительным результатам обработки размер области подавления составляет 13 км, высота ~230 км.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По данным предварительного анализа сеанса измерения 5 сентября в 18:51 UT пятно искусственного свечения наблюдалось одновременное в Казани и на стенде СУРА, пятно было расположено на высоте 270 км, а его поперечный размер составлял 30 км. По данным с сеанса 10 августа в 18:38 наблюдалось подавления оптического свечения, область подавления составляла 13 км на высоте 230 км.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ, грант № 20-12-00197.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Грач С.М., Клименко В.В., Шиндин А.В. и др. Оптическое свечение при воздействии на ионосферу радиоизлучением стенда СУРА: результаты экспериментов 2010 г. *Изв. вузов*. 2012. Т. 55, № 1-2. С. 36–56.

Шиндин А.В., Клименко В.В., Когогин Д.А. и др. Пространственные характеристики области генерации искусственного свечения ионосферы в линии 630 нм при воздействии радиоизлучением стенда «Сура». *Изв. вузов*. 2017. Т. LX, № 11. С. 949–966.

УДК 551.540.42

# СОСТОЯНИЕ СТРАТОСФЕРНОГО АЭРОЗОЛЬНОГО СЛОЯ В 2021 г. ПО ДАННЫМ ЛИДАРНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ В ТОМСКЕ

**А.П. Макеев, С.И. Долгий, А.В. Невзоров**

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, Томск, Россия
map@iao.ru

# STATE OF THE STRATOSPHERIC AEROSOL LAYER IN 2021, ACCORDING TO LIDAR OBSERVATIONS IN TOMSK

**A.P. Makeev, S.I. Dolgii, A.V. Nevzorov**

V.E. Zuev Institute of Atmospheric Optics SB RAS, Tomsk, Russia
map@iao.ru

**Аннотация.** В докладе приводятся и обобщаются результаты лидарных измерений на Сибирской лидарной станции вертикального распределения стратосферного аэрозольного слоя в 2021 г. Приводится описание и техника измерений многоканального стационарного лидарного комплекса Института оптики атмосферы СО РАН в Томске. Результаты измерений и анализа полученных данных подтверждают закономерность увеличения накопления фонового аэрозоля в период осень — зима с его последующим активным истощением в летний период.

**Ключевые слова:** лидар, лазерное зондирование атмосферы, вертикальное распределение стратосферного аэрозоля.

**Abstract.** This report presents and summarizes the results of lidar measurements at the Siberian Lidar Station of the vertical distribution of the stratospheric aerosol layer in 2021. The description and technique of measurements at the multichannel stationary lidar complex of the Institute of Atmospheric Optics of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences in Tomsk are given. Based on the results of measurements and analysis of the data obtained, the regularity of increase in the accumulation of background aerosol in the autumn-winter period with its subsequent active depletion in the summer period is confirmed.

**Keywords:** lidar, laser sounding of the atmosphere, vertical distribution of stratospheric aerosol.

## ВВЕДЕНИЕ

Сибирская лидарная станция (СЛС) Института оптики атмосферы СО РАН (56.5° N, 85.0° E) с 1986 г. долгое время оставалась единственной точкой на территории России, где на основе методов дистанционного зондирования стратосферы осуществлялся регулярный мониторинг характеристик стратосферного аэрозольного слоя (САС) [Зуев, Бурлаков, 2008; Зуев, 2000]

В качестве источника лазерного излучения для исследования вертикального распределения САС используется Белорусский твердотельный лазер Nd:YAG модели LOTIS TII LS-2132T. Прием отраженного от атмосферы лидарного сигнала осуществляется телескопом диаметром 0.3 м, разработанным по схеме Ньютона. Далее сигнал, проходя через полевую диафрагму попадает в кювету спектральной селекции. В кювете после разделения спектроделителем принимаемого сигнала на длины волн 355 и 532 нм, светоделитель делит сигнал на длине волны 532 нм на две части 90 % и 10 % для получения информации и от ближней зоны зондирования. Для устранения эффекта насыщения ФЭУ от сигналов большой интенсивности ближней зоны или облаков используется электронное управление коэффициентом усиления ФЭУ [Правдин и др., 1996].

Регистрация лидарных сигналов осуществляется с помощью ФЭУ японской фирмы Hamamatsu Photonics R7207-01 и Hamamatsu Photonics R7206-01 для длин волн 355 и 532 нм соответственно. Регистрация ведется в режиме счета фотонов. Далее сигналы с ФЭУ приходят на усилители-дискриминаторы (УД) фирмы Hamamatsu Photonics C3866, затем для дальнейшей обработки и хранения поступают в компью

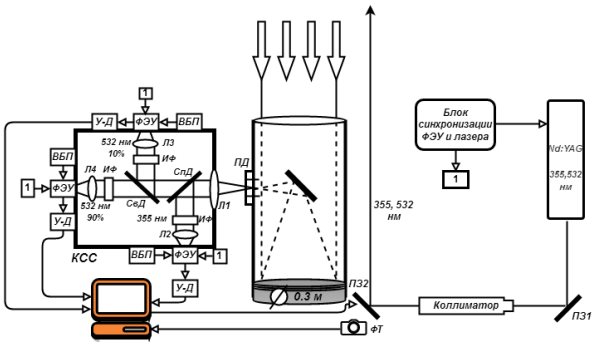



*Рис. 1.* Блок-схема лидара для исследования стратосферного аэрозоля: Nd:YAG —твердотельный лазер; ПЗ1 — поворотное зеркало; ПЗ2 — автоматизированное выходное поворотное зеркало; ПД — полевая диафрагма; КСС — кювета спектральной селекции с ФЭУ; Л — линзы; СпД — спектроделитель; СвД — светоделитель; ИФ — интерференционные фильтры; УД — усилители-дискриминаторы; ВБП — высоковольтные блоки питания; ФТ— фототранзистор

тер. Блок-схема лидара для исследования стратосферного аэрозоля показана на рис. 1.

## ТЕХНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛИДАРНОГО ПЕРЕДАТЧИКА

Энергия импульсов излучения: для длины волны 532 нм — 70 мДж, 355 нм — 40 мДж; частота следования импульсов — 20 Гц, расходимость излучения — ~ 0.8 мрад.

## ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На протяжении 2021 г. на СЛС продолжался лидарный мониторинг вертикального распределения

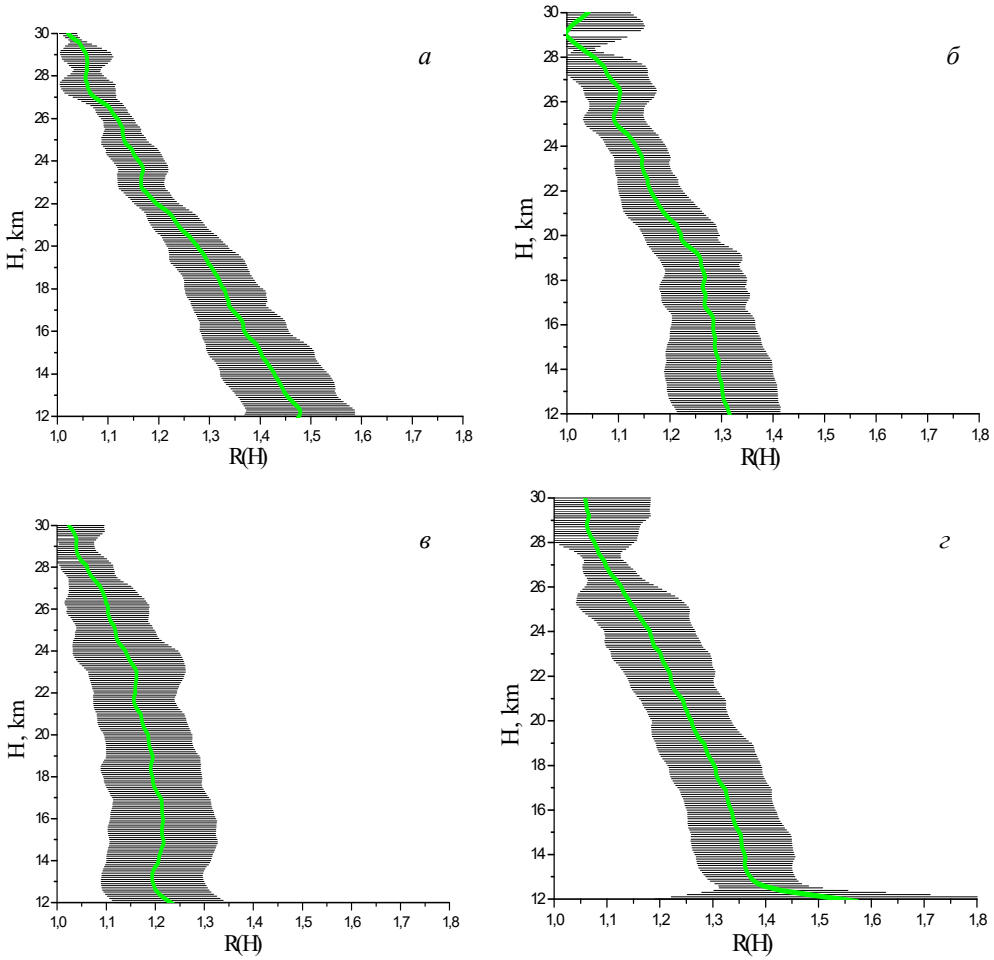



*Рис. 2.* Усредненные за 2021 г. профили $R(H)$ на длине волны 532 нм, зарегистрированные зимой (*а*), весной (*б*), летом (*в*), осенью (*г*)

САС. Результаты измерений подтверждают установившееся фоновое состояние после ранее зафиксированных САС невулканического происхождения в августе – октябре 2017 г., где отношение рассеяния $R(H)$ в максимуме на длине волны 532 нм достигало 5.8 [Невзоров и др., 2020]. Это подтверждалось результатами измерений, полученными при помощи приборов, установленных на спутнике Суоми [Seftor, 2017]. Значения отношения рассеяния $R(H)$ за 2021 г. колебались в пределах 1.2–1.5 для своих сезонов. На рис. 2 показаны усредненные профили отношения рассеяния $R(H)$ за 2021 г

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, можно отметить, что с периода возмущенного состояния стратосферы в период осень 2017 – весна 2018 г., а также кратковременного возмущения летом и осенью 2019 г., в течение 2021 г. над Томском видна четкая закономерность увеличения накопления фонового аэрозоля в период осень – зима с его последующим активным истощением в летний период.

Работа выполнена при финансовой поддержке государственного задания ИОА СО РАН (в части получения результатов измерений) и гранта РФФИ и ННФИ в рамках научного проекта № 20-55-56028 (в части обработки и анализа результатов).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Зуев В.В., Бурлаков В.Д. *Сибирская лидарная станция: 20 лет оптического мониторинга стратосферы*. Томск: Изд-во Института оптики атмосферы СО РАН, 2008. 226 с.

Зуев В.В. Сибирская лидарная станция — уникальный экспериментальный комплекс для дистанционных исследований атмосферы. *Оптика атмосферы и океана*. 2000. Т. 13, № 1. С. 94–99.

Невзоров А.В., Баженов О.Е., Невзоров А.А. и др. Возмущение стратосферы над Томском зимой 2017/2018 г. по данным лидарных и спутниковых (Aura MLS/OMI) наблюдений. *Оптика атмосферы и океана*. 2020. Т. 33, № 7. С. 509–515. DOI: 10.15372/AOO20200702.

Правдин В.Л., Зуев В.В., Невзоров А.В Электронное управление коэффициентом усиления ФЭУ при регистрации лидарных эхосигналов с большим динамическим диапазоном в режиме счета фотонов. *Оптика атмосферы и океана*. 1996. Т. 9., № 12. С. 1612–1614.

Seftor C. Record breaking aerosol index values over Canada, NASA OMPS blog. Retrieved from https://ozoneaq.gsfc.nasa.gov/omps/blog/2017/08/record-breaking-aerosol-index-value-over-canada. Accessed August 15. 2017.

УДК 537.87

# ИССЛЕДОВАНИЕ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК X-КЛАССА 24-го ЦИКЛА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ ПО ДАННЫМ СЕТИ ГНСС-СТАНЦИЙ ЕВРОПЕЙСКОЙ ЧАСТИ РФ

**Д.С. Максимов, Д.А. Когогин, И.А. Насыров, Р.В. Загретдинов**

Казанский (Приволжский) Федеральный Университет, Казань, Россия
denis.kogogin@gmail.com

# STUDYING X-CLASS SOLAR FLARES OF SOLAR CYCLE 24 WITH THE USE OF DATA FROM THE NETWORK OF GNSS STATIONS IN EUROPEAN RUSSIA

**D.S. Maksimov, D.A. Kogogin, I.A. Nasyrov, R.V. Zagretdinov**

Kazan (Volga Region) Federal University, Kazan, Russia
denis.kogogin@gmail.com u

**Аннотация.** Представлены результаты обработки данных фазовых измерений ГНСС-сигналов в дни, когда происходили мощные солнечные вспышки (M- и X-классов) в сентябре 2017 г. Были рассчитаны ряды полного электронного содержания (ПЭС) для полных суток 5–12 сентября 2017 г. Для этого периода построены тепловые карты распределения концентрации электронов над областью Поволжья. Особенностью проведенной работы является область исследования — Европейская часть России, где до этого не проводились наблюдения отклика ионосферы на воздействие мощных солнечных вспышек. По итогам исследования было установлено, что существенное изменение среднего значения ПЭС, превалирующее над фоновыми значениями, наблюдается за два часа до первой вспышки X-класса, а также спустя 15–20 ч после частых мощных вспышек 6–7, 10 сентября 2017 г.

**Ключевые слова:** ГНСС, ПЭС, ионосфера, солнечные вспышки.

**Abstract.** This paper presents the results of processing data from phase measurements of GNSS signals in September 2017 when powerful solar flares (M- and X-classes) occurred. Series of total electron content (TEC) were calculated for an entire day from September 5 to September 12, 2017. We constructed thermal maps of the electron density distribution over the Volga region for these days. The main feature of the work carried out is the research area – European Russia, since no similar observations of the ionospheric response to the effects of powerful solar flares were made before. The findings show a significant change in the TEC average value prevailing over the background values two hours before the first X-class flare and 15–20 hours after frequent powerful flares on September 6–7 and 10, 2017.

**Keywords:** GNSS, TEC, ionosphere, solar flares.

## ВВЕДЕНИЕ

С активным увеличением количества ГНСС-приемников в Европейской части России появилась возможность детального изучения состояния ионосферной погоды над данной областью. Это позволяет оценивать влияние на ионосферу естественных и искусственных событий. В частности, естественными событиями, изучение которых важно, например, для геопозиционирования и анализа радиосвязи, являются магнитные бури и солнечные вспышки.

В данной работе приводятся результаты обработки фазовых измерений с распределенной сети ГНСС-станций в области Поволжья и близлежащих регионах. Исследовались дни 5–12 сентября 2017 г., когда были зарегистрированы мощные вспышки X-класса на Солнце, а также высокие уровни магнитной активности в атмосфере Земли.

## ПРОГРАММНЫЙ КОМПЛЕКС ОБРАБОТКИ ДАННЫХ

Для обработки сырых ГНСС-данных в формате RINEX-файлов и их дальнейшего представления в виде ионосферных параметров был разработан собственный программный комплекс на базе высокоуровневых языков программирования MATLAB и Python. Разработанный программный комплекс разделен на отдельные логические блоки, показанные на рис. 1.

Первый блок осуществляет конвертацию сырых ГНСС-данных из формата RINEX в mat-файлы и параллельно — расчет траекторий пролетов спутников; второй блок — расчет *ПЭС* [Когогин, 2020]; третий блок — расчет подионосферных точек для всех пар спутник–приемник; четвертый блок — объединение всех расчетов в один массив и дальнейшее дробление на указанные нами временные интервалы, в данном случае, шестиминутные; последний блок — представление данных в виде графиков *ПЭС*/*ROT*, тепловых карт распределения *ПЭС*/*ROT*.

## СОЛНЕЧНЫЕ ВСПЫШКИ В СЕНТЯБРЕ 2017 г.

В период 6–10 сентября 2017 г. зафиксировано четыре вспышки X-класса и несколько вспышек на ранг ниже — M-класса. Время их возникновения и длительность (по данным [https://tesis.lebedev.ru/magnetic_storms.html?m=9&d=8&y=2017]) указаны ниже (табл. 1).

## ВАРИАЦИИ ВОЗМУЩЕННОСТИ ИОНОСФЕРЫ 5–12 СЕНТЯБРЯ 2017 г.

Для сопоставления влияния на ионосферу солнечной активности и магнитных бурь были рассчитаны средние значения *ПЭС* над г. Казань и территорией Поволжья, а также близлежащих регионов (рис. 2). Усреднение данных по широкой области пространства, как это сделано для Поволжья, представляет собой альтернативу когерентному накоплению сигнала.

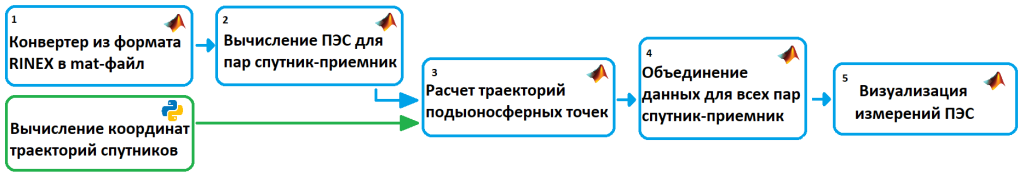



*Рис. 1.* Блок-схема программного комплекса обработки ГНСС данных и дальнейшей визуализации полученных ионосферных параметров (*ПЭС*, Rate of TEC (*ROT*), индекс *ROTI*, оценивающий среднеквадратичное отклонение значений индекса *ROT*)

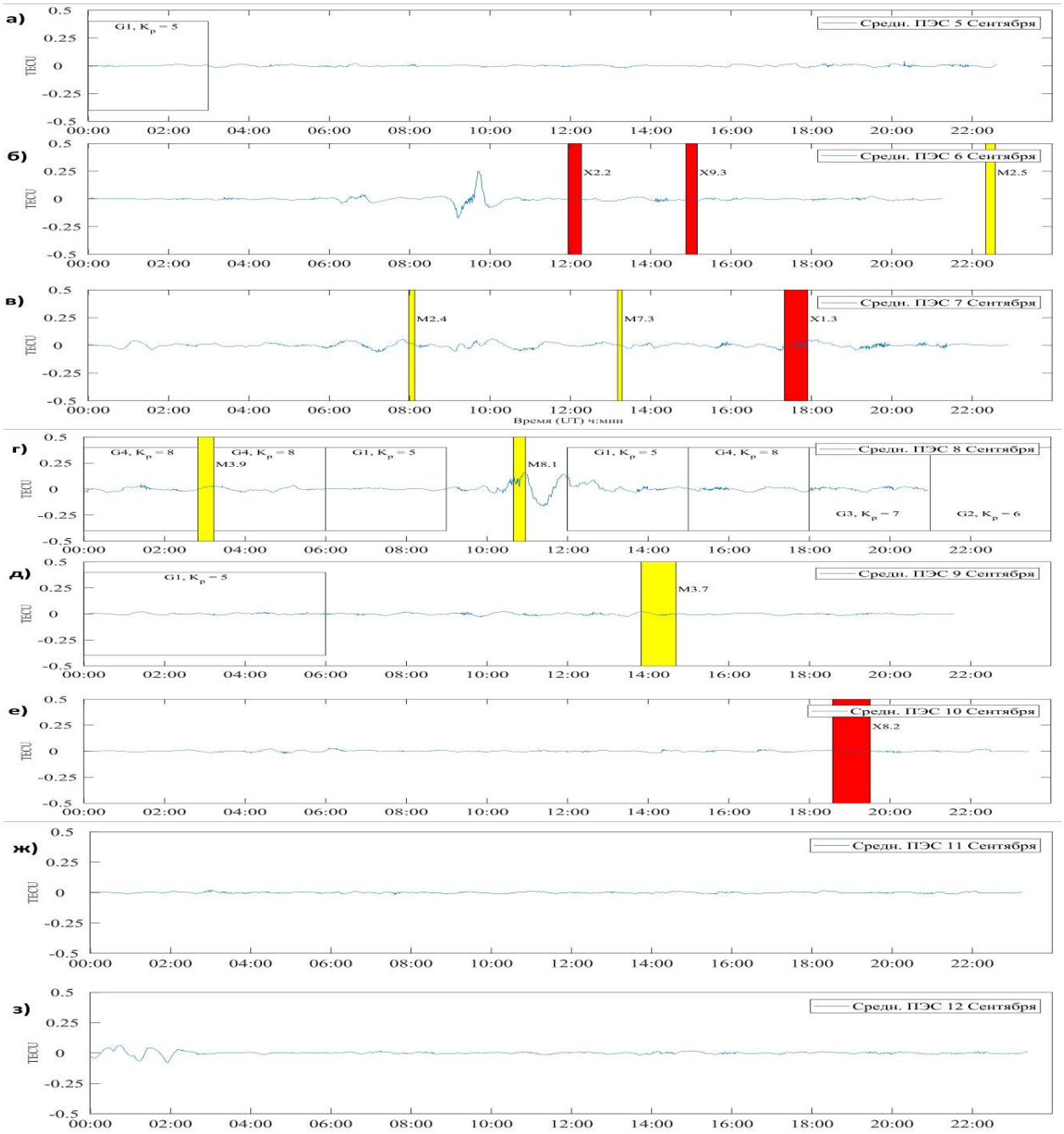



*Рис. 2.* Усредненные значения вертикального *ПЭС* над всей рассматриваемой областью Поволжья. Выделены отрезки времени, в которые фиксировались солнечные вспышки (желтые — M-класса, красные — X-класса). Прозрачными прямоугольниками выделены зафиксированные магнитные бури с обозначением их класса и индекса $K_p$. Панели *а–в* соответствуют дням 5–7 сентября, *г–е* — 9–11 сентября, *ж–з* — 10–12 сентября

Солнечные вспышки. Сентябрь 2017 г.

| Дата | Класс вспышки | Начало | Максимум | Окончание |
|---|---|---|---|---|
| 6 сентября | X2.2 | 11:57:00 | 12:10:00 | 12:17:00 |
| 6 сентября | X9.3 | 14:53:00 | 15:02:00 | 15:10:00 |
| 7 сентября | X1.3 | 17:20:00 | 17:36:00 | 17:55:00 |
| 10 сентября | X8.2 | 18:35:00 | 19:06:00 | 19:31:00 |
| 6 сентября | M2.5 | 18:51:00 | 18:56:00 | 19:03:00 |
| 6 сентября | M1.4 | 22:21:00 | 22:30:00 | 22:35:00 |
| 7 сентября | M2.4 | 07:59:00 | 08:02:00 | 08:08:00 |
| 7 сентября | M7.3 | 13:11:00 | 13:15:00 | 13:18:00 |
| 8 сентября | M3.9 | 02:50:00 | 02:59:00 | 03:14:00 |
| 8 сентября | M8.1 | 10:40:00 | 10:49:00 | 10:58:00 |
| 9 сентября | M3.7 | 13:50:00 | 14:04:00 | 14:42:00 |

Поскольку фоновые колебания изменения параметра *ПЭС* являются статистически независимыми, при их усреднении происходит взаимное гашение. Таким образом, амплитуда вариаций *ПЭС* увеличится, когда будет синхронный импульсный глобальный скачок ионизации. При этом чувствительность регистрации отклика возрастет в $\sqrt{N}$, где $N$ — количество лучей спутник—приемник [Сыроватский, 2018].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По результатам проведенного исследования можно сделать следующие выводы: изменения ПЭС, превалирующие над фоновыми значениями, зарегистрированы за два часа до первой мощной вспышки X-класса (см. рис. 2). В дни с наиболее частыми вспышками (6–10 сентября) можно заметить, что *ПЭС* для территории Поволжья повышается до ~0.25 TECU. Особенно это видно спустя ~15–20 ч после мощных вспышек, произошедших 6 и 7 сентября. При этом фоновые значения *ПЭС* имеют значения ~0.1 TECU.

В отличие от работы [Yasyukevich, 2018], где рассматривался отклик ионосферы на территории Европы, Северной и Южной Америки на вспышки, произошедшие 6 сентября 2017 г., быстрого отклика ионосферы выделить не удалось. Возможно, это связано с методами обработки. В дальнейшем исследовании будут рассмотрены различные методы (например, другие окна скользящего среднего при удалении тренда).

Проведенное исследование позволят сделать вывод, что выделяющиеся на общем фоне (повышение *ПЭС* до 0.25 TECU) ионосферные возмущения генерируются не столько мощностью солнечной вспышки, сколько частотой возникновения сильных и мощных вспышек, наибольшую реакцию дает также дневная ионосфера, ближе к ночи происходит релаксация состояния верхней атмосферы.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 21-72-00043 [https://rscf.ru/project/21-72-00043].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Афраймович Э.Л., Перевалова Н.П. GPS-мониторинг верхней атмосферы Земли. Иркутск: Изд-во ГУ НЦ РВХ ВСНЦ СО РАМН, 2006. 480 с.

Бахтиаров В.Ф., Загретдинов Р.В. Обзор постоянных GNSS-станций на территории Российской Федерации. *IX Международная научно-практическая конференция «Актуальные вопросы геодезии и геоинформационных систем»: Сб. докладов*. Казань, 2–3 сентября 2020 г., С. 128–136.

Когогин Д.А., Насыров И.А., Шиндин А.В. и др. Динамическая картина стимулированной мощным радиоизлучением области ионосферы, полученная по результатам совместного анализа снимков ночного неба в линии 630 нм и карт вариаций полного электронного содержания. *Изв. вузов. Радиофизика*. 2020. Т. 63, № 2. С. 89–104.

Сыроватский С.В., Ясюкевич Ю.В., Веснин А.М. и др. Влияние солнечных вспышек на ионосферу Земли в 24-м цикле солнечной активности. *Ученые записки физического факультета московского университета*. 2018. № 4. 1840403.

Yasyukevich Yu., Astafyeva E., Padokhin A. The 6 September 2017 X-class solar flares and their impact on the ionosphere, GNSS, and HF radio wave propagation. *Space Weather*. 2018. 16. DOI: 10.1029/2018SW001932.

URL: https://tesis.lebedev.ru/magnetic_storms.html?m=9&d=8&y=2017 (дата обращения 14 мая 2021 г.).

URL: https://rscf.ru/ project/21-72-00043 (дата обращения 14 мая 2021 г.).

УДК 533.951.2

# ГЕНЕРАЦИЯ УНЧ-ВОЛНЫ ЭЛЕКТРОНАМИ: ИССЛЕДОВАНИЕ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ ЗОНДА VAN ALLEN PROBE A

**О.С. Михайлова, Е.Е. Смотрова, П.Н. Магер**

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия
o_mikhailova@iszf.irk.ru

# GENERATION OF AN ULF-WAVE BY ELECTRONS: VAN ALLEN PROBE A CASE STUDY

**O.S. Mikhailova, E.E. Smotrova, P.N. Mager**

Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia
o_mikhailova@iszf.irk.ru

**Аннотация.** В работе исследовано уникальное явление — генерация электронами в магнитосфере ультранизкочастотной (УНЧ) волны. Событие наблюдалось спутником Van Allen Probe A 27 октября 2012 г. на утренней стороне магнитосферы. Аппарат зарегистрировал УНЧ-волну с периодом 100 с и амплитудой 0.7 нТл. Одновременно с волной наблюдалась модуляции потоков электронов на частоте волны. Показано, что волна являлась основной гармоникой альфвеновской моды с азимутальным волновым числом $m$~110–115, распространяющейся на восток. УНЧ-волна была сгенерирована в результате дрейфового резонанса из-за сильного пространственного градиента распределения электронов, которые были инжектированы в магнитосферу в ходе развития суббури.

**Ключевые слова:** дрейфовый резонанс, УНЧ-волны, электроны, пульсации Pc4, магнитосфера

**Abstract.** We examined a unique phenomenon – the generation of an ultra-low frequency (ULF) wave by electrons in the magnetosphere. The event was observed by the Van Allen Probes A satellite on October 27, 2012 on the morning side of the magnetosphere. The spacecraft registered a ULF wave with a period of 100 s and an amplitude of 0.7 nT. Simultaneously with the wave, modulations in electron fluxes were observed at the frequency of the wave. It is shown that the wave was the fundamental harmonic of the Alfvén wave with an azimuthal wave number m~110-115 propagating to the east. The ULF wave was generated as a result of drift resonance due to the strong spatial gradient of the distribution of electrons that were injected into the magnetosphere during the substorm development.

**Keywords:** drift resonance, ULF waves, electrons, Pc4 pulsations, magnetosphere

## ВВЕДЕНИЕ

УНЧ-волны регулярно наблюдаются в магнитосфере Земли и являются удобным средством ее диагностики, так как взаимодей-ствуют с энергичными заряженными частицами магнитосферы. УНЧ-волны диапазонов Pc4-5 (40–600 с) регулярно наблюдаются на освещенной стороне магнитосферы [Anderson, 1992]. Если осцилляции в магнитном поле волны происходят преимущественно в радиальном направлении, волна называется полоидальной или полоидально-поляризованной альфвеновской волной; в случае азимутального направления волна называется тороидальной. Полоидальные волны активно взаимодействуют с заряженными энергичными частицами. Эти резонансные взаимодействия связаны с динамикой кольцевого тока [Southwood et al., 1969] и частиц радиационного пояса [Schulz and Lanzerotti, 1974]. Взаимодействие УНЧ-волн больших периодов с заряженными частицами происходит посредством дрейфового или баунс-дрейфового резонансов [Klimushkin et al., 2021].

Чаще всего наблюдается генерация УНЧ-волн протонами и взаимодействие с ними [Min et al., 2017; Takahashi et al., 2018a, 2018b]. Случаев взаимодействия волн с электронами существенно меньше [Ren et al., 2017, 2018]. Мы представляем исследование уникального события — резонансной генерации УНЧ-волны электронами.

## Наблюдаемые колебания и геомагнитные условия

С использованием данных, полученных в ходе миссии Van Allen Probes A, исследовано событие 27 октября 2012 г. Для исследования колебаний в магнитном поле мы использовали 4-секундные данные инструмента Electric and Magnetic Field Instrument Suite and Integrated Science (EMFISIS) [Kletzing et al., 2013] и 11-секундные данные инструмента Electric Fields and Waves (EFW) [Wygant et al., 2013] для изучения осцилляций в электрическом поле. Для исследования потоков электронов использовались 11-секундные данные инструмента Magnetic Electron Ion Spectrometer (MagEIS) [Blake et al., 2013]. Наблюдаемое волновое событие зарегистрировано в утренней части магнитосферы на расстоянии около $6R_E$ от Земли. Спутник зарегистрировал УНЧ-волну длительностью 45 мин с амплитудой 0.7 нТл (рис. 1). Частота наблюдаемой волны была практически постоянна и составила 10 мГц. Это волна соответствует диапазону Pc4. Волна имела смешанную поляризацию: полоидальная (радиальная) $b_r$- и тороидальная (азимутальная) $b_a$-компоненты слабо различаются по амплитуде. Продольная компрессионная компонента существенно слабее радиальной и азимутальной компонент.

УНЧ-волна наблюдалась на фоне восстановительной фазы суббури (индекс $K_p$=10, индекс $Dst$= –20 нТл) за пределами плазмосферы. Событию пред-

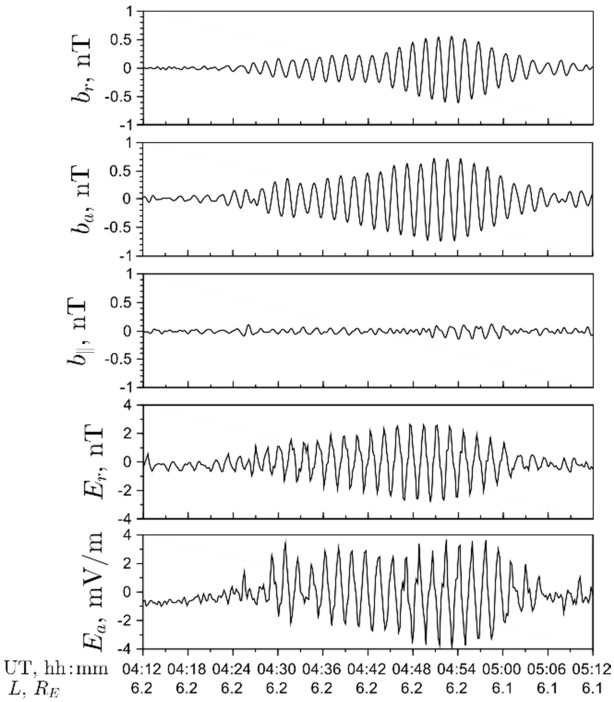



*Рис. 1.* Колебания в магнитном и электрическом полях: сверху вниз — радиальная, азимутальная и продольная компоненты магнитного поля, радиальная и азимутальная компоненты электрического поля

шествовал ряд суббурь. За ~70 мин до начала события зарегистрирована суббуря (время onset 3.23 UT), во время которой индекс *AL* достиг значения ~ – 150. Вероятно, эта суббуря стала источником энергичных электронов, ответственны[ за генера-цию наблюдаемой геомагнитной пульсации Pc4.

### Колебания в потоках электронов

По данным инструмента MagEIS нам удалось зарегистрировать модулированные потоки заряженных электронов одновременно с волной. Мы нашли резонансные колебания, совпадающие по частоте с осцилляциями в магнитном поле и потоках электронов с энергией 38 кэВ (рис. 2).

Максимальная амплитуда колебаний фиксировалась у частиц с питч-углами 90º. Взаимодействие УНЧ-волны с такими частицами соответствует фундаментальной симметричной относительно экватора гармонике волны и дрейфовому резонансу [Southwood, 1976; Southwood, Kivelson, 1982]. Фундаментальную гармонику видно на рис. 3.

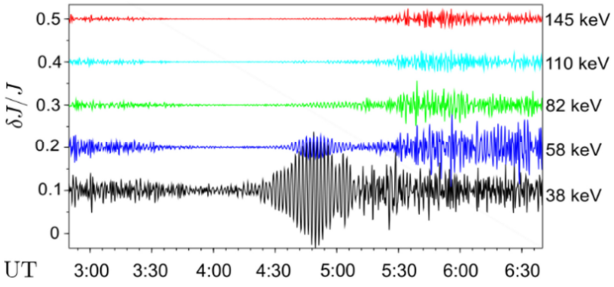



*Рис. 2.* Осцилляции в потоках электронов. Видны резонансные колебания с энергией 38 кэВ

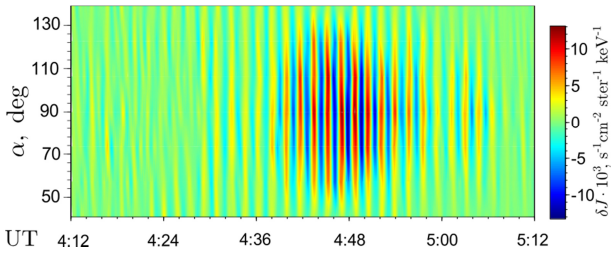



*Рис. 3.* Распределение частиц с энергией 38 кэВ по питч-углам

Условие дрейфового резонанса можно записать в виде

$$\omega - m\omega_d = 0, \quad (1)$$

где ω — частота волны, *m* — азимутальное волновое число, $\omega_d$ — угловая частота магнитного дрейфа частиц, усредненная по баунс-периоду. Исходя из (1), мы вычислили *m*~110÷115. Волна является азимутально-мелкомасштабной и движется на восток с ночи в день. Азимутальная длина волны составляет примерно 2200 км, т. е. ~0.3$R_E$.

### Неустойчивость

Для роста амплитуды волны, т. е. для передачи энергии от частиц волне, необходимо наличие неустойчивого распределения частиц по энергиям (инверсная функция распределения по энергиям) или по пространству (наличие сильного радиального градиента функции распределения) [Southwood et al., 1969]. Для развития неустойчивости необходимо выполнение условия

$$\hat{Q}F = \left[\frac{\partial F}{\partial \varepsilon} + \frac{m}{\omega}\frac{c}{qB_{eq}L}\frac{\partial F}{\partial L}\right]_{\varepsilon_{res}} > 0. \quad (2)$$

Здесь *F* — функция распределения, ε — энергия частиц, *q* — заряд частицы, *c* — скорость света, $B_{eq}$ — магнитное поле на геомагнитном экваторе, *L* — параметр МакИлвейна, используемый в качестве радиальной координаты, $\varepsilon_{res}$ — резонансная энергия. Условие (2) должно выполняться либо при $\partial F/\partial \varepsilon > 0$, либо при $\partial F/\partial L<0$. В нашем случае удовлетворяется второе неравенство. Это означает, что волна должна генерироваться пространственной градиентной неустойчивостью. Условие $\partial F/\partial L<0$ выполняется с 4:00 до 4:50 UT (рис. 4 *а*, *б*). Волна имеет отрицательный пространственный градиент в двух областях: в 4:00–4:27 UT, когда спутник движется в направлении от Земли, и в 4:27–4:50 UT, когда спутник развернулся и двигался в обратном направлении.

Мы предполагаем, что волна могла быть сгенерирована в результате инжекции электронов в магнитосферу во время развития суббури. Используя данные потоков электронов, мы смогли локализовать onset суббури, которая сгенерировала пучок электронов. Мы определили, что onset произошел в 3.23 UT. Данное время соответствует времени начала суббури по данным идекса *AL*. Локализовав суббурю по MLT, мы обнаружили, что она произошла в полночь.

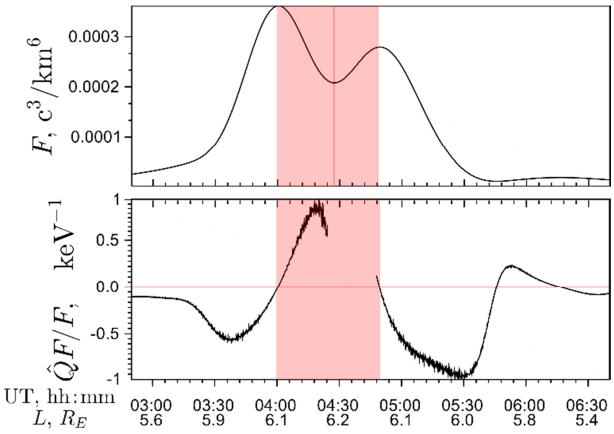



*Рис. 4.* Функция распределения электронов от времени и L. Розовый прямоугольник — область отрицательного радиального градиента 4:00–4:27 UT, когда спутник движется от Землии с UT=4:27 по 4:50, когда спутник движется к Земле. Красная линия на 4:27 UT показывает положение апогея (*а*). Условие неустойчивости — из уравнения (2). Коэффициент неустойчивости положителен в 4:00– 4:50 UT, область вблизи апогея спутника $L$=6.2 исключена из-за неопределенности радиального градиента (*б*)

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нам удалось наблюдать и детально изучить уникальное явление резонансной генерации УНЧ-волны энергичными электронами в магнитосфере.

Мы наблюдали фундаментальную гармонику альфвеновской волны с периодом около 100 с. Отмечались почти равные по амплитуде осцилляции в радиальной и азимутальной компонентах магнитного и электрического полей, т. е. волна имела смешанную поляризацию. Одновременно с волной наблюдались резонансные осцилляции в нескольких потоках электронов при энергиях 38–82 кэВ. Было показано, что электроны взаимодействуют с волной посредством дрейфового резонанса. Установлено, что резонансная энергия электронов составляет ~38 кэВ. Из условия равенства дрейфовой скорости электронов и фазовой скорости волны в резонансе найдено азимутальное волновое число $m$~100–115, что означает наблюдение азимутально-мелкомасштабной волны, бегущей на восток. Показано, что волна генерировалась градиентной неустойчивостью, вызванной сильным радиальным градиентом концентрации электронов с резонансной энергией, инжектированных в магнитосферу во время суббури.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект № 21-72-1275 10139.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Anderson B.J., Erlandson R.E., Zanetti L.J. A statistical study of Pc1-2 magnetic pulsations in the equatorial magnetosphere: 1. Equatorial occurrence distributions. *J. Geophys. Res*. 1992. P. 3075–3088. DOI: 10.1029/91JA02706.

Blake J.B., Carranza P.A., Claudepierre S.G., et al. The magnetic electron ion spectrometer (MagEIS) instruments aboard the radiation belt storm probes (RBSP) spacecraft. *Space Sci. Rev.* 2013. Vol. 179. P. 383–421. DOI: 10.1007/s11214-013-9991-8.

Klimushkin D.Yu., Mager P.N., Chelpanov M.A., Kostarev D.V. Interaction of the long-period ULF waves and charged particle in the magnetosphere: theory and observations (overview). *Solar-Terr. Phys.* 2021. Vol. 7, iss. 4. P. 33–66. DOI: 10.12737/stp-74202105.

Min K., Takahashi K., Ukhorskiy A.Y., et al. Second harmonic poloidal waves observed by Van Allen Probes in the dusk-midnight sector. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2017. Vol. 122, iss. 3. P. 3013–3039. DOI: 10.1002/2016JA023770.

Ren J., Zong Q. G., Miyoshi Y., et al. A comparative study of ULF waves' role in the dynamics of charged particles in the plasmasphere: Van Allen Probes observation. *J. Geophys. Res.: Space Phys*. 2018. Vol. 123. P. 5334–5343. DOI: 10.1029/2018JA025255.

Ren J., Zong Q.G., Zhou X.Z., et al. Phase relationship between ULF waves and drift-bounce resonant ions: A statistical study. *J. Geophys. Res.: Space Phys*. 2017. Vol. 122. P. 7087–7096. DOI: 10.1002/2016JA023848.

Schulz M., Lanzerotti L.J. Particle Diffusion in the Radiation Belts. Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag, 1974, 236 p.

Southwood D.J. A general approach to low-frequency instability in the ring current plasma. J. *Geophys. Res*. 1976. Vol. 81. P. 3340–3348. DOI: 10.1029/JA081i019p03340.

Southwood D.J., Kivelson M.G. Charged particle behavior in low-frequency geomagnetic pulsations. 2. Graphical approach. *J. Geophys. Res*. 1982. Vol. 87. P. 1707–1710. DOI: 10.1029/JA087iA03p01707.

Southwood D.J., Dungey J.W., Etherington R.J. Bounce resonant interactions between pulsations and trapped particles. *Planetary and Space Sci*. 1969. Vol. 17. P. 349–361. DOI: 10.1016/0032-0633(69)90068-3.

Takahashi K., McEntire R.W., Lui A.T.Y., Potemra T.A. Ion flux oscillations associated with a radially polarised transverse Pc5 magnetic pulsation. *J. Geophys. Res*. 1990. Vol. 95. P. 3717–3731. DOI: 10.1029/JA095iA04p03717.

Takahashi K., Claudepierre S.G., Rankin R., et al. Van Allen probes observation of a fundamental poloidal standing Alfvén wave event related to giant pulsations. *J. Geophys. Res.: Space Phys*. 2018a. Vol. 123. P. 4574–4593. DOI: 10.1029/2017JA025139.

Takahashi K., Oimatsu S., Nosé M., et al. Van Allen probes observations of second harmonic poloidal standing Alfvén waves. *J. Geophys. Res.: Space Phys*. 2018b. Vol. 123. P. 611–637. DOI: 10.1002/2017JA024869.

Wygant J. R., Bonnell J. W., Goetz K., Ergun R. E., Mozer F. S., Bale S. D. et al. The electric field and waves instruments on the radiation belt storm probes mission. *Space Sci. Rev*. 2013. Vol. 179. P. 183–220. DOI: 10.1007/s11214-013-0013-7.

УДК 550.385.37, 550.385.4, 550.388.8

# ОТКЛИК МАГНИТОСФЕРЫ НА ВАРИАЦИИ МЕЖПЛАНЕТНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ВО ВРЕМЯ МАГНИТОСФЕРНОЙ БУРИ

**[1]В.В. Мишин, [1]Р.А. Марчук, [2]Ю.Ю. Клибанова, [1]А.В. Михалев, [1]Ю.В. Пенских**

[1]Институт солнечно земной физики СО РАН, Иркутск, Россия
marchuk@mail.iszf.irk.ru
[2]Иркутский государственный аграрный университет им. А.А. Ежевского, Иркутск, Россия

# MAGNETOSPHERIC RESPONSE TO INTERPLANETARY MAGNETIC FIELD VARIATIONS DURING MAGNETOSPHERIC STORM

**[1]V.V. Mishin, [1]R.A. Marchuk, [2]Yu.Yu. Klibanova, [1]A.V. Mikhalev, [1]Yu.V. Penskikh**

[1]Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia
marchuk@mail.iszf.irk.ru
[2]Irkutsk State Agrarian University named after A.A. Ezhevsky, Irkutsk, Russia

**Аннотация.** В работе рассматривается динамика геомагнитных возмущений и оптического излучения атмосферы во время сильных магнитосферных бурь. Во время бури 21.10.2001 наблюдались три 1.5-часовых интервала возрастания на порядок динамического давления солнечного ветра, которые вызвали синхронно с ними усиления суббуревой активности, всплески широкополосных геомагнитных пульсаций и светимость атмосферы в авроральных эмиссиях 557.7 и 630.0 нм. В работе обсуждаются возможные механизмы усиления широкополосных пульсаций, а также связи особенностей высокочастотной части спектра пульсаций и их пространственного распределения со свойствами ионосферного альфвеновского резонатора и ионосферного МГД-волновода.

**Ключевые слова:** широкополосные всплески, иррегулярные пульсации, динамическое давление, магнитосферная буря, излучение ночной атмосферы.

**Abstract.** The paper considers the dynamics of geomagnetic disturbances and atmospheric optical emission during strong magnetospheric storms. During the 21 October 2001 storm, we observed three 1.5-hour intervals of increase in the dynamic pressure of the solar wind by an order of magnitude, which were accompanied by increase in substorm activity, bursts of broadband geomagnetic pulsations and atmospheric glow in auroral emissions of 557.7 and 630.0 nm. The paper discusses possible mechanisms for amplification of broadband pulsations, as well as relationships of features of the high-frequency part of the pulsation spectrum and their spatial distribution with properties of the ionospheric Alfvén resonator and ionospheric MHD waveguide.

**Keywords:** broadband bursts of irregular pulsations, dynamic pressure, magnetospheric storm, nighttime airglow.

## ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день одним из основных направлений изучения магнитосферы является анализ магнитосферных бурь и суббурь. Суббури могут развиваться в течение нескольких часов изолированно, а также в ходе развития более глобального возмущения — магнитосферной бури, длительность которой варьирует от одних до нескольких суток. Возникновение бури связано с крупными неоднородностями солнечного ветра (СВ), образующимися во время солнечных вспышек и выбросов корональной массы. На переднем фронте таких неоднородностей часто образуются ударные волны с резким перепадом динамического давления СВ $P_d$ и межпланетного магнитного поля (ММП). Набегание такого фронта вызывает внезапное начало бури (Storm Sudden Commencement, SSC), во время которого наблюдаются усиления электрических полей и токов в ионосфере и магнитосфере, высыпания энергичных частиц, полярные сияния и геомагнитные пульсации в широком диапазоне периодов $T$=0.3–600 с [Rassoul et al., 1993; Kangas et al., 1998].

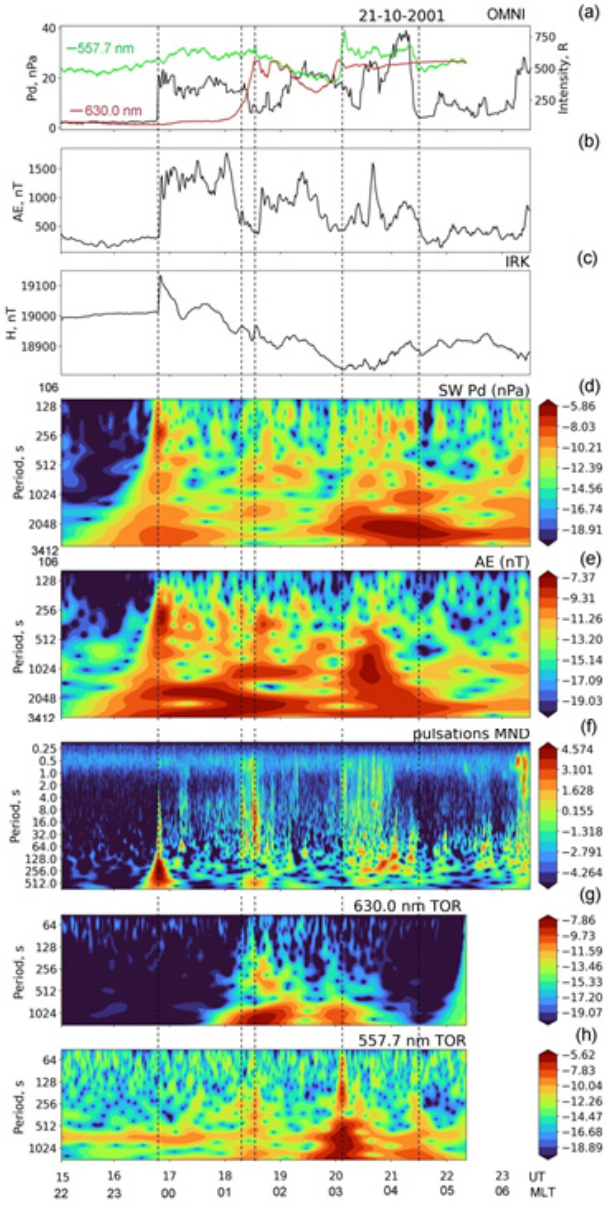
В данной работе мы исследуем особенности суббуревой динамики в широкополосных геомагнитных пульсациях и излучении атмосферы в ночном секторе на широте Иркутска, вызванной несколькими сильными 1.5–часовыми изменениями динамического давления СВ во время бури 21.10.2001.

## АНАЛИЗ ДАННЫХ

Для анализа использовались данные измерений геомагнитного поля с временным шагом 1 мин обсерватории Иркутск (CGM: 47.5° Ф, 177.5° Λ) и шагом 0.1 с обсерватории Монды (CGM: 47.5° Ф, 177.5° Λ). Собственное излучение верхней атмосферы Земли в эмиссиях атомарного кислорода [OI] 557.7 нм и 630 нм регистрировалось с временным шагом 28 с в Геофизической обсерватории Торы ИСЗФ СО РАН (CGM: 47° Ф, 177° Λ). Использовались также данные спутниковых наблюдений основных параметров СВ, ММП [http://cdaweb.gsfc.nasa.gov], наблюдений полярных сияний и значения *AE*-индекса геомагнитной активности [http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/wdc].

На рисунке показаны параметры рассматриваемой геомагнитной бури 21.10.2001.

Видно, что набегание на магнитосферу фронта неоднородности СВ со скачком параметров СВ — динамического давления $P_d$ от 2 до 20 нПа и южной компоненты ММП $B_z$ от –5 до –21 нТл — вызвало SSC в 16:48 UT. Затем в 15:20 UT ММП повернулось на юг, что сопровождалось началом взрывной фазы суббури (скачок *AE*-индекса от 300 до 1350 нТл, панели *а*, *б*). Главная фаза бури продолжалась до 22 UT, когда *Dst* достиг своего минимума (*Dst*=–159 нТл). В ходе главной фазы наблюдались три 1.5-часовых интервала, во время которых сильные увеличения




Вариации давления СВ $P_d$ и интенсивностей эмиссий 557.7 и 630 нм (*а*), индекса геомагнитной активности *AE*, компоненты ММП $B_z$ (*б*), *H*-компоненты геомагнитного поля (1-минутные данные обсерватории IRK) (*в*); динамический спектр давления СВ (*г*), *AE*-индекса (*д*), геомагнитных пульсаций (*е*), свечения ночного неба в красной (*ж*) и зеленой (*з*) линиях; вариации амплитуды (цветная шкала справа в относительных единицах) в зависимости от периода (ордината) и UT и MLT (абсцисса)

давления СВ (до значений $P_d$=35 нПа) почти синхронно сопровождались активизациями геомагнитной активности (усилением *AE*-индекса до значений *AE*=1700 нТл) и расширением границы овала продольных токов и полярных сияний к средним широтам.

На динамических спектрах прослеживается резкое усиление колебаний как в момент SSC, так и в моменты наиболее резких изменений *AE*, связанных с изменениями продольных токов. Во время SSC на среднеширотной станции Монды зарегистрирован всплеск широкополосных пульсаций Psc. Следующие мощные широкополосные всплески геомагнитных пульсаций Pi1B наблюдались в моменты 18:18 и 18:30 UT, когда резкие изменения *AE* в конце 1-го и начале 2-го интервалов вариаций *AE* вызвали два резких пика в вариации *H*-компоненты геомагнитного поля в обс. Иркутск. Далее в третьем интервале два нарастающих по величине импульса давления СВ (после 20 UT) вызвали быстрые, нарастающие по амплитуде периодические усиления *AE*, которые сопровождались усилением пульсаций PiB/PiC (см. рисунок).

Кроме того, усиления пульсаций сопровождались усилениями свечения ночного неба на обсерватории Торы. SSC сопровождался слабым линейным ростом интенсивности эмиссии 630.0 нм $\Delta I_{630.0}$~30–40 Рл. Около 18:10 UT начала резко усиливаться интенсивность излучения в эмиссии 630.0 нм. В момент второго всплеска (18:30 UT) пульсаций интенсивность достигла максимума (рост на $\Delta I_{630.0}$>500 Рл) и начала падать с несколькими колебаниями. В 20:10 UT был зарегистрирован сильный скачок интенсивности эмиссии 557.7 нм на $\Delta I_{557.7}$≈300–400 Рл и опережавший его рост эмиссии 630.0 нм (панели *а*, *б*).

## ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Отклик системы магнитосфера — ионосфера на изменения параметров СВ ($P_d$ и ММП) в ходе главной фазы бури (16:48–22:00 UT) хорошо прослеживается в спектрах почти всех параметров (*AE*, пульсаций и свечения). Границы трех интервалов вариаций $P_d$ и *AE* (вертикальные пунктирные линии) совпадают с моментами резкого изменения амплитуды пульсаций, *AE*, *H*-компоненты в Иркутске, а также продольных и ионосферных токов, что обычно сопровождается высыпаниями энергичных частиц. Последние два фактора вызывают в соответствии с предсказаниями теории раскачку короткопериодных всплесковых пульсаций типа Pi1B в ионосферном альфвеновском резонаторе (см. ссылки в [Mishin et al., 2020]).

Возможны следующие механизмы усиления пульсаций и оптических эмиссий при изменениях давления СВ на магнитосферу: суббуревые активизации, изменения продольных и ионосферных токов, высыпания энергичных и сверхтепловых электронов.

Вариации давления СВ могут вызывать сжатие магнитосферы, развитие циклотронной неустойчивости, раскачку ОНЧ- и ЭМИЦ-волн и высыпание частиц в дневной магнитосфере [Яхнин и др., 2019]. Однако в околополуночной области зоны 2 вытекающих продольных токов этот механизм не может дать генерацию пульсаций. Поэтому мы полагаем, что наблюдаемые здесь всплески пульсаций и усиления эмиссии 577.7 нм вызывались резкими изменениями токов и высыпаний энергичных электронов [Mishin et al., 2020]. Вклад в возбуждение эмиссии 630 нм наряду с известными механизмами среднеширотного свечения может давать высыпание надтепловых (с энергиями 2–5 эВ) резонансных электронов, которые могут быть вызваны МГД-волнами, возбуждаемыми в магнитосфере импульсами давления СВ [Leonovich et al., 2021].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Яхнин А.Г., Титова Е.Е., Демехов А.Г. и др. Одновременные наблюдения ЭМИЦ- и КНЧ/ОНЧ-волн и высыпаний энергичных частиц во время множественных сжатий магнитосферы. *Геомагнетизм и аэрономия*. 2019. Т. 59, № 6. С. 714–726. DOI: 10.1134/S0016794019060142.

Kangas J. Morphology and physics of short-period magnetic pulsations. *Space Sci. Rev*. 1998. Vol. 83. P. 435–512.

Leonovich A.S., Kozlov D.A., Vlasov A.A. Kinetic Alfvén waves near a dissipative layer. *J. Geophys. Res.: Space Phys*. 2021. Vol. 126, e2021JA029580. DOI: 10.1029/2021JA029580.

Mishin V.V., Tsegmed B., Klibanova Yu.Yu., Kurikalova M.A. Burst geomagnetic pulsations as indicators of substorm expansion onsets during storms. *J. Geophys. Res.: Space Phys*. 2020. Vol. 125, iss. 10. DOI: 10.1029/2020JA028521.

Rassoul H.K., Rohrbaugh R.P., Tinsley B.A., Slater D.W. Spectrometric and 747 photometric observations of low-latitude aurorae. *J. Geophys. Res*. 1993. Vol. 98, no. A5. P. 7695–7709.

URL: http://cdaweb.gsfc.nasa.gov.

URL: http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/wdc.

УДК 551.511

# ИССЛЕДОВАНИЕ ВНУТРЕННИХ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН ИНФРАКРАСНОЙ КАМЕРОЙ ВСЕГО НЕБА

**[1]О.В. Мордосова, [2]И.И. Колтовской**

[1]Северо-Восточный федеральный университет им. М.К. Аммосова, Якутск, Россия
oleSmile@mail.ru
[2]Институт космофизических исследований и аэрономии им. Ю.Г. Шафера СО РАН, Якутск, Россия
koltigor@mail.ru

# STUDYING INTERNAL GRAVITY WAVES WITH INFRARED ALL-SKY CAMERA

**[1]O.V. Mordosova, [2]I.I. Koltovskoi**

[1]M.K. Ammosov North-Eastern Federal University, Yakutsk, Russia
oleSmile@mail.ru
[2]Shafer Institute of Cosmophysical Research and Aeronomy SB RAS, Yakutsk, Russia
koltigor@mail.ru

**Аннотация.** В работе проводится исследование внутренних гравитационных волн (ВГВ) над центральной частью Якутии. Регистрация ночного неба осуществлялась с помощью CCD-камеры ST-6. Полученные кадры обработаны методом временного дифференцирования. Приводятся статистические параметры ВГВ, полученные по данной методике за два сезона наблюдения, — такие как направления распространения, фазовые скорости распространения, период и длины волн.

**Ключевые слова:** внутренние гравитационные волны, мезосфера, инфракрасная камера всего неба, временное дифференцирование, волновые структуры.

**Abstract.** Internal gravity waves are spatio-temporal fluctuations of air masses. In this paper, we study internal gravity waves (IGWs) over the central part of Yakutia. We used the recording device of the CCD camera ST-6 and the time differentiation method.

**Keywords:** internal gravity waves, mesosphere, all-sky infrared camera, time differentiation, wave structures.

## ВВЕДЕНИЕ

Внутренние гравитационные волны (ВГВ) — это пространственно-временные колебания воздушных масс. Генерация этих волн в основном происходит в тропосфере или на ее границе во время активных метеорологических процессов. Одним из основных процессов ВГВ является перенос энергии, импульса из нижней атмосферы в мезосферу и термосферу. Благодаря возрастанию амплитуды ВГВ по мере их проникновения на большие высоты возможным стало их обнаружение в верхних слоях атмосферы. На высоте мезопаузы ВГВ подвергаются спектральной фильтрации из-за ветрового сдвига и поглощаются, вызывая в области поглощения избыточное разогревание. Важно отметить, что при поглощении они могут передавать свой импульс массе воздуха, что приводит к появлению компоненты ветра в направлении распространении ВГВ. Все эти обстоятельства влияют на структуру нейтральной и ионизованной атмосферы [Шефов и др., 2006]. Наиболее информативным и дешевым методом исследования горизонтальных параметров ВГВ является визуализация волновых структур в эмиссиях свечения ночного неба камерами всего неба. Достаточно подробно они описаны в работах [Taylor et al., 1995; Nakamura et al., 1999; Hecht et al., 2001; Аммосов и др., 2006].

В данной работе используются данные, полученные с помощью цифровой камеры всего неба установленной на оптической станции Маймага (63° N, 129.5° E, в 140 км к северу от Якутска) и настроенной на регистрацию пространственной неоднородности в эмиссии свечения ночного неба, а именно на излучение в ближней инфракрасной области. В качестве основного объектива использован широкоугольный объектив «рыбий глаз» (Nikkor Япония, 8 мм f/2.8), угол зрения которого равен 180°. Съемки волновых структур ночного неба проводятся через широкополосный стеклянный фильтр КС17, пропускающий свет в ближней инфракрасной области спектра (более 660 нм). Длинноволновая часть спектра ограничивается падением чувствительности регистрирующего приемника до нуля около длины волны 1000 нм. В области спектра 660–1000 нм излучаются интенсивные полосы молекулы гидроксила, слабые эмиссии континуума и полос молекулярного кислорода O2(0-1). В качестве регистрирующего устройства служит CCD-камера ST-6 Santa Barbara Instrument Group (США). Съемки ночного неба проводились со средним пространственным разрешением, размер одного пикселя при этом составлял 23×27 мкм, что соответствует горизонтальному разрешению в зените в ~1.5 км на высоте 90 км. Кадры с экспозицией 150 снимались каждые 3 мин, CCD-камера охлаждалась до –30 °C.

Для визуализации и обработки данных камер всего неба был использован метод обработки — временное дифференцирование (time differencing (TD)). Подробное описание методики см. в работе [Swenson, Mende, 1994]. Суть метода заключается в следующем: строится картина разности интенсивностей двух различных кадров. При этом неподвижные объекты, Полярная звезда, континуум ночного неба вычитаются и остается картина движения неоднородности ночного неба между выбранными кадрами. Для гравитационных волн с периодами больше частоты съемки TD-картина усиливает контраст в областях, где волны движутся, усиливаются или ослабляются. Метод TD для хорошо выделенных

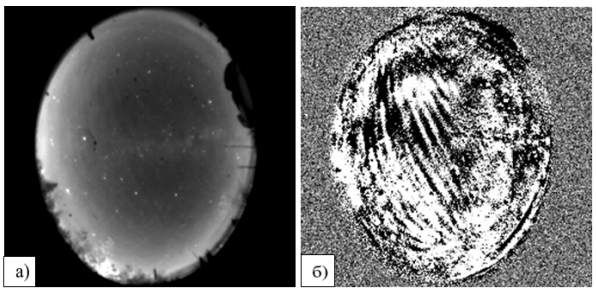



*Рис. 1.* 20 ноября 2017 г.: *а* — снимок ночного неба, полученный камерой всего неба с инфракрасным фильтром; *б* — кадр с обнаруженными ВГВ обработанный методом TD

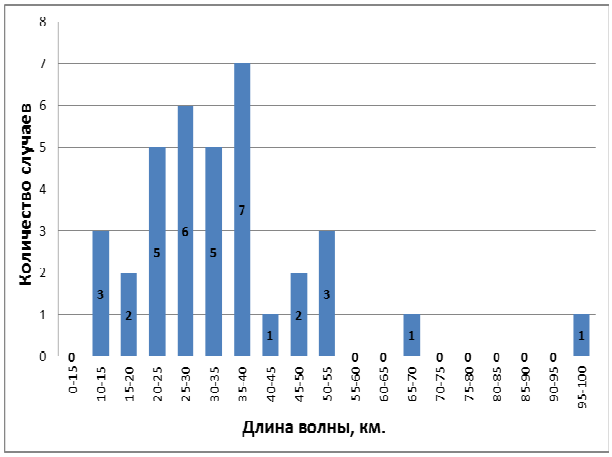



*Рис. 2*. Распределение длин волн за период наблюдения 2016–2018 гг.

монохроматических волновых структур приводит к почти двукратному усилению интенсивности, так как измеряемый сигнал является разностью волновых максимумов, которые последовательно переместились в пространстве на место, занятое ранее волновым минимумом. Для обработки использовалась центральная часть небосвода при зенитных углах <45°, при которых пространственная картина имеет наименьшее искажение. Более подробную информацию о методике наблюдения и обработки можно найти в работе [Гаврильева, Аммосов, 2001].

В данном исследовании по изображениям камеры всего неба проанализированы 123 дня за 2016–2018 гг. Выявлено 36 дней, зафиксированных как ВГВ. Общее количество составило 512 кадров. Рассмотрим в качестве примера снимок ночного неба в инфракрасной области спектра, полученный 20 ноября 2017 г. (рис. 1, *а*) и этот же снимок после обработки методом TD (рис.1, *б*). На рис. 1, *б* видны монохроматические волновые структуры с некоторой периодичностью, которые являются ВГВ.

По динамике изменений нескольких кадров вычисляем длину волны, период, фазовую скорость распространения и направление распространения обнаруженных ВГВ.

Длины волн, зарегистрированные за период наблюдения, варьируют от 13.5 до 100 км. (рис. 2). Наибольшее количество волн находится в диапазоне от 31 до 36 км со средним значением 33.5 км.

Фазовые скорости изменяются от 20 до 150 км/ч (рис. 3). Среднее значение — около 55 км/ч.

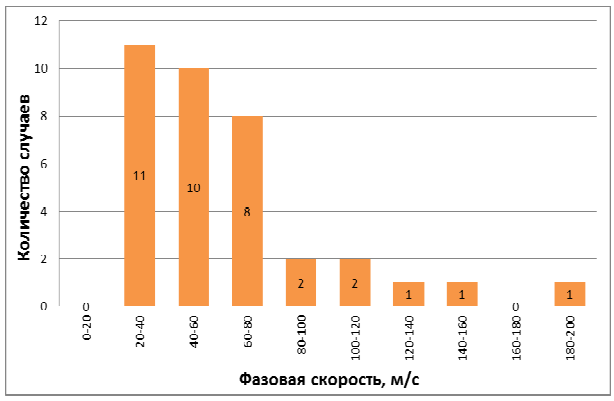



*Рис. 3.* Распределение фазовых скоростей за период наблюдения 2016–2018 гг.

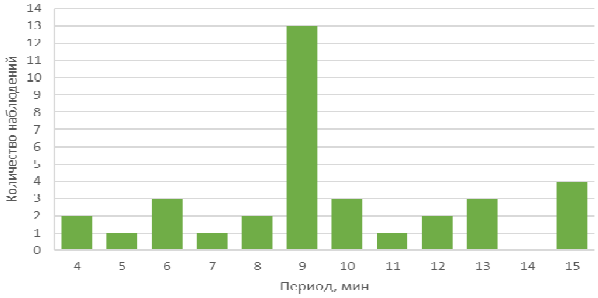



*Рис. 4.* Распределение периода наблюдений за 2016–2018 гг.

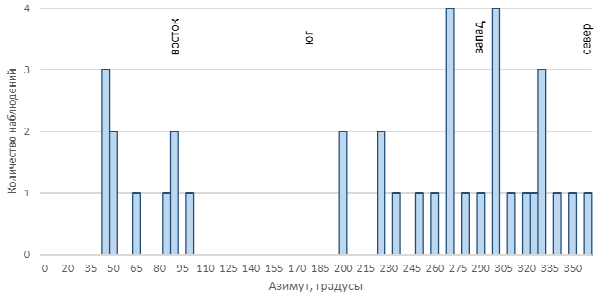



*Рис. 5.* Направление распространения волн за период наблюдения 2016–2018 гг.

Период наблюдения ВГВ распределен в пределах 4–15 мин (рис. 4). Наибольшее количество волн наблюдается в пределах 9 мин. Распределение распространения волн происходит преимущественно в западном направлении (рис. 5).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Не вызывает сомнения факт существования ВГВ. За два сезона наблюдений зарегистрировано 36 дней, в которые наблюдались ВГВ. Длины волн, зарегистрированные за период наблюдения, варьируют от 13.5 до 100 км. Наибольшее количество волн находится в диапазоне 31–36 км со средним значением 33.5 км. Фазовые скорости изменяются от 20 до 150 км/ч со средним значением ~55 км/ч. Период наблюдения ВГВ распределен в пределах 4–15 мин. Наибольшее количество волн наблюдается в пределах 9 мин. Распределение распространения волн происходит преимущественно в западном направлении. Необходимо дальнейшее изучение данного процесса и сопоставление полученных данных с другими метеорологическими параметрами.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Аммосов П.П., Гаврильева Г.А., Колтовской И.И. Наблюдения короткопериодических волн камерой всего неба в инфракрасном свечении ОН над Якутском. *Геомагнетизм и аэрономия*. 2006. Т. 46, № 5. С. 1–5.

Гаврильева Г.А., Аммосов П.П. Наблюдения распространения гравитационных волн в инфракрасном свечении всего неба. *Геомагнетизм и аэрономия*. 2001. Т. 41, № 3. С. 375.

Шефов Н.Н., Семенов А.И., Хомич В.Ю. *Излучение атмосферы — индикатор ее структуры и динамики*. М.: Геос, . 2006. 741 с

Hecht J.H., Walterscheid R.L., Hickey M.P., Franke S.J. Climatology and modeling of quasi-monochromatic atmospheric gravity waves observed over Urbana Illinois. *J. Geophys. Res*. 2001. Vol. 106, iss. D6. P. 5181–5195. DOI: 10.1029/2000 JD900722.

Nakamura T., Higashikawa A., Tsuda T., Matsushita Y. Seasonal Variations of gravity wave structures in OH airglow with a CCD imager at Shigaraki. *Earth Planets Space*. 1999. Vol. 51, iss. 7-8. P. 897.

Swenson G.R., Mende S.B. OH emission and gravity wave (including a breaking wave) in all-sky imagery from Bear Lake, UT. *Geophys. Res. Lett*. 1994. Vol. 21, iss. 20. P. 2239.

Taylor M.J., Bishop M. B., Taylor V. All-sky measurement of short period waves imaged in the OI(557.7 nm), Na(589.2 nm) and near infrared OH and O2(0,1) nightglow emissions during the ALOHA-93 campaign. *Geophys. Res. Lett*. 1995. Vol. 22, iss. 20. P. 2833.

*Секция В. Физика атмосферы Земли, включая околоземное космическое пространство. БШФФ-2022. С. 240–242.*

УДК 523.4-854

# ВЗАИМОСВЯЗЬ ВЫСЫПАНИЙ ЧАСТИЦ ИЗ РАДИАЦИОННОГО ПОЯСА ЗЕМЛИ И КОСМИЧЕСКИХ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ

**Д.Н. Морозова, А.Г. Майоров**

Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва, Россия
dashia110999@mail.ru

# RELATIONSHIP BETWEEN PARTICLE PRECIPITATION FROM THE EARTH'S RADIATION BELT AND COSMIC GAMMA-RAY BURSTS

**D.N. Morozova, A.G. Mayorov**

National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia
dashia110999@mail.ru

**Аннотация.** В работе изучается взаимосвязь высыпаний частиц из радиационного пояса Земли и космических гамма-всплесков. Для этого используются экспериментальные измерения потоков заряженных космических лучей в эксперименте PAMELA и наблюдения гамма-всплесков обсерваторией Fermi. Оба прибора одновременно работали на околоземной орбите в 2008–2016 гг. Для поиска возможного сигнала от взаимодействия гамма-всплеска с захваченными заряженными частицами построены ежемесячные фоновые карты темпов счета детекторов времяпролетной системы прибора PAMELA. Анализировалась разница между фоновым темпом счета и темпом счета в момент прихода гамма-всплеска (за несколько минут до и после). Найдено два события, когда возникает значимое отклонение темпа счета от фоновых значений в момент прихода гамма-всплеска. Осуществлен анализ достоверности обнаруженного эффекта путем вычисления количества стандартных отклонений в распределении разницы темпов счета.

**Ключевые слова:** радиационный пояс, высыпания, гамма-всплеск, PAMELA, Fermi.

**Abstract.** The paper studies the relationship between particle eruptions from the Earth's radiation belt and cosmic gamma-ray bursts. For this purpose, experimental measurements of charged cosmic ray fluxes in the PAMELA experiment and observations of gamma-ray bursts by the Fermi Observatory are used. Both instruments simultaneously operated in near-Earth orbit in the period from 2008 to 2016. To search for a possible signal from the interaction of a gamma-ray burst with captured charged particles, monthly background maps of the counting rates of the detectors of the time-of-flight system of the PAMELA device are constructed. The difference between the background counting rate and the counting rate at the arrival time of the gamma-ray burst (a few minutes before and after) was analyzed. We found two events with a significant deviation of the counting rate from the background value at the arrival time of the gamma-ray burst. The reliability of the detected effect is analyzed by calculating the number of standard deviations in distribution of the difference in counting rates.

**Keywords:** radiation belt, precipitations, gamma-ray burst, PAMELA, Fermi.

## ВВЕДЕНИЕ

В настоящий момент проводятся эксперименты, посвященные регистрации потоков заряженных частиц в околоземном пространстве [Александрин и др., 2009; Александров и др., 1988; Бакалдин и др., 2007; Akimov et al., 1988; Baker et al., 1993; Voronov et al., 1991]. Одними из важных результатов этих исследований являются наблюдения периодически происходящих в широком диапазоне энергий всплесков заряженных частиц [Александрин и др., 2015; Гальпер и др., 1988; Aleksandrin et al., 2003; Aleksandrin et al., 2015; Galper et al.,1995; Molchanov et al., 1992]. Изучается взаимосвязь высыпаний частиц из радиационных поясов Земли с всплесками высокоэнергетических частиц, источниками которых являются различные солнечно-магнитные и геофизические процессы, в том числе катастрофические. Однако не обнаружено работ, в которых внимание уделяется изучению подобного эффекта в случае электромагнитных импульсов, имеющих галактическое или внегалактическое происхождение. Целью данной работы является поиск взаимосвязи высыпаний частиц из радиационных поясов Земли и космических гамма-всплесков (ГВ) с помощью данных экспериментов PAMELA [Picozza et al., 2007] и Fermi [von Kienlin et al., 2020].

Космический эксперимент PAMELA проводился с 2006 по 2016 г. и предназначался для изучения потоков заряженных частиц в околоземном пространстве, в том числе под внутренним радиационным поясом Земли. В частности, эксперимент позволяет анализировать временную зависимость темпов счета регистрируемых событий. В 2008 г. на орбиту была запущена космическая гамма-обсерватория Fermi Gamma-ray Space Telescope, в состав которой входит аппарат Gamma Burst Monitor, задачей которого является регистрация ГВ.

## ОБРАБОТКА И АНАЛИЗ ДАННЫХ

В состав спектрометра PAMELA входит времяпролетная система, которая позволяет регистрировать интегральный темп счета попадающих в прибор частиц для шести различных конфигураций ToF1–ToF6 сцинтилляционных плоскостей.

Фоновые значения темпов счета определены путем построения фоновых карт в системе координат Мак-Илвейна: координатная плоскость разбита на бины, и в каждый бин помещена величина темпа счета, равная усредненной за месяц сумме всех значений темпов счета, измеренных спектрометром в области, ограниченной рассматриваемым бином. На рис. 1 изображена фоновая карта темпа счета прибора PAMELA с 8.03.2009 до 7.04.2009 для нисходящих витков; красной линией показана траектория космического аппарата, голубым цветом — длительность ГВ.

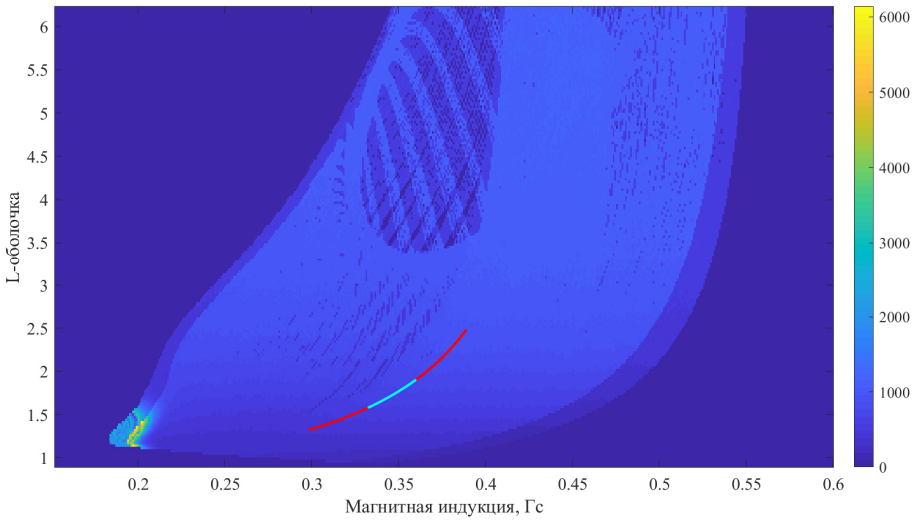



*Рис. 1.* Фоновая карта темпа счета детекторов PAMELA с 8.03.2009 до 7.04.2009 с нанесенной траекторией спектрометра в диапазоне времени ±5 мин от регистрации всплеск

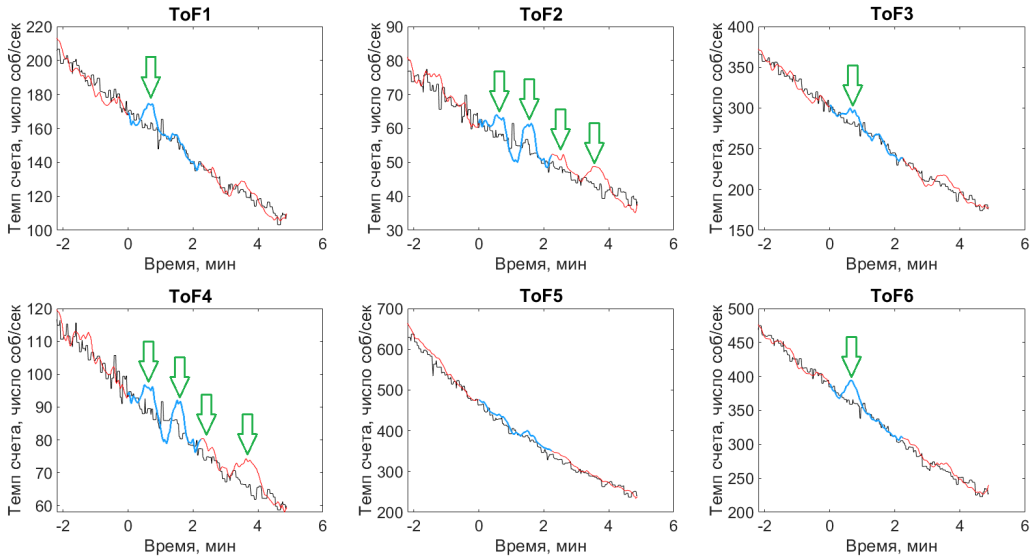



*Рис. 2.* Временные зависимости темпов счета прибора PAMELA в конфигурациях ToF1-ToF6 в момент регистрации ГВ GRB090323002 обсерваторией Fermi. Красная кривая — темп счета в момент прихода ГВ, черная — фоновый темп счета, голубая — длительность гамма-всплеска, стрелки — резкие отклонения темпа счета от фонового в момент регистрации гамма-излучения

Исследовались зависимости темпов счета спектрометра PAMELA от времени в диапазоне времени ±5 мин от прихода ГВ и фонового темпа счета для шести конфигураций времяпролетной системы прибора. Темп счета в момент прихода ГВ усреднен методом скользящего среднего. В результате обнаружен ГВ, для которого на пяти из шести конфигурациях (рис. 2) наблюдаются резкие отклонения темпа счета от фонового в момент регистрации гамма-излучения. Обнаруженное событие в каталоге Fermi носит обозначение GRB090323002. В некоторых каналах отклонения периодически повторяются, что может быть связано с долготным дрейфом частиц. Эффект на приведенных графиках выглядит по-разному из-за различающихся триггеров, что соответствует разным энергиям регистрируемых частиц. Вероятно, в конфигурации ToF5 не появляется отклонений из-за низкой пороговой энергии для регистрации заряженных частиц.

На рис. 3 показаны временные зависимости и распределения для ГВ GRB090323002. Для анализа достоверности обнаруженного события проведен расчет значимости. Количество стандартных отклонений для рассматриваемого события ~4.5.

Обнаружен еще один случай видимого отклонения темпа счета после прихода ГВ (рис. 4). Для ГВ GRB120526303 проведен аналогичный анализ достоверности события. Количество стандартных отклонений для ГВ GRB120526303 ~3.6.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлена гипотеза о существовании взаимосвязи высыпаний частиц из радиационных поясов Земли с космическими гамма-всплесками. Обнаружено два события, когда в результате прихода излучения от ГВ произошло значимое отклонение темпа счета прибора PAMELA от фоновых вели-

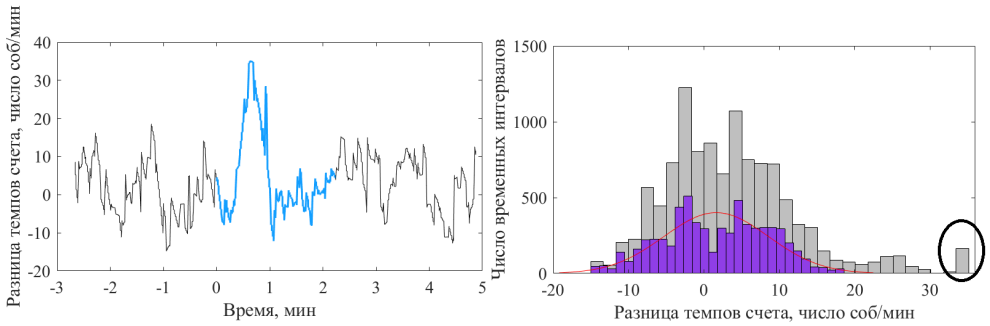



*Рис. 3*. Разница между темпом счета в момент прихода ГВ GRB090323002 в конфигурации ToF6 и фоновым значением темпа счета с усреднением за месяц (слева). Для анализа достоверности обнаруженного события проведен расчет значимости. Справа — распределения разности темпов счета без учета прихода ГВ (фиолетовый цвет) и с его учетом (серый цвет) эффекта для определения значения разницы темпов счета в области, выделенной овалом

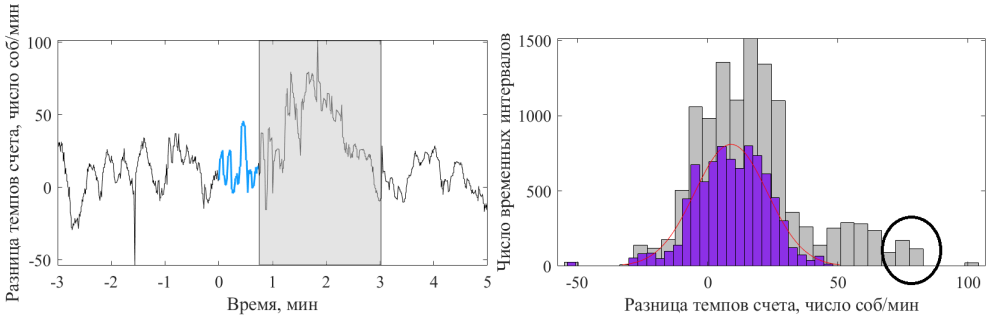



*Рис. 4*. Слева — разница между измеренным темпом счета в момент прихода ГВ GRB120526303 и фоновым темпом счета как функция времени. Видимое отклонение темпа счета после прихода ГВ показано затененной областью. Справа — распределения разницы темпов счета без учета эффекта от гамма-всплеска (фиолетовый цвет) и с учетом (серый цвет)

чин. Проведен анализ достоверности замеченного эффекта: вычислено количество стандартных отклонений в распределении разницы темпов счета между фоновыми значениями и в момент регистрации ГВ. Обнаруженные события могут указывать на существование механизма взаимодействия электромагнитного излучения высокой энергии от ГВ с космическими лучами в околоземном пространстве.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 19-72-10161).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Александрин С.Ю. и др. Наблюдение солнечно-магнитосферных и геофизических эффектов в потоках электронов и протонов в спутниковом эксперименте АРИНА. *Изв. РАН. Сер. физическая*. 2009. Т. 73, № 3. С. 379–381.

Александрин С.Ю. и др. Временные и энергетические характеристики всплесков электронов высоких энергий в магнитосфере Земли, связанных с геофизическими процессами. *Вестник РАН. Физика.* 2015. Т. 79, №. 5. С. 646–648.

Александров А.П. и др. *Эксперимент по исследованию потоков заряженных частиц высоких энергий на орбитальном научном комплексе «Мир» (эксперимент «Мария-2»)*. М.: МИФИ, 1988.

Бакалдин А.В., Батищев А.Г., Воронов С.А. и др. Эксперимент «АРИНА» на КА «Ресурс-ДК1» по изучению прогностических характеристик всплесков высокоэнергичных заряженных частиц — предвестников землетрясений. *Научная сессия МИФИ-2007*. Т. 7. Астрофизика и космофизика. Проблемы современной математики. Физика пучков и ускорительная техника. С. 66–68.

Гальпер А.М., Дмитриенко В.В., Никитина Н.В. и др. *О возможности предсказания землетрясений по изменению потоков высокоэнергичных заряженных частиц в околоземном космическом пространстве*. М.:, МИФИ, 1988.

Akimov V.V., Voronov S.A., Galper A.M., et al. Gamma-ray telescopeь GAMMA-1. *Space Sci. Rev*. 1988. Vol. 49. P. 111–124.

Aleksandrin S.Yu., Galper A.M., Koldashov S.V., et al. High-energy charged particle bursts in the near-Earth space as earthquake precursors. *Ann. Geophys*. 2003. Vol. 21. P. 597.

Aleksandrin S.Yu., et al. Temporal and energy characteristics of high energy electron bursts in the Earth's magnetosphere that are associated with geophysical processes. *Bull. RAS: Physics*. 2015. Vol. 79, no. 5. P. 646–648.

Baker D.N., Mason G.M., Figueroa O., et al. An overview of the Solar Anomalous and Magnetospheric Particle Explorer (SAMPEX) Mission. *IEEE Trans. Geosciences and Remote Sensing*. 1993. Vol. 31. P. 531–541.

Galper A.M., Koldashov S.V., Voronov S.A. High energy particle flux variations as earthquake predictors. *Adv. Space Res*. 1995. Vol. 15. P. 131.

von Kienlin A. et al. The Fourth Fermi-GBM gamma-ray burst catalog: a decade of data. *Astrophys. J*. 2020. Vol. 893. P. 46.

Molchanov O.A., Majaeva O.A., Protopopov M.L. Observation of electromagnetic emissions of seismic origin on board INTERCOSMOS-24 satellite. *Cosmic Res*. 1992. Vol. 32, no. 6. P. 128–137.

Picozza P., et al. PAMELA — A Payload for Antimatter Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics. *Astroparticle Physics*. 2007. Vol. 27, no. 4. P. 296–315.

Voronov S.A., Galper A.M., Koldashov S.V., et al. MARIA-2 charged particles' magnetic spectrometer. *Pribori i Tehnika Eksperimenta*. 1991. Vol. 2. P. 59–63.

*Секция В. Физика атмосферы Земли, включая околоземное космическое пространство. БШФФ-2022. С. 243–245.*

УДК 551.583

# АГРОКЛИМАТИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ СТЕПНОЙ ЗОНЫ ПРИБАЙКАЛЬЯ

**Н.С. Москалев, К.А. Лощенко**

Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия
nikolay.moskalew@list.ru

# AGROCLIMATIC POTENTIAL OF THE STEPPE ZONE OF THE BAIKAL REGION

**N.S. Moskalev, K.A. Loshchenko**

Irkutsk State University, Irkutsk, Russia
nikolay.moskalew@list.ru

**Аннотация.** Проведено исследование агроклиматических условий засушливости климата на территории Иркутской области в начале XXI в. Впервые построены карты среднего количества сухих дней, определяющих вероятность засух в период вегетации растений. Сделана оценка трендовой составляющей и выделены преобладающие циклы в изменчивости сухих периодов в степной и лесостепной зоне Иркутской области, что актуально для планирования развития растениеводства и животноводства.

**Ключевые слова:** засуха, относительная влажность воздуха, климат, сельское хозяйство.

**Abstract.** This paper studies agroclimatic conditions of arid climate over the Irkutsk region at the beginning of the 21st century. For the first time, we constructed maps of an average number of dry days determining the probability of droughts during the growing season of plants. We assessed the trend component and identified the prevailing cycles in the variability of dry periods in the steppe and forest-steppe zones of the Irkutsk region, which is important for planning the development of crop production and animal husbandry.

**Keywords:** drought, relative humidity, climate, agriculture.

## ВВЕДЕНИЕ

Сельское хозяйство — одна из важнейших отраслей производства, определяющих успешность экономического развития различных регионов мира. Следует отметить, что дефицит продовольственных товаров остро ощущается как в регионах с большой численностью населения, так и в районах, подверженных негативному воздействию погодных и климатических факторов. Наконец, сравнительно небольшие пространства суши по сравнению с океанической поверхностью, а также относительно низкий процент территорий, освоенных в сельскохозяйственном отношении, определяют актуальность исследований погодных и климатических факторов, определяющих развитие растениеводства и животноводства. Следует отметить, что в разных регионах мира последствия изменений климата различны [Valentini, 2017]. Они проявляются в росте теплообеспеченности сельскохозяйственных культур (суммы активных температур и продолжительности вегетационного периода); повышении зимних температур воздуха, определяющих условия перезимовки сельскохозяйственных культур; изменении условий увлажнения, обусловленном ростом количества осадков в холодный период года, и сокращением осадков в теплый период [Ксенофонтов, Ползиков, 2020]. Неблагоприятным следствием глобального потепления и усиления засушливости климата станет повышение частоты засух и других погодных аномалий не только в регионах с ожидаемым снижением количества осадков, но и в тех, где количество осадков растет. Ожидается снижение урожайности в большинстве полузасушливых, засушливых и тропических зон, в том числе в районах Средиземноморья. Для большинства развивающихся стран это приведет к необходимости импорта сельскохозяйственной продукции. Таким образом, ожидаемые изменения климата будут иметь серьезные отрицательные последствия для мирового сельскохозяйственного производства и влиять на продовольственную безопасность многих стран [Шайтура и др., 2021].

По данным Росгидромета в последние шесть-семь лет опасные природные явления фиксировались в 2.5–3 раза чаще, чем в предыдущие десятилетия [Федотова, Сложенкина, 2020]. При наличии сравнительно больших равнинных территорий, особенно в Европейской части, Россия по-прежнему остается экспортером зерна и других видов сельскохозяйственной продукции. Более сложная ситуация складывается в Азиатской части, где в короткий по продолжительности вегетационный период опасность для сельского хозяйства представляют засухи, заморозки, суховеи, градобития, сильные ливни, сильный ветер. Среди указанных опасных явлений в условиях повышения летних температур существенно возрастает риск возникновения засух, в том числе продолжительных. В этой ситуации можно потерять большую часть урожая, если не учитывать сложившиеся климатические тенденции. Зная их, можно существенно снизить возможные потери в связи с продолжительными и интенсивными засухами, например, выращивая и селекционируя засухоустойчивые культуры, применяя новые методы мелиорации и т. д. В этой связи важно проводить и климатические исследования, опираясь на наиболее достоверный источник информации, которым являются данные регулярных наблюдений на сети метеорологических станций и постов. Практический интерес для сельского хозяйства представляет картирование территории по основным погодозависимым для сельского хозяйства показателям, с тем чтобы определить наиболее сложные для развития земледелия и животноводства регионы. Второй составляющей подобного рода исследований является оценка многолетних вариаций климатических параметров и выделение

возможных предикторов для прогнозирования засух в различных регионах земного шара.

Иркутская область представляет сегодня не только промышленный, но и сельскохозяйственный потенциал, определяющий темпы развития территории Восточной Сибири в целом. Однако в силу сложных орографических факторов, в частности, наличия большого количества горных массивов и рек в сельскохозяйственном отношении освоено только порядка 3.7 % ее территории. Сельское хозяйство Иркутской области на 62 % представлено животноводством и на 38 % — растениеводством. По производству валовой продукции область занимает пятое место среди субъектов Сибирского федерального округа. Она является экспортером, прежде всего, зерна и мяса, однако обеспеченность жителей области, например овощами, составляет всего 58 %, мясом — 64 %, картофелем — 87 %. Это определяет актуальность исследований погодных факторов развития сельского хозяйства. В период вегетации растений наряду с заморозками опасными для сельского хозяйства Иркутской области остаются засухи, особенно если они сохраняются продолжительное время.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Среди метеорологических факторов, определяющих рост и развитие растений, наряду с накопленными суммами активных и эффективных температур воздуха, важно отметить также влагосодержание воздуха, которое отражается в показателях его относительной влажности. В работе были проанализированы пространственно-временные особенности распределения относительной влажности воздуха по данным 80 метеорологических станций, расположенных на территории Иркутской области. Были построены карты распределения средних значений относительной влажности воздуха в марте–августе 2015–2019 гг. (рис. 1). Установлено, что в начале весны (март) наибольшая относительная влажность воздуха отмечается в Киренском и Казачинско-Ленском районах, а наименьшая — на ст. Алыгджер, подверженной феновому эффекту на подветренных склонах Восточного Саяна, и прибайкальской станции Еланцы. В апреле и мае максимальное относительное влагосодержание отмечается на северном побережье оз. Байкал, а минимальное — на станциях Иркутск, Баяндай и Усть-Ордынский. В летние месяцы максимальная относительная влажность воздуха наблюдается на метеорологических станциях, расположенных на южном побережье оз. Байкал, а минимальная — в средней и северной частях озера и на ст. Усть-Ордынский.

Необходимо отметить, что в северных районах Иркутской области (ст. Наканно) минимальная относительная влажность воздуха в теплый период года приходится на июнь, в центральных и западных районах Иркутской области — на апрель, а на юге области и побережье оз. Байкал самый сухой месяц — май. Учитывая, что животноводство и растениеводство являются одними из основных направлений развития сельского хозяйства Иркутской области, мы проанализировали данные по влагосодержанию воздуха в районах с наиболее высокими рисками засушливости климата: Баяндаевском, Боханском, Кутуликском, Новонукутском, Осинском и Усть-Ордын-ском. На рис. 2 показаны средние значения относительной влажности воздуха для сухих дней или дней с относительной влажностью ≤30 %, которые учитываются при прогнозе засух. Видно, что чаще всего засушливые условия наблюдаются в Усть-Ордынском районе, реже всего — в Баяндаевском.

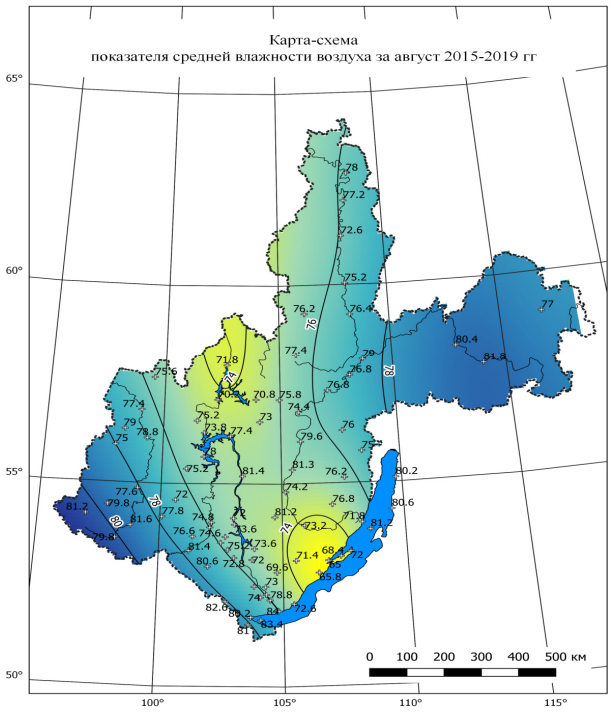



*Рис. 1.* Карта средних значений относительной влажности воздуха (%) на территории Иркутской области в августе 2015–2019 гг.

Для прогноза агрометеорологических условий развития сельского хозяйства представляло интерес рассмотреть многолетнюю изменчивость числа дней с относительной влажностью ≤30 %. Выявлено, что весной тенденция к засушливости прослеживается в Баяндаевском, Новонукутском и Усть-Ордынском районах. В июне максимальные коэффициенты линейных трендов отмечаются в Новонукутском, Осинском и Усть-Ордынском районах, в июле — в Боханском, Баяндаевском и Усть-Ордынском районах. В августе тенденция к увеличению засушливости выражена наиболее ярко по сравнению с другими месяцами теплого периода года и проявляется на всех рассмотренных метеорологических станциях с максимумами коэффициентов линейного тренда в Боханском и Усть-Ордынском районах. С целью выделения преобладающих циклов в наступлении максимумов засушливости был выполнен анализ цикличности временных рядов числа дней с относительной влажностью менее 30 % в Усть-Ордынском районе, где показатели засушливости максимальны. Использовался метод периодограмм, основанный на оценке спектральной плотности мощности временного ряда путем вычисления квадрата модуля преобразования Фурье для последовательности данных. Как преобладающие по вкладу в исследуемый нами период 1970–2019 гг. выделяются циклы 36, 18, 12 и 9 лет.

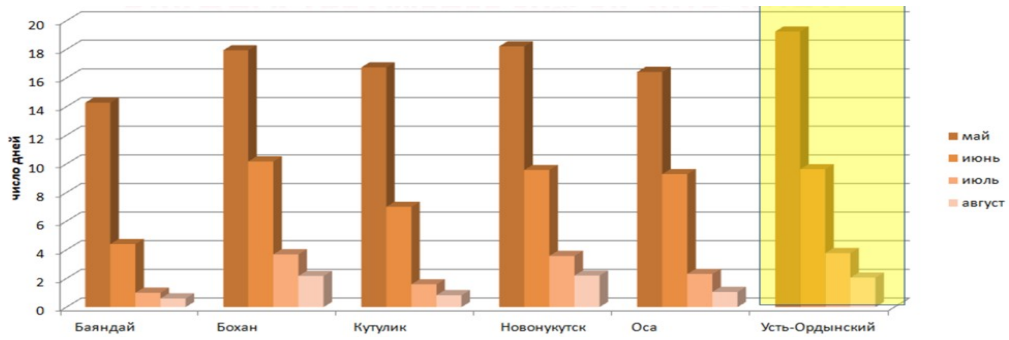



*Рис. 2.* Средние значения числа дней с относительной влажностью воздуха ≤30 % в 2015–2019 гг. на метеостанциях Иркутской области

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Современные тенденции изменений климата характеризуются высокой вероятностью формирования засушливых периодов, особенно в степной и лесостепной зонах южных районов Иркутской области. В многолетней динамике наиболее выражено увеличение засушливости в Боханском и Усть-Ордынском районах. Максимум проявления засушливости климата можно ожидать через 9, 12, 18 и 36 лет.

Обнаружена тесная корреляционная связь в многолетнем режиме различных метеорологических параметров, определяющих характер увлажнения южных сельскохозяйственных районов Иркутской области. Наиболее высокие значения коэффициентов парной корреляции выявлены для показателей атмосферной засухи, несколько меньшие — для показателей почвенной засухи.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Ксенофонтов М.Ю., Ползиков Д.А. К вопросу о влиянии климатических изменений на развитие сельского хозяйства России в долгосрочной перспективе. *Проблемы прогнозирования*. 2020. № 3 (180). С. 82–92.

Федотова Г.В., Сложенкина М.И. Влияние климатических изменений на структуру мирового АПК. *Изв. Юго-Западного государственного университета. Сер. Экономика. Социология. Менеджмент*. 2020. Т. 10, № 3. С. 23–35.

Шайтура С.В., Сумзина Л.В., Томашевская Н.Г. и др. Аграрный сектор в контексте глобального изменения климата. *Вестник Курской государственной сельскохозяйственной академии*. 2021. № 4. С. 18–24.

Valentini R. The global agricultural system and climate change: challenges and opportunities for the Russian Federation. *Finance: Theory and Practice*. 2017. Vol. 6 (102). P. 70–79.

*Секция В. Физика атмосферы Земли, включая околоземное космическое пространство. БШФФ-2022. С. 246–247.*

УДК 551.583

# КЛИМАТИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ТЕМПЕРАТУРНОГО РЕЖИМА ИРКУТСКОЙ ОБЛАСТИ

**П.А. Мустаева, И.В. Латышева**

Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия
mustaeva.p@mail.ru

# CLIMATIC FEATURES OF TEMPERATURE REGIME OF THE IRKUTSK REGION

**P.A. Mustaeva, I.V. Latysheva**

Irkutsk State University, Irkutsk, Russia
mustaeva.p@mail.ru

**Аннотация.** Выполнен статистический анализ пространственно-временного распределения средних, максимальных и минимальных температур воздуха на территории Иркутской области по данным сети метеорологических станций в современный период. На примере ст. Иркутск проанализирована многолетняя динамика температурных аномалий в различные календарные сезоны года. Впервые рассматривалось сочетание температурных аномалий разного знака и близких по значениям к климатической норме, что позволяет более достоверно оценивать сезонные вариации климатического режима в исследуемом регионе.

**Ключевые слова:** средние температуры, максимальные температуры, минимальные температуры, аномалии, климат.

**Abstract.** We carried out a statistical analysis of the spatio-temporal distribution of average, maximum and minimum air temperatures over the Irkutsk Region, using data obtained recently from the network of meteorological stations. For example, station Irkutsk analyzed the long-term dynamics of temperature anomalies in different seasons. For the first time, we considered a combination of temperature anomalies of different signs and those with values close to the climatic norm. This makes it possible to more reliably assess seasonal variations in the climatic regime in the region under study.

**Keywords:** average temperatures, maximum temperatures, minimum temperatures, anomalies, climate.

## ВВЕДЕНИЕ

Современный климат в отличие от предыдущего столетия характеризуется большей изменчивостью, что проявляется в увеличении количества опасных явлений погоды. Одним из основных, но не единственным маркером изменений климата рассматривают температуру воздуха. При этом важно учитывать не только средние, но и максимальные температуры, которые отражают интенсивность прихода солнечной радиации в дневные часы и минимальные температуры, характеризующие эффективное излучение земной поверхности в ночные часы суток. Причинами изменений температурного режима считаются антропогенные факторы, вызванные в основном парниковым эффектом, и естественные причины, обусловленные изменениями теплообмена между океаном, сушей и атмосферой, циркуляционными факторами и другими процессами. Статистический анализ данных о приземной температуре воздуха за последние 200 лет указывает на то, что многолетняя динамика глобальной температуры значительно сложнее роста мирового потребления топлива. В частности, между динамикой нарастания эмиссии и содержанием $CO_2$ в воздухе полярных станций (в высоких широтах Северного и Южного полушарий) существует как определенная статистическая связь, так и явно выраженное различие [Марьин, 2022]. Возможно, гораздо большее влияние на изменение температурного режима атмосферы оказывают процессы, происходящие на границе атмосфера — океан и не зависящие от антропогенной эмиссии. Кроме того, выявлены пространственные различия темпов потепления: максимумы повышения приземной температуры воздуха зафиксированы в малонаселенной Арктике и Антарктике, а минимумы соответствуют ареалам урбанизации. Одновременно фиксируется феномен аномального прогревания воздуха в районе Берингова пролива, а также максимум в Атлантическом океане при отсутствии реакции атмосферы на эмиссию парниковых газов в Европе и Северной Америке. Все это определяет актуальность и практическую значимость изучения региональных изменений климата.

## ОБЪЕКТ И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

В качестве объекта исследования выбрана территория Иркутской области, где современные темпы изменений климата примерно вдвое выше, чем в целом по России. Необходимо отметить, что Иркутская область входит в число регионов России, климатический режим которых в наибольшей степени подвержен влиянию зимнего и летнего континентальных центров действия атмосферы — Азиатского антициклона и Центрально-Азиатской депрессии [Георгиева, Латышева, 2021]. Кроме того, здесь находится метеорологическая станция Иркутск — одна из немногих в России, имеющая длинный ряд метеорологических наблюдений и позволяющая более достоверно оценить современные тенденции изменений климата.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

На основе данных действующей сети метеорологических станций Иркутской области были построены карты распределения средних, максимальных и минимальных температур воздуха за последнее десятилетие. Полученные результаты представляют практическую значимость для различных потребителей гидрометеорологической информации.

Наибольший интерес с прогностической точки зрения имеет анализ многолетней динамики температурного режима, выполненный по данным регу-

лярных метеорологических наблюдений на ст. Иркутск с 1883 по 2020 г. Статистический анализ проводился по календарным сезонам года и показал следующее. В зимние месяцы, несмотря на превалирующий вклад положительных аномалий температуры воздуха, в последнее десятилетие отмечается уменьшение темпов роста средних температур воздуха и увеличивается повторяемость отрицательных температурных аномалий. Весной самые высокие темпы потепления климата отмечаются в марте, а межгодовая изменчивость температур наиболее выражена в мае. Ярким примером служат аномалии средних температур, которые в мае 2021 г. в Иркутске составили –1.8 °С, а в мае 2022 г. — + 3.0 °С. В летние месяцы потепление началось позже по сравнению с зимним периодом, темпы потепления климата оказались в 2-3 раза ниже, но они более устойчивы во времени и максимально выражены в начале лета. Кроме того, повышение летних температур часто сопровождается уменьшением количества выпавших осадков, особенно во вторую половину лета, что определяет благоприятные условия для повышения засушливости климата. В осенние месяцы темпы потепления климата постепенно возрастают, достигая максимальных значений в ноябре. Ярким примером положительных аномалий явился ноябрь 2021 г., когда его средние месячные температуры были на 2.9 °С выше климатической нормы, а в отдельные дни аномалии средних суточных температур воздуха превышали +12 °С.

В работе на примере ст. Иркутск за 1883–2020 гг. рассматривалось распределение различных сочетаний аномалий средней месячной температуры воздуха, когда один, два или три месяца за календарный сезон наблюдались положительные, отрицательные аномалии температур либо температурные аномалии были близкими по значениям к климатической норме. Оказалось, что начиная с 1990-х гг., в Иркутске преобладают теплые зимы, когда два, а в отдельные годы все три зимних месяца имеют положительные отклонения от средних многолетних значений. Примером аномально теплых зим можно назвать зимы 2019 и 2020 г. Весной в отличие от зимних месяцев в последнее десятилетие вновь стала возрастать повторяемость, когда большую часть весны температурные аномалии становятся отрицательными. Чаще всего это вызвано так называемыми возвратами холодов при адвекции арктического воздуха. В летние месяцы ситуация примерно аналогична зимнему периоду, когда в течение 2–3 мес. подряд отмечаются положительные аномалии средних месячных температур воздуха, но также сохраняется вероятность того, что один летний месяц имеет средние температуры ниже климатических значений. Осенью по сравнению с другими календарными сезонами года возрастает повторяемость случаев, когда все три месяца были близкими к средним многолетним значениям температуры воздуха или три осенних месяца имели положительные отклонения температур от средних значений.

В многолетней динамике аномалий среднемесячных температур воздуха в Иркутске за 1883–2020 гг. удалось выделить три временных периода, которые по продолжительности близки к известному в метеорологии брикнеровскому циклу продолжительностью ~25–50 лет, когда многолетнее колебание климата характеризуется переходами от холодных и влажных лет к теплым и сухим. В нашем случае для Иркутска выделяется период 1883–1924 гг., когда в течение года преобладали отрицательные аномалии средних месячных температур с высокой вероятностью аномально холодных периодов, когда температурные аномалии превышали значения двух среднеквадратических отклонений (СКО). В 1925–1971 гг. постепенно увеличивается число положительных температурных аномалий с уменьшением повторяемости экстремально низких значений температуры воздуха. Период 1972–2020 гг. характеризуется увеличением повторяемости аномально теплых календарных сезонов и резкого возрастания экстремально высоких температур. Если брикнеровский цикл будет проявляться и далее, можно ожидать уменьшения повторяемости аномально теплых периодов с переходом в более холодную климатическую эпоху.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное исследование показало, что современные изменения климата в Иркутске характеризуются тенденцией увеличения повторяемости теплых календарных сезонов, когда два или три календарных месяца имеют температуры выше средних многолетних значений. Наиболее устойчивая тенденция роста температур отмечается в зимние и летние месяцы, в конце весны высока вероятность арктических вторжений и отрицательных аномалий температур, а осенью температурные аномалии чаще становятся близкими к климатической норме.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Георгиева А.В., Латышева И.В. Климатические и синоптические особенности формирования температурных экстремумов в Иркутской области. *Международная конференция, посвященной памяти Нины Константиновны Кононовой «Климатические риски и космическая погода»: Труды*. Иркутск, 2021. С. 111–117.

Марьин Е.В. Парижское соглашение по климату: семь лет спустя. *Вестник научной мысли*. 2022. № 4. С. 445–447.

УДК 537.86

# СТАТИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ ГЕОМАГНИТНЫХ БУРЬ ЗА ПЕРИОД 23-ГО И 24-ГО СОЛНЕЧНЫХ ЦИКЛОВ

**Б. Намуун[1], Л.Ю. Ли[2], Б. Цэгмэд[1]**

[1]Институт астрономии и геофизики Академии наук Монголии, Улан-Батор, Монголия
namuun@iag.ac.mn
[2]Бейханский университет, Пекин, Китай

# STATISTICAL STUDY OF GEOMAGNETIC STORMS OVER A PERIOD OF SOLAR CYCLES 23, 24

**B. Namuun[1], L.Y. Li [2], B. Tsegmed[1]**

[1]Institute of Astronomy and Geophysics, Mongolian Academy of Sciences, Ulaanbaatar, Mongolia
namuun@iag.ac.mn
[2]School of Astronautics, Beihang University, Beijing, China

**Аннотация.** В данной работе представлено статистическое исследование связи между геомагнитными бурями и откликом магнитосферы в 23-м и 24-м солнечных циклах. Мы классифицировали как межпланетные драйверы бурь солнечный ветер различных типов: выброс корональной массы (CME), область взаимодействия потоков (CIR). Были идентифицированы 131 CME-буря и 161 CIR-буря. Результаты анализа показали, что **V**×**B** является более геоэффективным, чем отдельно взятые **V** и **B**, что согласуется с ранним исследованием [Pokharia et al., 2018]. Геомагнитный индекс *AE* показывает среднюю корреляцию с $B_z$-компонентой межпланетного магнитного поля (ММП) CIR- и CME-бурь. Кроме того, энергетические функции хорошо коррелируют с индексом *AE* для бурь, связанных с CIR. Значимых связей геомагнитных индексов с другими параметрами солнечного ветра и ММП не обнаружено.

**Ключевые слова:** выброс корональной массы, область взаимодействия потоков, солнечный ветер, геомагнитный индекс, корреляционный анализ, межпланетное магнитное поле

**Abstract.** We present statistical investigation of relationship between geomagnetic storms and magnetospheric response during the solar cycles 23 and 24. We classified solar wind of various types as interplanetary drivers of storms: coronal mass ejections (CME), corotating interaction region (CIR). As a result, 131 CME and 161 events of CIR driven storms were identified. The results of the present analysis showed that **V**×**B** is more geo-effective than **V** and **B** alone that is consistent with the earlier study [Pokharia et al., 2018]. Geomagnetic *AE* index shows medium correlation with IMF $B_z$ for CIR, CME driven storms. Moreover, energy coupling functions correlate well with *AE* index for CIR driven storms. No significant relationship with other solar wind parameters and IMF was found.

**Keywords:** coronal mass ejections, corotating interaction region, solar wind, geomagnetic index, correlation analysis, interplanetary magnetic field.

*Секция В. Физика атмосферы Земли, включая околоземное космическое пространство. БШФФ-2022. С. 249–251.*

УДК 533.95

# ЛАБОРАТОРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ АКТИВНЫХ ИОНОСФЕРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА КРУПНОМАСШТАБНОМ ПЛАЗМЕННОМ СТЕНДЕ «КРОТ»

**А.С. Николенко, М.Е. Гущин, С.В. Коробков, И.Ю. Зудин, А.В. Стриковский**

Институт прикладной физики Российской академии наук, Нижний Новгород, Россия, nikolenko@ipfran.ru

# LABORATORY MODELING OF ACTIVE IONOSPHERIC EXPERIMENTS ON THE KROT LARGE-SCALE PLASMA DEVICE

**A.S. Nikolenko, M.E. Gushchin, S.V. Korobkov, I.Yu. Zudin, A.V. Strikovskiy**

Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, Russia, nikolenko@ipfran.ru

**Аннотация.** Представлены результаты модельных экспериментов по инжекции плотных плазменных облаков, создаваемых малогабаритным коаксиальным генератором, в вакуум и в фоновую плазму большого объема при наличии внешнего магнитного поля. На установке «Крот» реализован режим «безграничной» фоновой среды, позволяющий изучать динамику плазменного облака на масштабе порядка одного метра поперек и вдоль квазиоднородного магнитного поля и приближающий условия к ионосферному активному эксперименту. Изучены динамика диамагнитной каверны, возникающей при вытеснении магнитного поля сгустком плазмы; электромагнитные шумы, возникающие в каверне, а также эволюция структуры плазмы облака во время инжекции и на стадии его распада.

**Ключевые слова:** лабораторное моделирование, активные эксперименты, диамагнитная каверна, неустойчивость.

**Abstract.** The results of model experiments on the injection of dense plasma clouds generated by a small coaxial generator into vacuum and into large-volume background plasma in the presence of an external magnetic field are presented. The Krot plasma device implements the boundary-free regime, which allows us to study dynamics of a plasma cloud on a scale of about one meter across and along a quasi-uniform magnetic field, and brings the conditions closer to an ionospheric active experiment. We have studied the dynamics of the diamagnetic cavity, which appears when a magnetic field is expulsed by a plasma cloud, the electromagnetic noise arising in the cavity, as well as the evolution of the cloud plasma structure during injection and at the stage of its decay.

**Keywords:** laboratory modeling, active experiments, diamagnetic cavity, instability.

## ВВЕДЕНИЕ

Задача разлета облаков плотной плазмы в замагниченную ионизированную среду возникает в различных областях геофизики и астрофизики. Искусственные плазменные потоки могут быть созданы при проведении космических активных экспериментов [Haerendel, 2019; Winske et al., 2019]. Такие эксперименты дают бесценный научный материал, однако интерпретация и прогноз их результатов затруднены в силу непредсказуемости натурных условий, а также недостаточной изученности физической картины в целом. Кроме того, в натурном эксперименте невозможно обеспечить необходимую повторяемость исследований и отсутствует возможность целенаправленного варьирования параметров эксперимента. По указанным причинам весьма перспективным подходом представляется лабораторное моделирование. Преимуществом лабораторного эксперимента является возможность управления внешними условиями при проведении многократных измерений с накоплением больших объемов данных. При этом может быть использован весь арсенал современных диагностических средств, в том числе дублирующих и дополняющих друг друга.

В ИПФ РАН для моделирования активных ионосферных экспериментов используется крупномасштабная установка — плазменный стенд «Крот», в состав которого входят вакуумная камера объемом 170 м$^2$ с источниками фоновой плазмы и магнитного поля. Ниже кратко представлены результаты, полученные в модельных экспериментах по расширению плотных высокоскоростных плазменных облаков в замагниченной фоновой среде.

## ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Установка «Крот» представляет собой вакуумную камеру, откачиваемую до давления остаточных газов $10^{-6}$ Торр, внутри нее установлен соленоид, формирующий магнитное поле индукцией до 1000 Гс. В рабочей секции камеры импульсным индукционным высокочастотным разрядом создается цилиндрический столб фоновой плазмы размером 5 × 1.5 м. Максимальная плотность фоновой плазмы в момент пробоя достигает $n_0 \sim 10^{13}$ см$^{-3}$, в качестве рабочих газов используется аргон (Ar) и гелий (He).

Для создания облаков плотной плазмы используются коаксиальные пушки на основе отрезков коаксиальных линий с полиэтиленовой изоляцией [Гущин и др., 2018; Коробков и др., 2019; Burdonov et al., 2021]. Длительность инжекции плазменного облака определяется длительностью импульса тока пушки и составляет 10÷100 мкс в зависимости от параметров источника питания. Разброс параметров плазмы от «выстрела» к «выстрелу» пушки — не хуже 10 %, что позволяет накапливать большие массивы экспериментальных данных в сериях последовательных измерений.

Параметры плазмы облака определяются контактно и бесконтактно, в том числе электрическими и магнитными зондами, СВЧ-интерферометром, скоростной ICCD-фотокамерой и средствами пассивной эмиссионной спектроскопии. По этим данным, концентрация плазмы облака в основном объеме составляет $n_e \approx 10^{14}$ см$^{-3}$, температура электро-

нов $T_e \sim 1$ эВ, начальная скорость разлета $V_0$ лежит в диапазоне 20÷40 км/с. По данным спектроскопических измерений, плазма облака в основном представлена ионами углерода невысокой зарядности ($C^{1+}$, $C^{2+}$) и водородом ($H^+$). Начальная энергия облака обычно составляет порядка 0.1 Дж.

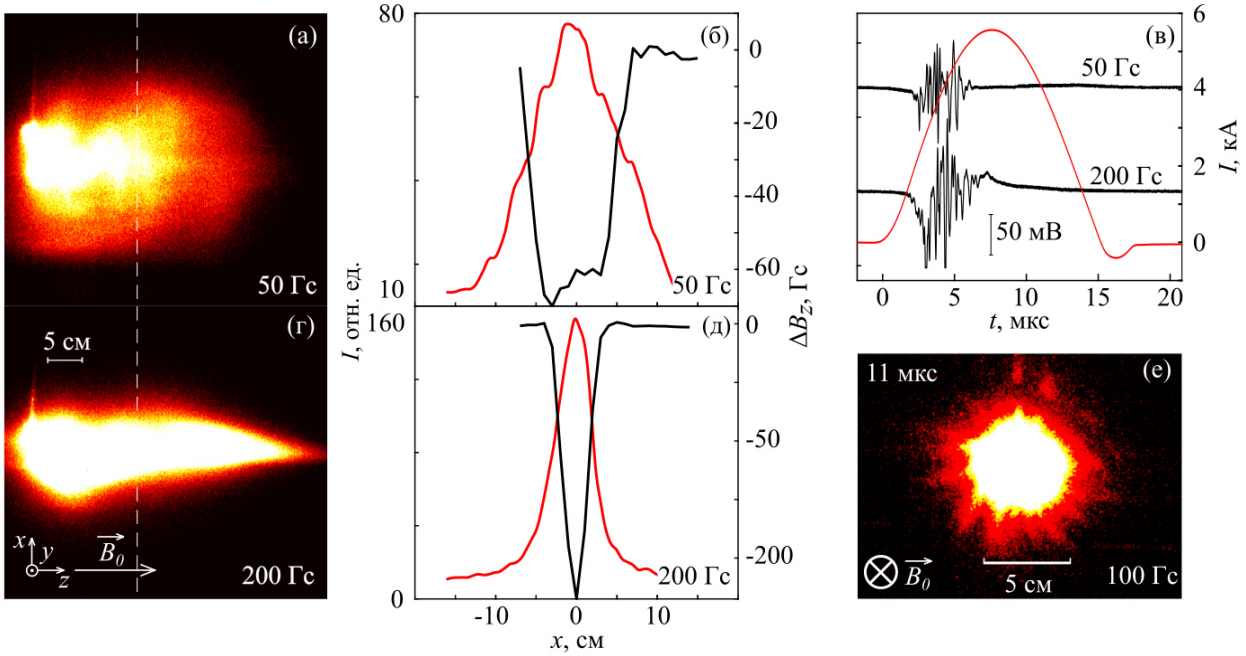
## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

При инжекции плазменных облаков наблюдается диамагнитный эффект, при котором внешнее магнитное поле в объеме облака ослабляется вплоть до полного вытеснения. Нарис. 1, *б*, *д* представлены профили диамагнитных каверн (черные кривые) при инжекции плазмы в поля уровня 50 и 200 Гс, полученные на расстоянии $z = 10$ см от точки инжекции; в обоих случаях внешнее поле из облака полностью вытеснено. На рис. 1, *а*, *г* приведены фотографии облака через 7 мкс после инжекции; полученные из них профили светимости облака (красные кривые) приведены на рис. 1, *б*, *д*. Из сопоставления профилей светимости $I(x)$ и каверны $\Delta B_z(x)$ видно, что полуширина кривых отличается в 1.5–2 раза. С увеличением индукции $B_0$ наблюдается уменьшение поперечного размера облака — эффект коллимации плазмы магнитным полем. Сжатие плазменного потока с увеличением магнитного поля сопровождается увеличением яркости свечения облака. При переходе от низких полей (уровня 50 Гс) к умеренным и выше (>200 Гс) наблюдается сужение переднего края облака, сопровождающееся некоторым увеличением его скорости.

Помимо инжекции в вакуум, была проведена серия экспериментов, в которых инжекция плотной плазмы проводилась в присутствии фоновой аргоновой и гелиевой плазмы с концентрацией $n_e \approx 10^{12}$ см$^{-3}$. Динамика расширения плазменного облака в вакуум и фоновую плазму отличается; при наличии фоновой плазмы диамагнитная каверна в целом появляется раньше, чем в вакууме, и ее размер несколько больше. Объяснить этот явление можно эффектом «сгребания» более плотным плазменным облаком менее плотной фоновой плазмы.

В экспериментах обнаружена электромагнитная неустойчивость облака, проявляющаяся в виде интенсивных пульсаций магнитного поля в каверне. На рис. 1, *в* представлены осциллограммы сигналов магнитных зондов при продольной инжекции в поля 50 и 200 Гс без фоновой плазмы; красная кривая представляет импульс тока коаксиальной пушки. Неустойчивость проявляется на стадии расширения облака и прекращается к моменту максимального расширения облака. Амплитуда шумов достигает 20 % от величины диамагнитного сигнала, спектр колебаний простирается до 10 МГц. При типичных условиях эксперимента шумы лежат в нижнегибридном диапазоне.

На стадии торможения облака на его границе развивается неустойчивость желобкового типа. На рис. 1, *е* приведены фотографии плазменного облака, расширяющегося вдоль магнитного поля около 100 Гс в направлении на наблюдателя. Желобки начинают формироваться на стадии торможения и распада




Результаты исследования явлений, развивающихся при инжекции плазменного облака вдоль $B_0$: *а*, *г* — фотографии (вид сбоку) плазменного облака при инжекции вдоль полей 50 и 200 Гс; *б*, *д* — профили интегральной светимости по сечению, отмеченному штрихами на фотографиях слева (красные кривые), и профили диамагнитной каверны, полученные магнитным зондом в том же сечении (черные кривые); *в* — осциллограммы, полученные при инжекции в поля уровней 50 и 200 Гс с помощью магнитного зонда, установленного от точки инжекции на расстоянии 10 см (черные кривые), и ток (красная кривая), протекающий через плазменную пушку, в зависимости от времени; *е* — фотография (вид на наблюдателя) плазменного облака при инжекции вдоль поля уровня 100 Гс, демонстрирующая желобковую неустойчивость границы облака

облака. Отметим, что структурная неустойчивость облака развивается после окончания всплесков электромагнитных шумов.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследованы возмущения фонового магнитного поля при инжекции плазменных облаков вдоль внешнего магнитного поля в вакууме и в присутствии фоновой плазмы. Источник плазмы простой конструкции с относительно низкой (уровня 0.1 Дж) энергией облака позволяет детально исследовать физические эффекты, присущие активным космическим экспериментам с облаками плотной плазмы, включая образование глубоких диамагнитных каверн, коллимацию плазменного потока магнитным полем, возбуждение электромагнитной неустойчивости в каверне, развитие желобковой неустойчивости.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского научного фонда, проект № 21-12-00385.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Гущин М.Е., Коробков С.В., Терехин В.А. и др. Эксперименты по моделированию динамики плотного плазменного облака, расширяющегося в замагниченную фоновую плазму, на крупномасштабном стенде “Крот”. *Письма в ЖЭТФ*. 2018. Т. 108, № 5-6. С. 391–395.

Коробков С.В., Гущин М.Е., Гундорин В.И. и др. Простейшая эрозионная плазменная пушка из коаксиального кабеля с полиэтиленовой изоляцией. *Письма в ЖЭТФ*. 2019. Т. 45, № 5. С. 45–48.

Burdonov K., Bonito R., Giannini T., et al. Inferring possible magnetic field strength of accreting inflows in EXor-type objects from scaled laboratory experiments. *Astron. Astrophys*. 2021. Vol. 648, A81.

Haerendel G. Experiments with plasmas artificially injected into near-Earth space. *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*. 2019. Vol. 6, A29.

Winske D., Huba J. D., Niemann C. et al. Recalling and updating research on diamagnetic cavities: Experiments, theory, simulations. *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*. 2019. Vol. 5, A51.

УДК 528.8.04

# ИССЛЕДОВАНИЕ АЭРОЗОЛЬНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ТОЛЩИ В БАЙКАЛЬСКОМ РЕГИОНЕ С ПОМОЩЬЮ СПУТНИКОВЫХ ДАННЫХ SENTINEL

**Г.В. Обытоцкий, М.А. Тащилин**

Институт солнечно-земной физики СО РАН, г. Иркутск, Россия
veskerg@gmail.com

# INVESTIGATION OF AEROSOL OPTICAL DEPTH IN THE BAIKAL REGION, USING SENTINEL SATELLITE DATA

**G.V. Obytotsky, M.A. Taschilin**

Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia
veskerg@gmail.com

**Аннотация.** Наряду с парниковыми газами и облачностью, существенную роль в радиационных процессах в атмосфере играет аэрозоль. Оперативные количественные оценки аэрозольной оптической толщи (АОТ) в атмосфере, в том числе пространственно-временного распределения, являются важной научной и практической задачей. В работе апробирован программно-аппаратный комплекс потоковой обработки спутниковых данных SENTINEL Sen2Cor для Байкальского региона. Описаны методы исследований АОТ с помощью спутниковых данных.

**Ключевые слова:** аэрозольная оптическая толща (АОТ), дистанционное зондирование, спутниковые данные, SENTINEL.

**Abstract.** Along with greenhouse gases and clouds, aerosol plays an important role in radiation processes in the atmosphere. Immediate quantitative estimation of the aerosol optical depth (AOD) in the atmosphere, including the spatial and temporal distribution, is an important scientific and practical problem. In this study, we tested the SENTINEL Sen2Cor software and hardware system for streaming processing of satellite data for the Baikal region. Methods for studying AOD using satellite data are described.

**Keywords:** Aerosol optical depth (AOD), remote sensing, satellite data, SENTINEL.

## ВВЕДЕНИЕ

Аэрозоли непосредственно влияют на радиационный баланс атмосферы посредством рассеяния и поглощения в ней солнечной радиации. Оценка воздействия человеческой деятельности на прозрачность атмосферы является важной прикладной задачей, которую в последнее время все чаще решают с привлечением спутниковых данных.

Основной и наиболее изученной характеристикой прозрачности атмосферы является аэрозольная оптическая толща (АОТ). Исследования спектральной АОТ атмосферы проводятся по всему миру и обусловлены такими проблемами, как быстрые изменения глобального климата, региональные особенности антропогенной нагрузки, влияние естественных источников замутнения атмосферы, в том числе вулканических извержений, пылевых бурь, крупных лесных пожаров и др.

В настоящее время наиболее полную информацию об изменчивости спектральных характеристик АОТ атмосферы дает глобальная фотометрическая сеть AERONET [https://aeronet.gsfc.nasa.gov], однако на территории Байкальского региона действует лишь одна станция. АОТ атмосферы восстанавливается также по измерениям солнечной радиации на сети актинометрических станций, но только на длине волны 0.55 мкм [Плахина и др., 2009]. В Байкальском регионе такие станции располагаются в г. Бабушкин, с. Иволгинск и п. Хужир.

В последнее время для анализа пространственно-временных вариаций АОТ атмосферы все чаще привлекаются данные спутниковых измерений, в частности радиометров спутников Terra/Aqua, SENTINEL, CALIPSO и др. [Taschilin, 2021]. В данной работе рассмотрены методы исследования АОТ со спутников SENTINEL на территории Байкальского региона.

## ИССЛЕДОВАНИЕ АОТ С ПОМОЩЬЮ СПУТНИКОВЫХ ДАННЫХ SENTINEL

Европейское космическое агентство (ESA) предоставляет в свободном доступе программное обеспечение Sen2Cor для создания по распространяемым данным продуктов уровня L1C продуктов L2A. Продукты SENTINEL предоставляют из себя гранулы фиксированного размера. Размер гранул зависит от уровня обработки. В данной работе будут рассмотрены уровни L1C и L2A. Уровень L1C — это спроецированное изображение для исправления геометрических искажений, включает географические и радиометрические коэффициенты калибровки, а также привязку по времени и дополнительную информацию. Уровень обработки L2A включает атмосферную коррекцию, классификацию сцен и получение коэффициентов с нижних границ атмосферы. Продукт Level-1C состоит из тайлов 100×100 км$^2$ (ортоизображений в проекции UTM/WGS84). Продукт Level-1C является результатом использования цифровой модели рельефа для проецирования изображения в картографической геометрии. Продукты Level-1C пересчитаны с постоянным земным расстоянием замера (10, 20 и 60 м) в зависимости от исходного разрешения спектральных каналов.

Обработка уровня 2A включает классификацию сцен и атмосферную коррекцию, применяемую к продуктам ортоизображения верхнего уровня атмосферы. На выходе обработки получается карта распределения АОТ, водяного пара и карта классификации сцены вместе с индикаторами качества для веро-

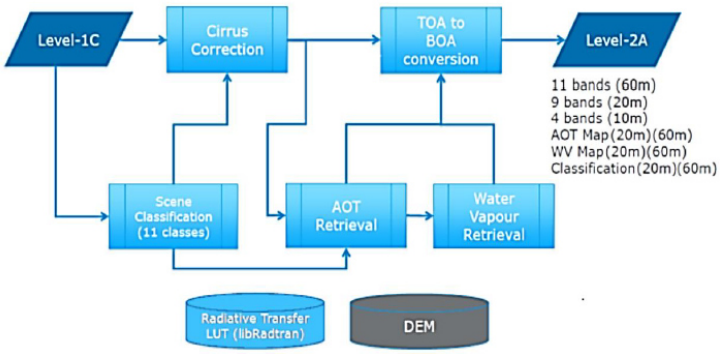



*Рис. 1*. Блок-схема алгоритма преобразования продуктов SENTINEL

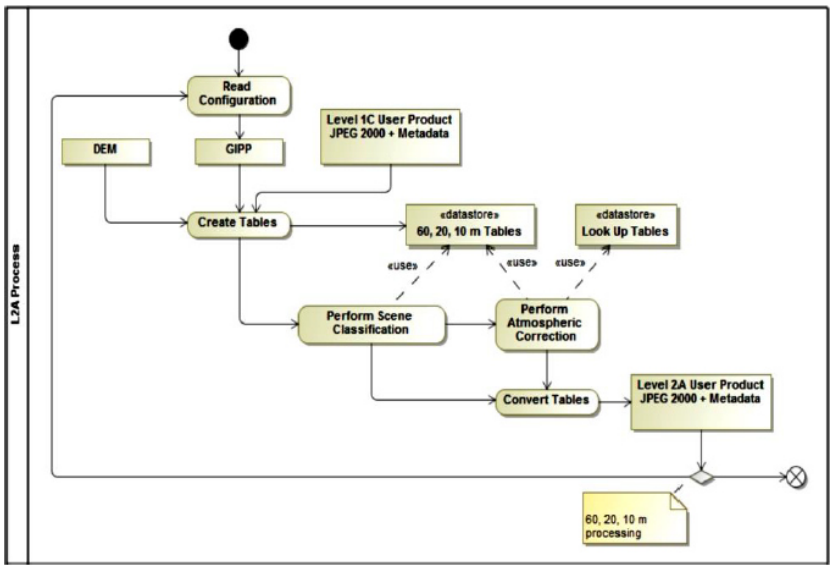



*Рис. 2*. Блок-схема модуля атмосферной коррекции плагина Sen2Cor

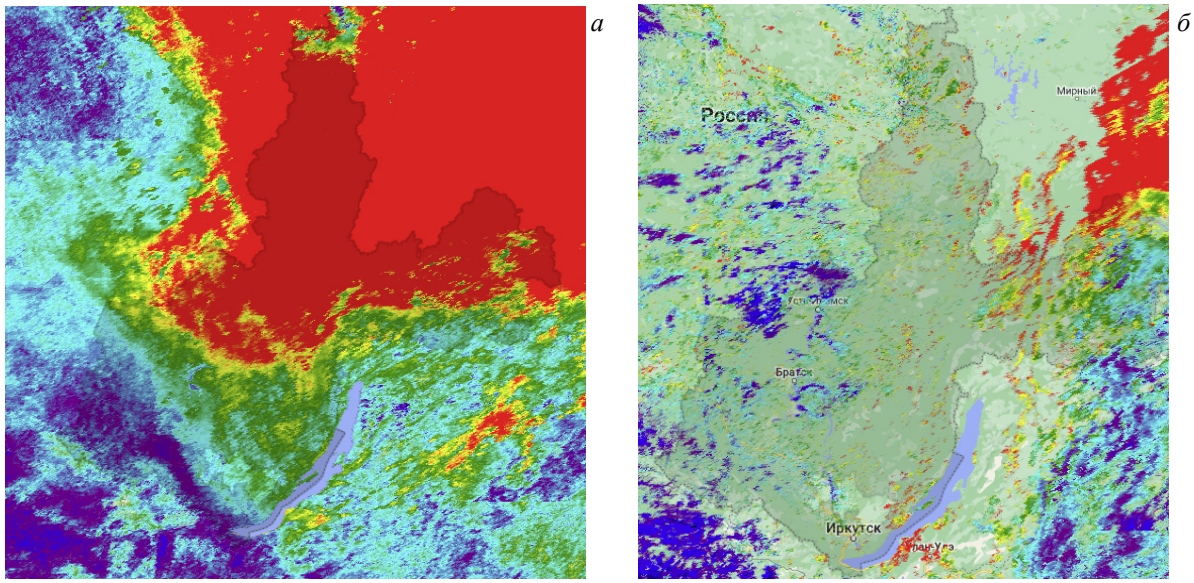



*Рис. 3*. AOT на территории Байкальского региона за июль 2021 г. (*а*) и 09 июля 2021 г. (*б*) по спутниковым данным SENTINEL

ятности облачности и снежного покрова с пространственным разрешением 60 м [Louis et al., 2010]. Выходные изображения L2A пересчитываются с одинаковым пространственным разрешением для всех каналов на основе запрошенного разрешения (10, 20 или 60 м) (см. рис. 1).

Алгоритм классификации сцен позволяет обнаруживать облака, снег и тени облаков и генерировать классификационную карту, которая состоит из четырех различных классов для облаков (включая перистые), а также шести различных классификаций для теней, теней облаков, растительности, почв/пус-

тынь, воды и снега. Алгоритм основан на серии пороговых тестов, которые используют в качестве входного коэффициента отражение в качестве входного сигнала из спектральных полос SENTINEL. Тип аэрозоля и АОТ получены с использованием алгоритма DDV (Dark Dense Vegetation) [Kaufman, Sendra, 1988].

Для получения продуктов второго уровня Европейское космическое агентство использует разработанный плагин Sen2Cor. Плагин Sen2Cor содержит высокоуровневую архитектуру и состоит из десяти основных модулей. Блок-схема модуля атмосферной коррекции плагина Sen2Cor показана на рис. 2.

С помощью программного комплекса Sen2Cor были получены карты распределения АОТ на территории Байкальского региона. На рис. 3 показаны карты распределения АОТ на территории Байкальского региона за июль 2021 г. (*а*) и 09 июля 2021 г. (*б*) по спутниковым данным SENTINEL.

Из рисунков видно, что данные SENTINEL подходят как для оперативного мониторинга АОТ по причине высокой частоты поступления данных (заявленная частота каждые пять дней на экваторе и каждые два-три дня в средних широтах), так и для исследования пространственно-временных особенностей распределения АОТ на территории Байкальского региона (пространственное разрешение 10, 20 и 60 м в зависимости от спутникового канала).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Программный комплекс Sen2Cor потоковой обработки данных со спутников SENTINEL, который позволяет в автоматическом режиме создавать информационные продукты уровня обработки L2A, был апробирован на территории Байкальского региона. Показано, что данные SENTINEL подходят как для оперативного мониторинга АОТ по причине высокой частоты поступления данных (заявленная частота каждые пять дней на экваторе и каждые два-три дня в средних широтах), так и для исследования пространственно-временных особенностей распределения АОТ в Байкальском регионе (пространственное разрешение 10, 20 и 60 м в зависимости от спутникового канала).

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России (субсидия № 075-ГЗ/Ц3569/278).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Плахина И.Н., Махоткина Е.Л., Панкратова Н.В. Вариации аэрозоля в толще атмосферы по данным российской актинометрической сети (1976–2006 гг.). *Известия РАН, Физика атмосферы и океана*. 2009. Т. 45, № 4. С. 489–500.

Kaufman Y., Sendra C. Algorithm for automatic atmospheric corrections to visible and near-IR satellite imagery. *Intern. J. Remote Sensing*. 1988. Vol. 9, iss. 8. P. 1357–1381.

Louis J., Charantonis A., Berthelot B. Cloud Detection for SENTINEL-2. *Proc. of ESA Living Planet Symposium*. 2010.

Taschilin M., Yakovleva I., Sakerin S., et al. Spatiotemporal variations of aerosol optical depth in the atmosphere over Baikal region based on MODIS data. *Atmosphere*. 2021. Vol. 12, iss. 12. P. 1706-1716.

URL: https://aeronet.gsfc.nasa.gov (дата обращения 30 мая 2022 г.).

*Секция В. Физика атмосферы Земли, включая околоземное космическое пространство. БШФФ-2022. С. 255–257.*

УДК 550.385

# ДИНАМИКА ДИФФУЗНОГО СИЯНИЯ И SAR-ДУГИ ВО ВРЕМЯ МАГНИТОСФЕРНОЙ СУББУРИ АНАЛИЗ СОБЫТИЯ

**С.Г. Парников, И.Б. Иевенко**

Институт космофизических исследований и аэрономии им. Ю.Г. Шафера СО РАН, Якутск, Россия
parnikov@ikfia.ysn.ru

# DYNAMICS OF DIFFUSE AURORA AND SAR ARC DURING A MAGNETOSPHERIC SUBSTORM. EVENT ANALYSIS

**S.G. Parnikov, I.B. Ievenko**

Yu.G. Shafer Institute of Cosmophysical Research and Aeronomy SB RAS, Yakutsk, Russia
parnikov@ikfia.ysn.ru

**Аннотация.** SAR-дуги являются следствием взаимодействия энергичных ионов кольцевого тока с плазмопаузой. Проведенные в ИКФИА исследования субаврорального свечения показали, что SAR-дуги появляются и/или уярчаются на фазе развития суббурь. В работе представлены результаты наблюдений динамики формирования красной дуги на субавроральной ст. Маймага (GMLat 58°, GMLon 202°) 15 февраля 2018 г. во время суббури. Спутник SWARM-B зарегистрировал субавроральные пики температуры электронов на широтах SAR-дуги вблизи меридиана наблюдений.

**Ключевые слова:** SAR-дуга, магнитосферная суббуря, плазмосфера, $T_e$-пик.

**Abstract.** SAR arcs are a consequence of the interaction of energetic ring current ions with the plasmapause. Studies of the subauroral luminosity at ShICRA have shown that SAR arcs appear and/or brighten during the substorms expansion phase. This paper presents the results of observations of the dynamics of the formation of the red arc at the subauroral station Maimaga (GMLat 58°, GMLon 202°) on February 15, 2018 during a substorm. The SWARM-B satellite registered subauroral electron temperature peaks at the latitudes of the SAR arc near the observation meridian.

**Keywords:** SAR arc, magnetospheric substorm, plasmasphere, $T_e$ peak.

## ВВЕДЕНИЕ

SAR-дуги возникают вследствие перекрытия кольцевого тока внешней плазмосферой (плазмопаузой), где потоки энергичных ионов нагревают плазмосферные электроны. Возникающий нисходящий поток сверхтепловых электронов вдоль линий магнитного поля увеличивает окружающую электронную температуру на высотах области F2 ионосферы в виде субаврорального пика электронной температуры ($T_e$-пика). В результате происходит усиление интенсивности красной линии [OI] в SAR-дуге [Kozyra et al., 1997].

Многолетние исследования в ИКФИА субаврорального свечения показали, что SAR-дуги появляются и/или уярчаются во время фазы расширения суббурь. Формирование SAR-дуги начинается в окрестности экваториальной границы диффузного сияния (ДС). В случае длительной суббуревой активности SAR-дуга отделяется от ДС и движется в экваториальном направлении [Иевенко, 1993, 1999; Ievenko et al., 2008].

Известно, что ДС вызывается высыпанием низкоэнергичных электронов из околоземного плазменного слоя. Уже при среднем уровне магнитной активности граница плазменного слоя на ночной стороне располагается вблизи плазмопаузы, соответственно, экваториальная граница ДС может наблюдаться около ее проекции на высоты ионосферы [Horwitz et al., 1982].

В этой работе ставится задача исследовать связь формирования SAR-дуги с усилением конвекции и инжекцией суббури, а также сопоставить широтное распределение интенсивности свечения SAR-дуги и электронной температуры, полученной на спутнике SWAR-B. Выполнен анализ события 15 февраля 2018 г. по данным наблюдений камерой всего неба (All-sky imager (ASI)) Keo Sentry на субавроральной станции Маймага.

## РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

На рис. 1 видно, что в ~14:30 UT через ~10 мин после резкого увеличения электрического поля $E_y$ утро–вечер ($-V_x \times B_z$) до ~2 мВ/м при относительно большой плотности СВ (~20 см$^{-3}$) началось расширение ДС в направлении экватора. Во время дальнейшего роста $E_y$ СВ до ~3 мВ/м наблюдалось увеличение интенсивности ДС и началось формирование отдельного максимума свечения в эмиссии 630.0 нм экваториальнее ДС (см. рис. 1, *в*). Такая динамика красной линии указывает на возникновение SAR-дуги уже во время усиления магнитосферной конвекции (фазы роста суббури).

После начала фазы развития суббури (~16:58UT) продолжалось экваториальное смещение границы ДС, увеличивалась интенсивность красной дуги, происходило расширение и движение дуги через зенит станции на более низкие широты. После перехода $E_y$ в область отрицательных значений произошло быстрое затухание ДС в эмиссии 557.7 нм после ~17:30 UT. В это время SAR-дуга имела максимальную яркость ~300 Рл. SAR-дуга наблюдалась до ~19 UT с медленным уменьшением интенсивности.

Во время наблюдения SAR-дуги 15 февраля 2018 г. спутник SWARM-B при двух пролетах вблизи меридиана наблюдений измерял электронную температуру на высоте области F2 ионосферы. В 16:59:30 UT Спутник SWARM-B пересекал широты наблюдения красной дуги на ~9° восточнее, а в 18:33:30 UT —

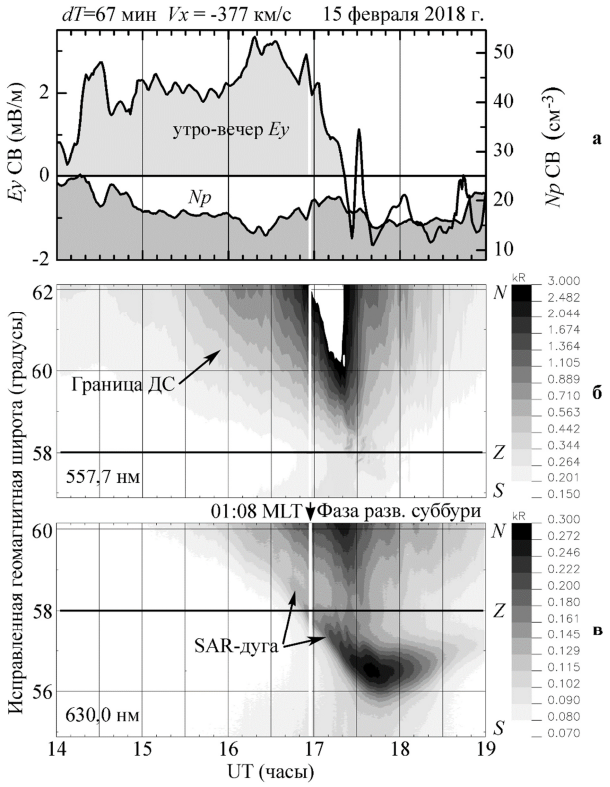



*Рис. 1*. Динамика солнечного ветра, диффузного сияния и SAR-дуги 15 февраля 2018 г.: *а* — электрическое поле ($E_y = -V_x \times B_z$) и плотность $N_p$ солнечного ветра со временем сдвига *dT*; данные ASI в виде кеограмм в эмиссиях 557.7 (*б*) и 630.0 нм (*в*) для высот свечения 110 и 250 км соответственно на ст. Маймага. Z — зенит станции наблюдений. Шкалы интенсивности эмиссий в градациях серого приведены в килорэлеях. Для зеленой линии установлена шкала до 3 кРл для более детального отображения экваториальной границы ДС

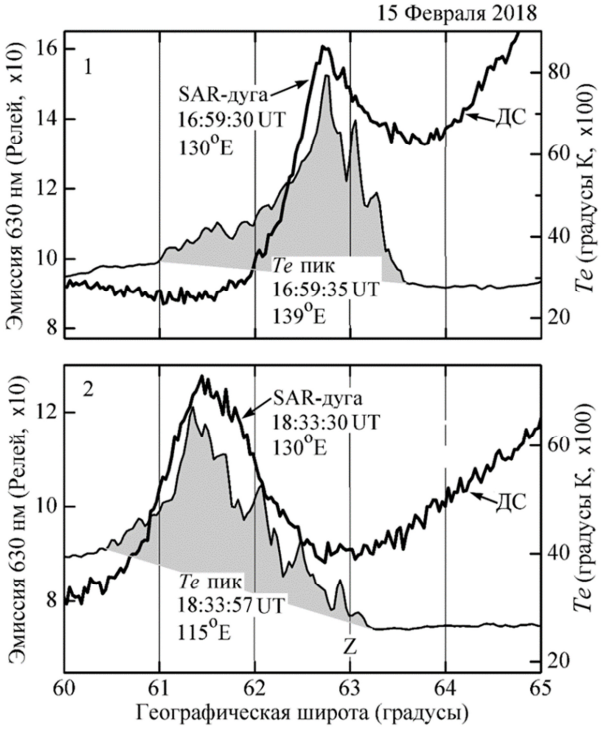



*Рис. 2*. Сопоставление $T_e$-пиков с наблюдениями SAR-дуги на меридиане Якутска 15 февраля 2018 г. Приведены широтные распределения электронной температуры $T_e$ и интенсивности эмиссии 630.0 нм для двух пролетов спутника SWARM-B. Указаны время и географическая долгота измерения максимальных $T_e$-пиков для обоих пролетов спутника. На сканограммах приведены время наблюдения SAR-дуги и географический меридиан станции оптических наблюдений. Z — зенит станции

на ~15° (1 ч) западнее меридиана оптических наблюдений. Во время первого пролета спутника SAR-дуга наблюдалась через ~1 мин после начала фазы расширения суббури. Второй пролет был на фазе восстановления суббури во время затухания ДС и SAR-дуги.

На рис. 2 можно видеть хорошее совпадение положения SAR-дуги с $T_e$-пиком для обоих пролетов спутника. При этом в 16:59:30 UT полярная область красной дуги перекрывалась ДС, а в 18:33:30 UT широтные профили дуги и $T_e$-пика стали более по-добными во время затухания ДС. Обе сканограммы показывают рост интенсивности эмиссии 630.0 нм севернее $T_e$-пика на широтах ДС вследствие высыпания низкоэнергичных электронов. На широтах SAR-дуги в области $T_e$-пиков возбуждение красной линии [OI] вызывается сверхтепловыми электронами.

## ОБСУЖДЕНИЕ

Магнитосферное возмущение в событии 15 февраля 2018 г. началось после SC в ~08:38 UT, вызванного приходом фронта масс инжекции от вспышки класса C1. Фаза роста суббури произошла вследствие усиления магнитосферной конвекции при длительном (~3 ч) южном направлении $B_z$ ММП. В это время происходило расширение ДС к экватору, а также началось формирование SAR-дуги в окрестности границы ДС. После начала фазы расширения в ~16:58 UT продолжалось движение к экватору границы ДС и красной дуги. Рост интенсивности дуги наблюдался и во время быстрого затухания ДС в эмиссии 557.7 нм при отрицательном значении $E_y$ СВ.

Известно, что экваториальная граница ДС отображает внутреннюю границу потока низкоэнергичных электронов плазменного слоя [Eather et al., 1976]. На рис. 1 можно видеть, что во время экваториального расширения ДС интенсивности зеленой и красной линий атомарного кислорода на широте ~59° в ~16:30 UT были ~300 и ~120 Рл соответственно. Соотношение интенсивностей этих эмиссий (~2.5) в ДС указывает на среднюю энергию высыпающихся электронов $E = 1.2$ кэВ [Rees, Luckey, 1974].

Субавроральные пики электронной температуры ($T_e$-пики) на высотах области F2 ионосферы являются характерным признаком SAR-дуг. Регистрация $T_e$-пиков спутником SWARM-B на широтах красной дуги верифицирует наземные наблюдения дуги во время усиления конвекции и фазы расширения суббури 15 февраля 2018 г. Кроме этого, широтные распределения $T_e$ и интенсивности эмиссии 630.0 нм для двух пролетов спутника (рис. 2) показывают разные механизмы излучения красной линии [OI] в SAR-дуге и ДС.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Усиление магнитосферной конвекции при длительном южном направлении $B_z$ ММП наблюдалось в экваториальном расширении ДС. Отношение интенсивности эмиссий 557.7/630.0 нм в ДС составляло ~2.5. В окрестности границы ДС в эмиссии 630.0 нм началось формирование SAR-дуги до начала фазы расширения суббури. После начала фазы развития суббури продолжалось экваториальное смещение границы ДС, увеличивалась интенсивность красной дуги, происходило расширение и движение дуги через зенит станции на более низкие широты.

SWARM-B зарегистрировал $T_e$-пики на широтах SAR-дуги при двух пролетах вблизи меридиана станции наблюдений. Спутниковые данные измерений электронной температуры верифицируют наземные наблюдения SAR-дуги во время усиления магнитосферной конвекции и фазы расширения суббури 15 февраля 2018 г.

Работа выполнена в рамках государственного задания (номер госрегистрации № 122011700172-2) при частичной поддержке РФФИ, проект № 21-55-50013.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Иевенко И.Б. Динамика диффузного аврорального свечения и SAR-дуги в период суббури. *Геомагнетизм и аэрономия*. 1993. Т. 33, № 5. С. 42–57.

Иевенко И.Б. Воздействие магнитосферной активности на плазмосферу по наблюдениям диффузного сияния и SAR-дуги. *Геомагнетизм и аэрономия*. 1999. Т. 39, № 6. С. 26–32.

Eather R.H., Mende S.B., Juge R.I.R. Plasma injection at synchronous orbit and temporal auroral morphology. *J. Geophys. Res*. 1976. Vol. 81. P. 2805–2824.

Horwitz J.L., Cobb W.K., Baugner C.A., Chappell C.R., Frank L.A., Eastman T.E., Anderson R.R., Shelley E.G., Young D.T. On the relationship of the plasmapause to the equatorward boundary of the auroral oval and the inner edge of the plasma sheet. *J. Geophys. Res*. 1982. Vol. 87, no. A7. P. 9059–9069.

Ievenko I.B., Parnikov S.G., Alexeyev V.N. Relationship of the diffuse aurora and SAR arc dynamics to substorms and storms. *Adv. Space Res*. 2008. Vol. 41, no. 8. P. 1252–1260. DOI: 10.1016/j.asr.2007.07.030.

Kozyra J.U., Nagy A.F., Slater D.W. High-altitude energy source(s) for stable auroral red arcs. *Rev. Geophys*. 1997. Vol. 35, no. 2. P. 155–190.

Rees M.H., Luckey D. Auroral electron energy derived from ratio of spectroseopic emissions. 1. Model computations. *J. Geophys. Res*. 1974. Vol. 79, no. A34. P. 5181.

УДК 551.510

# МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОБЛАЧНОГО ПОКРОВА ПО ДАННЫМ ЦВЕТНОЙ ШИРОКОУГОЛЬНОЙ КАМЕРЫ ФИЛИН-1

**С.В. Подлесный, Е.В. Девятова, А.В. Саункин, Р.В. Васильев**

Институт солнечно земной физики СО РАН, Иркутск, Россия
step8907@mail.ru

# METHOD FOR DETERMINING CLOUD COVER FROM DATA OF COLOR WIDE-ANGLE CAMERA FILIN-1

**S. Podlesnyi, E. Devyatova, A. Saunkin, R. Vasilyev**

Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia
step8907@mail.ru

**Аннотация.** Описан алгоритм метода определения облачного покрова по данным цветной широкоугольной камеры ФИЛИН-1. А также приводится сравнение со сведениями об облачном покрове, полученными при помощи спутниковых и модельно-интерполя-ционных методов. С этой целью было проведено сравнение временной динамики локального облачного покрова, полученной по данным проекта ECMWF ERA5 и данным спутников NOAA, с прозрачностью ночной атмосферы, полученной при помощи цифровой фотокамеры. Динамика исследуемых характеристик рассматривалась в течение декабря 2020 г. в Геофизической обсерватории ИСЗФ СО РАН, расположенной на Байкальской природной территории вблизи с. Торы (Бурятия, Россия).

**Ключевые слова:** облачность, цветная ПЗС-камера.

**Abstract.** The algorithm of the method for determining cloud cover from data of color wide-angle camera FILIN-1 is presented. It also provides a comparison with cloud cover information obtained using satellite and model-interpolation methods. For this purpose, we compared the temporal dynamics of cloud cover from ECMWF's ERA5 reanalysis and NOAA satellites with the night atmosphere transparency from digital camera. We considered the dynamics of the addressed parameters over December 2020 at the Geophysical Observatory of ISTP SB RAS located in Baikal Natural Territory near the village Tory (Republic of Buryatia, Russia).

**Keywords:** cloud cover, color CCD camera.

## ВВЕДЕНИЕ

Оптическое излучение, проходя сквозь атмосферу, подвергается различным искажениям на ее неоднородностях, что сказывается на качестве получаемых данных — как астрономических, так и данных наблюдений собственного свечения атмосферы. Важными факторами, влияющими на качество оптических наблюдений, являются фаза лунного цикла и метеорологические условия. Основной метеорологической характеристикой является количество ясных безоблачных дней или ночей за определенный период времени (повторяемость ясного неба [Дарчия, 1985]) в пункте наблюдений.

Целью работы является разработка алгоритма определения облачного покрова по данным цветной широкоугольной камеры ФИЛИН-1 и создание скрипта автоматического выделения и подсчета звезд на кадре. Приводится сравнение с данными об облачном покрове, полученными при помощи спутниковых и модельно-интерполяционных методов.

## ПРИБОРЫ И ДАННЫЕ

Проект реанализа ECMWF ERA5 [Hersbach et al., 2020] включает общую облачность. Этот параметр представляет собой долю покрытия облачностью трехмерной сетки. Общая облачность — это одноуровневое поле, рассчитываемое на основе облачности, возникающей на разных модельных уровнях атмосферы с учетом предположений о степени перекрытия/случайности облаков на разной высоте.

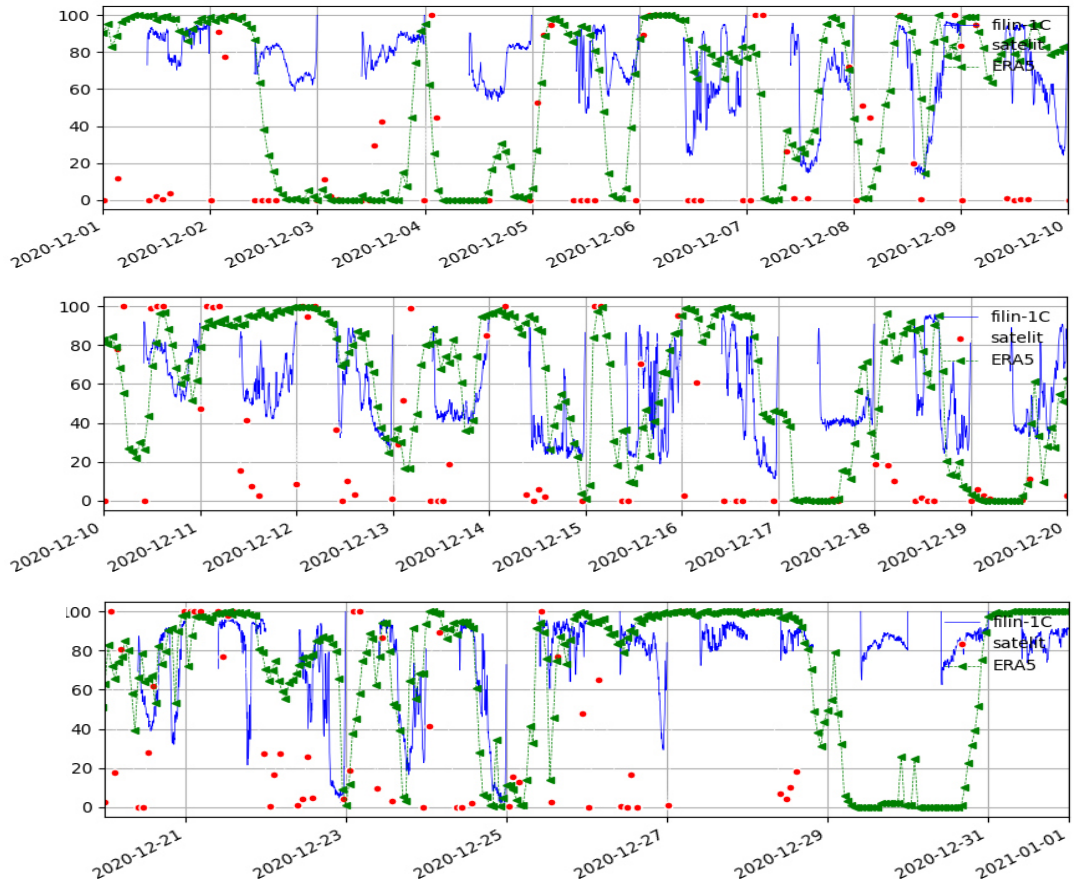
В работе для определения облачного покрова использовались снимки со спутников NOAA-18 и NOAA-19. Алгоритм определения облачного покрова с использованием многоспектральных измерений яркости с помощью Advanced Very High Resolution Radiometer (AVHRR) на борту полярно-орбитальных спутников NOAA описан в работе [Stowe et al., 1999].

Широкоугольная фотокамера ФИЛИН-1Ц предназначена для регистрации собственного излучения ночной атмосферы и его пространственно-временных вариаций, изучения естественных и искусственных космических объектов (метеоров, космических аппаратов), контроля прозрачности атмосферы и решения некоторых других задач [Михалев, Подлесный, 2016].

## ОПИСАНИЕ АЛГОРИТМА

Для контроля прозрачности атмосферы используется количество звезд, попадающих в поле зрения камеры. Идея основана на том, что изображения звезд характеризуются яркостью с сильными пространственными градиентами, значительно превышающими яркость и ее градиенты для фонового свечения ночного неба. Это, в свою очередь, дает возможность подсчитать видимые на изображении звезды, выделив их как области изображения с повышенной интенсивностью по отношению к окружающему фону.

Для такой обработки изображения сначала следует избавиться от шумов, эффектов виньетирования и повысить его контрастность. Под шумами в данном случае подразумеваются горячие пиксели матрицы, которые устраняются посредством применения медианного фильтра с прямоугольным ядром площадью




Вариации $K_c$ (синие кривые), облачности по данным спутников (красные точки) и общей облачности по данным ERA5 (зеленые кривые). Весь период (декабрь 2020) разбит по декадам для удобства анализа

3×3 пикселя. Далее интенсивность по изображению выравнивается умножением интенсивности каждого пикселя на соответствующий коэффициент для снижения эффекта виньетирования от широкоугольного объектива. Набор коэффициентов определялся по калибровочным изображениям равномерной яркости. После этих действий увеличивается контрастность изображения и определяется порог, по которому полученное изображение переводится в бинарный вид для разделения на области. В эти области входят как звезды, так и другие объекты, обладающие значимыми градиентами интенсивности и прошедшие через первичную фильтрацию вышеописанными процедурами. Устранение областей, не являющихся звездами, производится при помощи пороговой селекции по площади области. Алгоритм поиска площадей реализован с применением библиотеки scipy.ndimage.measurements.label [arXiv:1907.10121 cs.MS]. В среднем на кадре с изображением ясного безлунного неба, полученным с помощью прибора ФИЛИН-1Ц, присутствует около четырех тысяч звезд. Снижение общего количества видимых звезд означает снижение прозрачности атмосферы. Критерий облачности $K_c$, который по сути является степенью покрытия поя зрения камеры облаками, по данным с камеры мы рассчитывали по формуле $K_c=((\max N_s - N_s)/\max N_s)100$, где $N_s$ — количество звезд на текущем кадре, а $\max N_s$ — максимальное количество звезд на одном кадре в течение всего рассматриваемого периода наблюдений.

## ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

На рисунке показана динамика $K_c$ по данным камеры ФИЛИН-1Ц (синие кривые), а также облачного покрова по данным спутников NOAA (красные точки) и ERA5 (зеленые кривые) с 01.12.2020 по 9.12.2020 (*а*), с 10.12.2020 по 19.12.2020 (*б*) и с 20.12.2020 по 31.12.2020 (*в*).

Вариации $K_c$ (синие кривые), облачности по данным спутников (красные точки) и общей облачности по данным ERA5 (зеленые кривые). Весь период (декабрь 2020) разбит по декадам для удобства анализа.

Видны достоинства и недостатки каждого из трех наборов данных, а именно:

1. данные камеры ФИЛИН-1Ц представлены с хорошим временным разрешением (5 мин), но только для темного времени суток;

2. данные ERA5 непрерывны, но имеют временную дискретность один раз в час;

3. спутниковые данные NOAA нерегулярны во времени.

Рисунок показывает основные особенности взаимной динамики трех наборов данных:

1. Наличие временных сдвигов между данными ERA5 и ФИЛИН-1Ц в отдельные ночи 2020 г.: 07.12, 08.12, 10.12, 14.12, 22.12, 23.12 и 24.12.

2. Слабое воспроизведение в данных ERA5 относительно быстрых изменений облачного покрова, которые хорошо видны в данных ФИЛИН-1Ц.

3. Слабое соответствие между спутниковой об-

лачностью и облачностью по данным ERA5 и ФИЛИН-1Ц, особенно в ночное время. Это предположительно связано со сложностью определения облачности в темное время суток в зимний период.

В начале и конце месяца нас заинтересовали несколько ночей с явным несоответствием данных $K_c$ and cloud cover ERA5, а именно, слишком высокими значениями $K_c$ при низких значениях облачности 2–5, 29, 30 декабря. Причинами несоответствия данных оказались наличие тонкой облачности и свечение Луны.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описанный алгоритм определения облачного покрова по данным цветной широкоугольной камеры ФИЛИН-1 показал хороший результат в сравнении с другими методами определения облачности, а также возможность автоматической обработки данных. Результаты сравнительного анализа показали в целом хорошее согласие данных архива ECMWF ERA5 и облачности, наблюдаемой при помощи камеры. Недостатками являются отсутствие в архиве информации о быстрых вариациях облачности, а также положительные и отрицательные задержки в динамике облачных полей длительностью около двух часов. Вследствие нерегулярности спутниковых данных, больших пропусков во времени между пролетами и сложностью определения облачности в темное время суток уверенных выводов о применимости спутниковых данных сделать не удалось.

Работа выполнена в рамках гранта № 075-15-2020-787 Министерства науки и высшего образования РФ на выполнение крупного научного проекта по приоритетным направлениям научно-технологического развития (проект «Фундаментальные основы, методы и технологии цифрового мониторинга и прогнозирования экологической обстановки Байкальской природной территории»). Результаты получены на базе наблюдений, проводимых с использованием оборудования Центра коллективного пользования «Ангара» [http://ckprf.ru/ckp/3056].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Дарчия Ш.П. *Об астрономическом климате СССР*. М: Наука, 1985. 175 с.

Михалев А.В., Подлесный С.В., Стоева П.В. Свечение ночной атмосферы в RGB цветовом представлении. *Солнечно-земная физика*. 2016. Т. 2, № 3. DOI: 10.12737/19040.

Hersbach H., et al. The ERA5 Global Reanalysis May 2020. *QJRMS*. DOI: 10.1002/qj.3803.

Stowe L., Davis P., McClain E. Scientific basis and initial evaluation of the CLAVR-1 global clear/cloud classification algorithm for the advanced very high resolution radiometer. *J. Atmos. Ocean. Technol.* 1999. Vol. 16. P. 656–681.

URL: http://ckprf.ru/ckp/3056.

УДК 551.515.6

# ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ РАЗВИТИЯ СУХИХ ГРОЗ НА ПРИМЕРЕ МОЛНИЕВОЙ АКТИВНОСТИ В СИБИРИ

**А.П. Попыкина, Ф.Г. Сарафанов, С.О. Дементьева, Н.В. Ильин**

Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН», Нижний Новгород, Россия
ocealen@ipfran.ru

# DRY THUNDERSTORMS' FEATURES RELATED TO FOREST FIRES: CASE STUDY FOR SIBERIA

**A.P. Popykina, F.G. Sarafanov, S.O. Dementyeva, N.V. Ilyin**

Federal Research Center Institute of Applied Physics RAS, Nizhni Novgorod, Russia
ocealen@ipfran.ru

**Аннотация.** В настоящей работе проводится исследование особенностей разделения заряда в атмосфере в условиях задымления лесными пожарами. Рассматриваются такие метеорологические параметры, как максимальная радиолокационная отражаемость, влажность воздуха, температура у поверхности земли. Проводится анализ данных об очагах лесных пожаров и сравнение с данными о молниевой активности над выбранной территорией по данным сетей грозопеленгации.

**Ключевые слова:** сухие грозы, лесные пожары, дымовые аэрозоли.

**Abstract.** The work is devoted to investigate changes in charge separation in dry thunderstorm clouds. Smoke from wildfires provokes some changes in atmospheric parameters connected to electricity. There is an analisys of maximum radar reflectivity, surface temperature and relative humidity. A comparsion between lightning location network data and wildfires locations is given as well.

**Keywords:** dry thunderstorms, wildfires, smoke aerosol.

## ВВЕДЕНИЕ

Леса покрывают более 45 % территории России и оказывают значительное влияние на формирование климата. При этом ежегодно, по данным Единой межведомственной информационно-статистической системы, в лесах регистрируется более 20000 очагов возгорания. Серьезное внимание проблеме лесных пожаров в нашей стране уделяется и со стороны ученых. Проводится анализ доступных способов пожаротушения, предотвращения распространения пожаров. С точки зрения науки интересны исследования обусловленных пожарами изменений химического состава атмосферы, физических параметров атмосферы, включая электрические, а также влияние, оказываемое пожарами на климат.

Известно, что загрязнение атмосферы меняет ее электрические свойства. Наличие аэрозолей может провоцировать изменение скорости и механизма разделения заряда. Так, в работе [Ипполитов и др., 2013] изучается отклик суточной вариации напряженности электрического поля на задымление атмосферы и его связь с суточной вариацией температуры и других метеорологических параметров.

Данная работа посвящена определению особенностей разделения заряда в атмосфере, связанных с дымовым шлейфом. Описываются изменения электрических и метеорологических характеристик атмосферы, выявленные при учете аэрозольной нагрузки от дыма лесных пожаров.

## ВЫБОР ДАННЫХ ДЛЯ АНАЛИЗА

Для определения метеорологической и пожарной обстановки используется архив данных о погоде на метеостанции Богучаны [rp5.ru], архив данных всемирной грозопеленгационной сети World Wide Lightning Location Network (WWLLN), результаты численных расчетов погоды с помощью Weather Research and Forecasting model (WRF), а также архив открытых данных о лесных пожарах в Красноярском крае [http://lpcentr.ru].

В настоящее время численные модели активно применяются для прогнозирования погоды и для изучения особенностей различных атмосферных процессов [Дементьева и др., 2020; Мартынова и др., 2014]. Моделирование погодной ситуации в сезоне 2020 г. с помощью модели WRF-ARW проводилось на двух вложенных доменах: внешний домен 1890×1890 км с горизонтальным шагом сетки 3 км, внутренний домен — 210×210 км с горизонтальным шагом сетки 1 км. Центром расчетов выбран пос. Богучаны, что определяется несколькими соображениями: во-первых, центральное положение во время пожаров лета 2020 г. (по данным Лесопожарного центра Красноярского края [http://lpcentr.ru]); во-вторых, отсутствие сильной антропогенной аэрозольной нагрузки (крупных городов и предприятий) внутри меньшей расчетной области, что позволяет рассуждать о влиянии именно природных источников аэрозолей на изучаемые параметры.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

Авторами работы был проанализирован архив данных наземных сетей грозопеленгации и построена тепловая карта плотности молниевых вспышек для выбранного региона за различные промежутки времени (рис. 1). Дни для детального анализа были выбраны исходя из данных о фактических погодных условиях по следующим признакам: наличие грозовой активности, зафиксированной на метеостанции; дополнительно были выделены грозовые события без осадков и дни с задымлением. Таким образом было определено четыре грозовых события за сезон 2020 г.

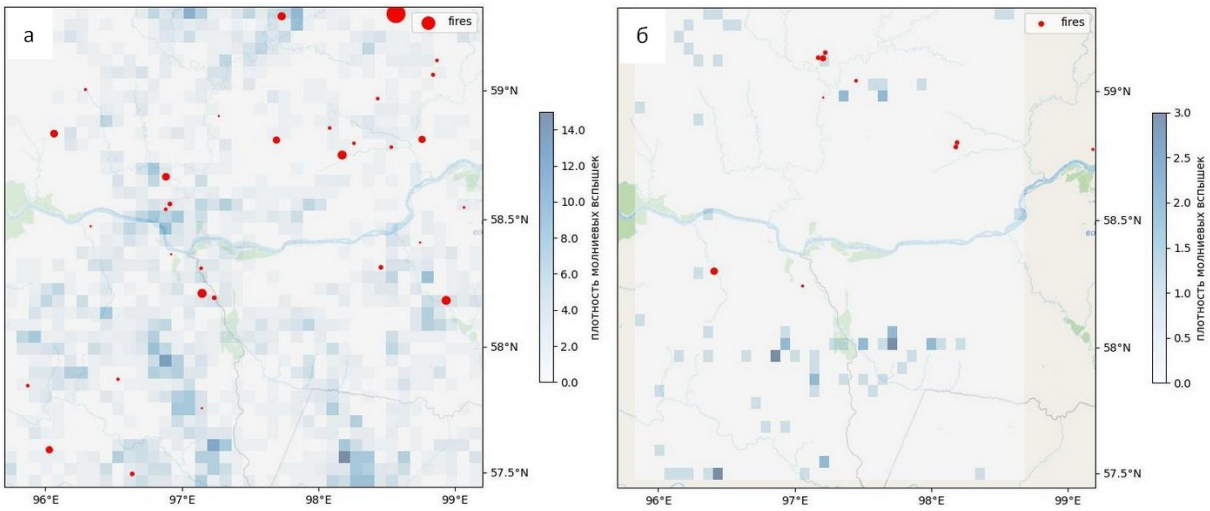



*Рис. 1*. Тепловая карта плотности молниевых разрядов и местоположение очагов лесных пожаров для двух периодов 2020 г.: *а* — с 22 по 25 июня; *б* — с 4 по 8 августа

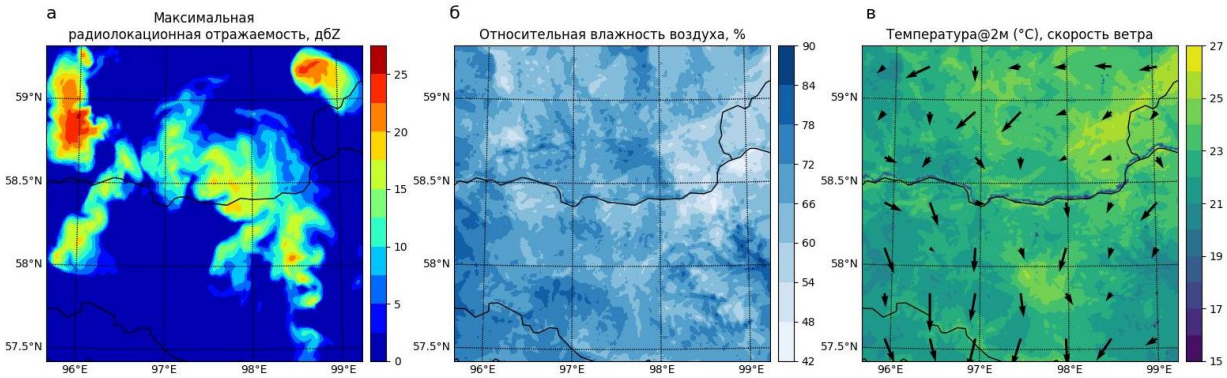



*Рис. 2*. Результаты моделирования WRF-ARW 22-06-2020, 15:00 UTC+7: *а* — максимальная радиолокационная отражаемость; *б* — влажность воздуха на высоте 2 м; *в* — температура на высоте 2 м, скорость и направление ветра на высоте 1 км

На карту (рис. 1) также нанесены очаги лесных пожаров по данным Лесопожарной охраны Красноярского края за выбранный период времени. Аэрозольная нагрузка от дыма лесных пожаров изменяет электрические характеристики облаков. Чтобы исключить явление «сбивания» дыма, для анализа необходимо выбирать именно сухие грозы, во время которых продукты горения достигают облаков. На рис. 1 для сравнения приведены данные за 22–25 июня 2020 г., когда наблюдалась гроза, но отсутствовали осадки (рис. 1, *а*), и 4–8 августа того же года, во время грозы и ливня (по данным из архива погоды [http://rp5.ru]) (рис. 1, *б*). Красными маркерами обозначены очаги лесных пожаров, размер маркера пропорционален площади обнаружения пожара.

На рис. 1 прослеживается корреляция высокой плотности молниевых разрядов и областей эмиссии дымового аэрозоля. При этом в условиях дождливой погоды (рис.1, *б*) плотность молниевых вспышек заметно снижается.

Кроме того, интерес для исследования представляют следующие характеристики атмосферы: влажность воздуха, максимальная радиолокационная отражаемость в столбе атмосферы, температура и направление ветра у поверхности земли. Распределение данных параметров, полученное при численном моделировании погодной ситуации 22 июня 2020 г., приведено на рис. 2.

Следует обратить внимание на верхний правый угол приведенных изображений. Согласно рис. 1, в области 58.6°–59.4° N, 98°–99° E расположены крупные очаги возгорания. Рисунок 2 показывает наличие области с высокой максимальной радиолокационной отражаемостью, низкой относительной влажностью и высокой температурой, что соответствует критериям сухой грозы.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 21-77-00089, [https://rscf.ru/project/21-77-00089].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Дементьева С.О., Ильин Н.В., Шаталина М.В., Мареев Е.А. Прогноз конвективных явлений и его верификация по данным наблюдений атмосферного электричества. *Известия РАН. Физика атмосферы и океана*. 2020. Т. 56, вып. 2. С. 150–157.

Ипполитов И.И., Кабанов М.В., Нагорский П.М. Суточные вариации напряженности электрического поля в дымах от лесных пожаров. *Доклады академии наук*. 2013. Т. 453, № 2. С. 207. DOI: 10.7868/S0869565213320182.

Мартынова Ю.В., Зарипов Р.Б., Крупчатников В.Н. Оценка качества прогноза динамики атмосферы в Сибирском регионе мезомасштабной моделью WRF-ARW. *Метеорология и гидрология*. 2014. Т. 7. С. 14–23.

URL: http://lpcentr.ru (дата обращения 27 мая 2022 г.).

URL: https://rp5.ru/Архив_погоды_в_Богучанах (дата обращения 27 мая 2022 г.

URL: https://rscf.ru/project/21-77-00089 (дата обращения 27 мая 2022 г.

УДК 537.86

# ВЛИЯНИЕ ПЛАЗМОСФЕРЫ НА ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ УНЧ-ВОЛН В МАГНИТОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

**[1]А.В.Рубцов, [2]М. Нозе**

[1]Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия
avrubtsov@iszf.irk.ru
[2]Институт исследований околоземного космического пространства, Нагойский университет, Нагоя, Япония

# INFLUENCE OF THE PLASMASPHERE ON SPATIAL DISTRIBUTION OF ULF WAVES IN THE EARTH'S MAGNETOSPHERE

**[1]A.V. Rubtsov, [2]M. Nosé**

[1]Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia
avrubtsov@iszf.irk.ru
[2]Institute for Space-Earth Environmental Research, Nagoya University, Nagoya, Japan

**Аннотация.** В работе показано распределение частоты встречаемости ультранизкочастотных (УНЧ) волн с периодами от 45 до 600 с в магнитосфере Земли относительно положения плазмопаузы. Список волн получен в результате обработки данных спутника Arase за 46 мес. Положение плазмопаузы определялось тремя методами: по электронной концентрации, по профилю альфвеновской скорости и по эмпирическим моделям. Обнаружено, что УНЧ-волны чаще всего встречаются за пределами плазмосферы, причем полоидальные и тороидальные волны демонстрируют изменение своего распределения при сжатии/расширении плазмосферы во время геомагнитных возмущений. Отмечено, что компрессионные волны не показывают такой закономерности.

**Ключевые слова:** УНЧ-волны, магнитосфера, плазмосфера, плазмопауза, альфвеновская скорость.

**Abstract.** The paper shows distribution of the occurrence rate of ultra-low-frequency waves (ULF) with periods from 45 to 600 s. in the Earth's magnetosphere relative to the plasmapause location. We processed 46 months of Arase satellite data to obtain a list of waves. Plasmapause locations were determined by three methods: from electron density, from Alfvén velocity, and from empirical models. We found that ULF waves are more common outside the plasmasphere, and poloidal and toroidal waves demonstrate different distributions during compression/expansion of the plasmasphere under geomagnetically disturbed/quiet conditions. Note that compressional waves did not show such dependence.

**Keywords:** ULF waves, magnetosphere, plasmasphere, plasmapause, Alfvén velocity.

## ВВЕДЕНИЕ

В структуре магнитосферы Земли особое место занимает внутренняя часть, примерно от $3R_E$ до $7R_E$ от центра Земли ($R_E$ — радиус Земли, 6371 км). В эту область попадает внешний радиационный пояс, кольцевой ток и граница плазмосферы — плазмопауза. В то же время в переносе энергии внутри магнитосферы, включая ускорение заряженных частиц, важную роль играют ультранизкочастотные (УНЧ) волны с периодами от 0.2 до 600 с [Rankin et al., 2020]. Волны с самыми большими периодами, классифицируемые как Pc3–5, представляют особый интерес, поскольку часто являются собственными колебаниями силовых линий магнитного поля Земли и их можно описать с помощью магнитной гидродинамики (МГД) [Walker, 2005; Zong et al., 2017]. Плазмопауза, представляющая собой резкое падение электронной концентрации в десятки раз, является природным резонатором для альфвеновских волн [Leonovich et al., 2021].

В данной работе по результатам наблюдений спутника Arase [Miyoshi et al., 2018] за 46 мес. построены распределения частоты появления УНЧ-волн диапазонов Pc4 и Pc5 в магнитосфере Земли. Особое внимание уделено распределению относительно положения плазмопаузы и геомагнитным условиям.

## НАБОР ДАННЫХ

В работе были использованы измерения вектора магнитного поля инструментом Magnetic Field Experiment (MGF) [Matsuoka et al., 2018] и электронной концентрации инструментом High Frequency Analyzer (HFA) системы Plasma Wave Experiment (PWE) [Kumamoto et al., 2018] с марта 2017 г. по декабрь 2020 г. За данный временной промежуток был сформирован каталог волновых событий диапазона частот Pc4 (6.7–22.2 мГц) и Pc5 (1.7–6.7 мГц) с амплитудой более 0.25 нТл. Если наибольшую амплитуду имеют колебания радиальной компоненты магнитного поля, то волна относится к полоидальным, если азимутальной — к тороидальным, если вдоль магнитного поля — к компрессионным.

Полученный набор данных соответствует трем полным обзорам магнитосферы спутником Arase. Необходимо отметить, что спутник Arase имел большой наклон орбиты к геомагнитному экватору, достигающий 40°, поэтому с ростом L происходит и рост магнитной широты. На рис. 1 показаны распределения частоты появления волн в экваториальной плоскости L–MLT. Обнаружено, что тороидальные волны встречаются чаще всего и сосредоточены в ночной полусфере магнитосферы с предполуночным и утренним максимумами. Полоидальные волны часто встречаются вдоль пути дрейфа ионов от полуночи к утру с несколькими локальными максимумами. Компрессионные волны встречаются реже всего и локализованы около геомагнитного экватора, что отображается на рис. 1 как отсутствие компрессионных волн на L>7. При этом компрессионные волны имеют два диаметрально противоположных максимума частоты появления при MLT=10 и MLT=22, что примерно соответствует наклону спирали Паркера на орбите Земли.

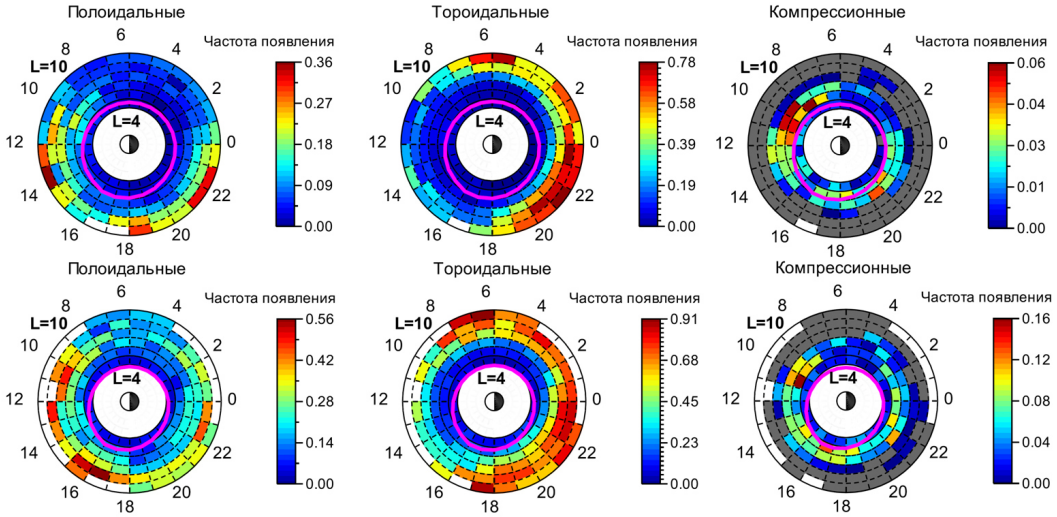



*Рис. 1*. Распределения частоты появления полоидальных (слева), тороидальных (по центру) и компрессионных (справа) волн в магнитосфере при спокойных (сверху), $|SYM\text{-}H| < 10$ нТл, и возмущенных (снизу), $|SYM\text{-}H| > 10$ нТл, геомагнитных условиях. Розовая линия показывает плазмопаузу по модели NSW-GDP, усредненную внутри каждого поднабора событий. Серые ячейки означают, что частота появления волн равна нулю, а белые ячейки — что время пребывания спутника в ячейке меньше 10 ч

## ПОЛОЖЕНИЕ ПЛАЗМОПАУЗЫ

Плазмопауза играет важную роль для УНЧ-волн в магнитосфере Земли, поскольку разделяет области, в которых концентрация заряженных частиц отличается на порядки [Leonovich et al., 2015]. В спутниковых данных плазмопаузу можно определить по падению электронной концентрации в пять и более раз на интервале в $0.5R_E$ или меньше [Carpenter, Anderson, 1992]. В то же время для МГД-волн более критичным является величина альфвеновской скорости. В этом случае плазмопауза определяется по изменению знака радиального градиента на положительный [Fraser et al., 1988]. Результаты применения обоих методов определения плазмопаузы показаны на рис. 2 и оказались очень похожи, а расхождение может быть объяснено неточностями в расчете альфвеновской скорости из-за трудности определения реальной средней массы ионов. Всего было определено 3488 пересечений плазмопаузы по профилю концентрации и 2535 — по профилю альфвеновской скорости со средним положением L=5.17±1.08 и L=5.17±1.21 соответственно.

Поскольку реальные данные электронной концентрации доступны далеко не для каждого витка орбиты спутника и нередко имеют значительные пробелы, то для определения распределения УНЧ-волн относительно плазмопаузы применялись расчеты по эмпирической модели NSW-GDP [He et al., 2017; Zhang et al., 2017]. В результате было продемонстрировано, что распределение полоидальных и тороидальных волн зависит от положения плазмопаузы и большинство этих волн наблюдается вне плазмосферы (см. рис. 1).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные распределения частоты появления УНЧ-волн в общем совпадают с более ранними работами [Anderson et al., 1990], но имеются разногласия

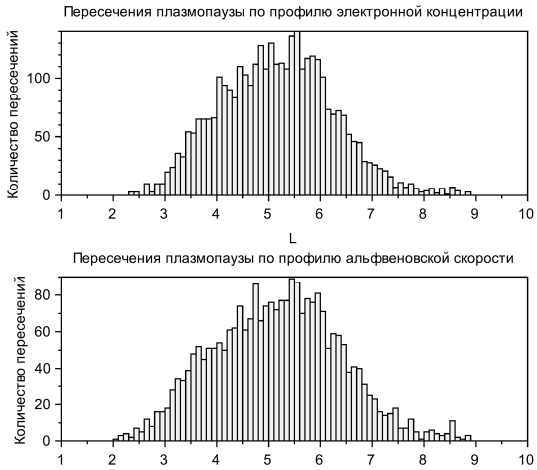



*Рис. 2*. Распределения пересечений плазмопаузы, выявленных по профилям электронной концентрации (сверху) и альфвеновской скорости (снизу)

с результатами отдельных исследований [Dai et al., 2015; Liu et al., 2009]. Методы определения положения плазмопаузы по профилю электронной концентрации и по профилю альфвеновской скорости показали схожие результаты. Большинство УНЧ-волн находятся за пределами плазмосферы, а ее динамика сильнее всего влияет на распределения полоидальных и тороидальных волн.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 21-72-10139. Авторы благодарны программе SCOSTEP Visiting Scholar и Центру совместных международных исследований Института исследований околоземного космического пространства Нагойского университета. Авторы благодарят руководителей инструментов MGF, HFA и PWE Аяко Мацуоку, Ёшия Касахару, Ацуши Кумамото и Фуминори Цучия, а также руководителя миссии Arase Ику Шинохару и ведущего ученого миссии Arase Ёшидзуми Миёши за предоставленные данные спутника Arase.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Anderson B.J., Engebretson M.J., Rounds S.P., et al. A Statistical Study of Pc3-5 Pulsations Observed by the AMPTE/CCE Magnetic Fields Experiment. 1. Occurrence Distributions. *J. Geophys. Res*. 1990. Vol. 95. P. 10495–10523.

Carpenter D.L., Anderson R.R. An ISEE/Whistler Model of Equatorial Electron Density in the Magnetosphere. *J. Geophys. Res*. 1992. Vol. 97. P. 1097–1108.

Dai L., Takahashi K., Lysak R., et al. Storm time occurrence and spatial distriution of Pc4 poloidal ULF waves in the inner magnetopshere: A Van Allen Probes statistical study. *J. Geophys. Res.: Space Phys*. 2015. Vol. 120. P. 4748–4762.

Fraser B.J., McPherron R.L., Russell C.T. Radial Alfven Velocity Profiles in the Magnetosphere and Their Relation to ULF Wave Field-Line Resonances. *Adv. Space Res*. 1988. Vol. 8. P. 49–52.

He F., Zhang X.X., Lin R.L., et al. A new solar wind-driven global dynamic plasmapause model: 2. Model and validation. *J. Geophys. Res.: Space Phys*. 2017. Vol. 122. P. 7172–7187.

Kumamoto A., Tsuchiya F., Kasahara Y., et al. High Frequency Analyzer (HFA) of Plasma Wave Experiment (PWE) onboard the Arase spacecraft. *Earth, Planets and Space*. 2018. Vol. 70. 82.

Leonovich A.S., Klimushkin D.Y., Mager P.N. Experimental evidence for the existence of monochromatic transverse small-scale standing Alfvén waves with spatially dependent polarization. *J. Geophys. Res.: Space Phys*. 2015. Vol. 120. P. 5443–5454.

Leonovich A.S., Zong Q.G., Kozlov D.A., Kotovschikov I.P. The Field of Shock-Generated Alfven Oscillations Near the Plasmapause. *J. Geophys. Res.: Space Phys*. 2021. Vol. 126. e2021JA029488.

Liu W., Sarris T.E., Li X., et al. Electric and magnetic field observations of Pc4 and Pc5 pulsations in the inner magnetosphere: A statistical study. *J. Geophys. Res*. 2009. Vol. 114. A12206.

Matsuoka A., Teramoto M., Nomura R., et al. The ARASE (ERG) magnetic field investigation. *Earth, Planets and Space*. 2018. Vol. 70. 43.

Miyoshi Y., Shinohara I., Takashima T., et al. Geospace exploration project ERG. *Earth, Planets and Space*. 2018. Vol. 70. 101.

Rankin R., Wang C.R., Wang Y.F., et al. Ultra-Low-Frequency Wave-Particle Interactions in Earth's Outer Radiation Belt. Dayside Magnetosphere Interactions. Ed. by Zong Q.G., Escoubet P., Sibeck D., et al. Washington DC: John Wiley & Sons Inc., 2020. P. 189–206.

Walker A.D.M. Magnetohydrodynamic Waves in Geospace. The Theory of ULF Waves and Their Interaction with Energetic Particles in the Solar-Terrestrial Environment. Bristol: IOP Publishing, 2005. 552 p.

Zhang X.X., He F., Lin R.L., et al. A new solar wind-driven global dynamic plasmapause model: 1. Database and statistics. *J. Geophys. Res.: Space Phys*. 2017. Vol. 122. P. 7153–7171.

Zong Q.G., Rankin R., Zhou X.Z. The interaction of ultra-low-frequency Pc3-5 waves with charged particles in Earth's magnetosphere. *Rev. Modern Plasma Phys*. 2017. Vol. 1. 10.

УДК 537.86

# ГЕНЕРАЦИЯ ДНЕВНЫХ Pc4-5 ПУЛЬСАЦИЙ ГРАДИЕНТНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТЬЮ ПО МНОГОТОЧЕЧНЫМ СПУТНИКОВЫМ НАБЛЮДЕНИЯМ

**[1]А.В. Рубцов, [1]О.С. Михайлова, [1]П.Н. Магер, [1]Д.Ю. Климушкин, [2]Ц. Жень, [2]Ц.Г. Цзун**

[1]Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия
avrubtsov@iszf.irk.ru
[2]Институт космической физики и прикладных технологий, Пекинский университет, Пекин, Китай

# DAYSIDE Pc4-5 PULSATION GENERATION BY GRADIENT INSTABILITY FROM MULTIPOINT SPACECRAFT OBSERVATIONS

**[1]A.V. Rubtsov, [1]O.S. Mikhailova, [1]P.N. Mager, [1]D.Yu. Klimushkin, [2]J. Ren, [2]Q.-G. Zong**

[1]Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia
avrubtsov@iszf.irk.ru
[2]Institute of Space Physics and Applied Technology, Peking University, Beijing, China

**Аннотация.** В данной работе по одновременным измерениям семи космических аппаратов показано, что роль суббуревых инжекций в генерации УНЧ-волн не является главной. Мы обнаружили, что волны возбуждаются до суббурь, а их параметры не изменяются после прибытия новых частиц. Изучена типичная УНЧ-волна на дневной стороне магнитосферы, являющаяся второй гармоникой полоидальной альфвеновской моды, находящаяся в баунс-дрейфовом резонансе с протонами с энергией 100 кэВ. Установлено, что к ее генерации привело образование большого положительного градиента функции распределения протонов на фазе восстановления магнитной бури, а не суббуревые инжекции. Полученные результаты позволили объяснить некоторые предыдущие наблюдения, не имевшие до настоящего момента выводов относительно механизма генерации УНЧ-волн.

**Ключевые слова:** УНЧ-волны, магнитосфера, МГД, суббури, магнитные бури.

**Abstract.** In present work we show that the role of substorm injected particles is not crucial for ULF waves generation using simultaneous observations of seven spacecraft. We found that waves may be excited before the substorm and their characteristics aren't change after new particles arrival. As an example we examined typical ULF wave at the dayside magnetosphere that was a second harmonic poloidal Alfvén wave in a drift-bounce resonance with ~100 keV protons. We determined that the wave was generated by a big positive radial gradient of the proton distribution function at the magnetic storm recovery phase, not by substorm injections. The obtained results allowed us to explain some previous observations that had no conclusions on ULF wave generation mechanism to the moment.

**Keywords:** ULF waves, magnetosphere, MHD, substorms, magnetic storms.

## ВВЕДЕНИЕ

Магнитосфера Земли представляет собой уникальную природную лабораторию для изучения процессов в плазме в магнитном поле. Ультранизкочастотные (УНЧ) волны, охватывающие диапазон частот от 1.7 мГц до 5 Гц, являются важной составляющей переноса энергии внутри магнитосферы и наблюдаются как в космосе, так и на поверхности Земли. Эти волны могут возбуждаться внешними и внутренними источниками, возникающими во время магнитных бурь и суббурь [McPherron, 2005].

Азимутально-мелкомасштабные пульсации (азимутальное волновое число $|m|\gg1$) в диапазонах Pc4 и Pc5 (период волны 45–600 с) на дневной стороне магнитосферы Земли интенсивно изучаются в последние годы благодаря запуску множества спутниковых миссий. Обычно, эти волны распространяются на запад ($m<0$) и возбуждаются посредством дрейфового или баунс-дрейфового резонанса с протонами с энергиями от 1 до 100 кэВ [Климушкин и др., 2021]. Передача энергии от частиц волне происходит через внутренние неустойчивости, вызванные не максвелловским распределением протонов или радиальным градиентом функции распределения [Southwood et al., 1969]. Обычно, волны Pc4–5 связывают с альфвеновскими волнами, описывающимися уравнениями магнитной гидродинамики [Dungey, 1954], хотя иногда они могут быть сопоставлены с дрейфово-компрессионными модами [Rubtsov et al., 2018].

В данной работе мы представляем анализ уникального наблюдения волны диапазона Pc4–5 до и во время суббуревой активности на поздней фазе магнитной бури. Волна наблюдалась непредывно в течение 15 ч по всей дневной магнитосфере семью спутниками трех миссий. Благодаря этому, нам удалось выявить роль суббуревой инжекции в генерации дневных магнитных пульсаций [Rubtsov et al., 2021].

## ГЕОМАГНИТНЫЕ ПУЛЬСАЦИИ

Колебания магнитного поля были обнаружены в данных широко разнесенных спутников трех миссий: Van Allen Probes (VAP) [Mauk et al., 2013], Time History of Events and Macroscale Interactions during Substorms (THEMIS) [Angelopoulos, 2008] и Geostationary Operational Environmental Satellites (GOES). В работе использовались измерения магнитного и электрического полей, вычисленные величины давления и концентрации плазмы, а так же данные о потоках протонов с энергиями от 10 до 1000 кэВ.

Космические аппараты непрерывно наблюдали геомагнитные пульсации в течение 15 ч (с 10:00 UT 25 февраля до 01:00 UT 26 февраля 2014 г.) на $L=4.5–8$ и $MLT=7–17$ часов (рис. 1). Амплитуда осцилляций радиальной компоненты магнитного поля была в ~2 раза больше, чем азимутальной компоненты и много больше, чем продольной (компрессионной) компоненты, т. е. волна относится к полоидальному типу. Совместные наблюдения показали, что частота

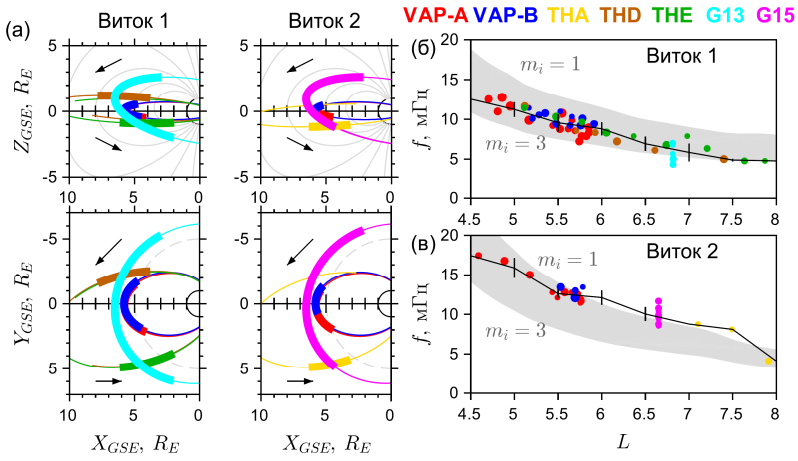



*Рис. 1.* Орбиты спутников в плоскости XZ (верхний ряд) и XY (нижний ряд) системы координат GSE 25 февраля 2014 г., где стрелками обозначены направления движения спутников (*а*). Жирные кривые обозначают интервалы наблюдения волны. Левый и правый столбцы соответствуют измерениям на первом и втором витках, соответственно. Точками показаны частоты, извлеченные из вейвлет-спектров радиальной компоненты магнитного поля $b_r$, в зависимости от L-оболочки на протяжении (*б*) первого витка и (*в*) второго витка спутников VAP. Сплошная черная линия с полосами ошибок является частотой волны, усредненной в ячейках по 0.5 $R_E$, и среднеквадратичным отклонением. Серая область указывает диапазон собственных частот полоидальной альфвеновской волны для $m_i$=1–3 а.е.м.

волны изменяется в пределах от 5 до 20 мГц, что соответствует диапазонам Pc4 (6.7–22.2 мГц) и Pc5 (1.7–6.7 мГц).

Спутники VAP-A и VAP-B наблюдали колебания дважды во время двух последовательных орбит, поэтому для удобства мы разделили интервалы наблюдения волны на два витка. Во время третьей последовательной орбиты VAP никаких заметных колебаний магнитного поля в диапазоне Pc4–5 не обнаружено. Спутники A, D и E миссии THEMIS (THA, THD и THE) пролетали насквозь дневную магнитосферу и выявили ступенчатый характер изменений частоты волны от L-оболочки. Геостационарные спутники GOES 13 и 15 (G13 и G15) измерили одночастотные колебания в широком азимутальном секторе (по всей дневной магнитосфере) на L=6.6–6.8.

Обнаруженная волна является второй гармоникой альфвеновской волны, как мы выяснили после сравнения ее частоты с вычисленными собственными частотами альфвеновской волны для дипольной модели магнитосферы [Klimushkin et al., 2004]. Наблюдаемая и вычисленная частоты лучше всего согласуются при средней массе ионов $m_i$=1.5 а.е.м. во время первого витка и $m_i$=1 а.е.м. во время второго. Уменьшение $m_i$ между витками приводит к увеличению частоты волны и, вероятно, вызвано распадом кислородного тора после магнитной бури [Nosé et al., 2018].

Первые колебания, зарегистрированные VAP-B в 10:00 UT 25 февраля 2014 г., опередили увеличение *AE*-индекса на ~28 мин, т. е. волна появилась до того, как инжектированные суббурей частицы достигли внутренней магнитосферы (рис. 2). Спутник G15, который находился в этот момент на ночной стороне, зафиксировал компрессионный импульс, сопровождавший суббуревую инжекцию, через ~22 мин после обнаружения волны. Несколько суббуревых инжекций, происходивших на фоне волны, не оказали какого-либо заметного эффекта на ее характеристики.

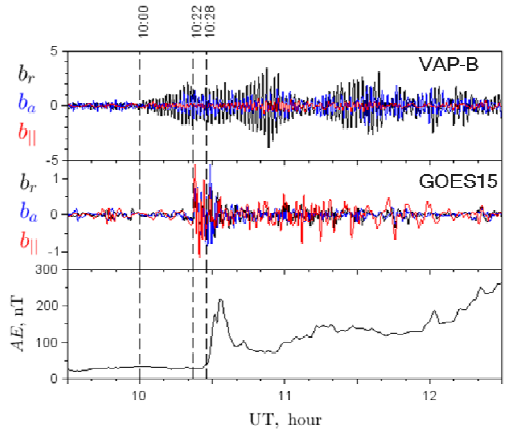



*Рис. 2.* Первое появление волны в измерениях магнитного поля спутника VAP-B, компрессионный импульс на ночной стороне по наблюдениям G15 и *AE*-индекс с 09:30 до 12:30 UT 25 февраля. Черная, синяя и красная кривые обозначают радиальную $b_r$, азимутальную $b_a$ и продольную $b_{||}$ компоненты магнитного поля, соответственно

Причем последняя суббуревая инжекция из этой последовательности произошла около 02:00 UT 26 февраля, когда уже никакие волны не наблюдались. С другой стороны, поздняя фаза восстановления магнитной бури связана с заполнением плазмосферы и восстановлением кольцевого тока — продолжительными процессами, ведущими к изменению параметров плазмы. Эти изменения хорошо коррелируют с поведением волны.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По данным потоков заряженных частиц было определено, что волна находилась в баунс-дрейфовом резонансе с протонами 100±20 кэВ, распространялась на запад и имела $m$=–210, что подтверждается вычислениями из теории резонанса и из измерений с помощью эффекта конечного ларморовского радиуса [Rubtsov et al., 2021].

Рассмотренный уникальный случай помог понять роль суббуревых инжекций в генерации УНЧ-волн путем сравнения измерений до и после начала суббури. Удивительно, но мы не обнаружили изменений параметров волны, связанных с суббуревой инжекцией. В результате, мы пришли к выводу, что возбуждение волны и ее параметры зависели от восстановления магнитосферы после магнитной бури. Это заключение согласуется с предыдущими исследованиями, в которых волны наблюдались на фоне фазы восстановления магнитной бури, но при полном отсутствии суббурь (например, [Takahashi et al., 2018]).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Климушкин Д.Ю., Магер П.Н., Члепанов М.А., Костарев Д.В. Взаимодействие длиннопериодных УНЧ-волн и заряженных частиц в магнитосфере: теория и наблюдения (обзор). *Солнечно-земная физика*. 2021. Т. 7, № 4. С. 35–69.

Angelopoulos V. The THEMIS mission. *Space Sci. Rev*. 2008. Vol. 141. P. 5–34.

Dungey J.W. Electrodynamics of th Outer Atmosphere. University Park: The Pennsylvania State University, 1954. 52 p.

Klimushkin D.Yu., Mager P.N., Glassmeier K.H. Toroidal and poloidal Alfvén waves with arbitrary azimuthal wave numbers in a finite pressure plasma in the Earth's magnetosphere. *Ann. Geophys*. 2004. Vol. 22. P. 267–287.

Mauk B.H., Fox N.J., Kanekal S.G., et al. Science objectives and rationale for the radiation belt storm probes mission. *Space Sci. Rev*. 2013. Vol. 179. P. 3–27.

McPherron R.L. Magnetic pulsations: Their sources and relation to solar wind and geomagnetic activity. *Surveys in Geophysics*. 2005. Vol. 26. P. 545–592.

Nosé M., Matsuoka A., Kumamoto A., et al. Longitudinal Structure of Oxygen Torus in the Inner Magnetosphere: Simultaneous Observations by Arase and Van Allen Probe A. *Geophys. Res. Lett*. 2018. Vol. 45, no. 19. P. 10177–10184.

Rubtsov A.V., Agapitov O.V., Mager P.N., et al. Drift Resonance of Compressional ULF Waves and Substorm-Injected Protons From Multipoint THEMIS Measurements. *J. Geophys. Res.: Space Phys*. 2018. Vol. 123, no. 11. P. 9406–9419.

Rubtsov A.V., Mikhailova O.S., Mager P.N., et al. Multispacecraft Observation of the Presubstorm Long-Lasting Poloidal ULF Wave. *Geophys. Res. Lett*. 2021. Vol. 48, no. 23. e2021GL096182.

Southwood D.J., Dungey J.W., Etherington R.J. Bounce resonant interaction between pulsations and trapped particles. *Planet. Space Sci*. 1969. Vol. 17. P. 349–361.

Takahashi K., Oimatsu S., Nosé M., et al. Van Allen Probes Observations of Second Harmonic Poloidal Standing Alfvén Waves. *J. Geophys. Res.: Space Phys*. 2018. Vol. 123. P. 611–637.

УДК 550.3, 530.182, 533.951

# КОРРЕЛЯЦИЯ МЕЖДУ ПОТЕНЦИАЛОМ ИСКУССТВЕННОГО СПУТНИКА ЗЕМЛИ И ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРОЙ В ИОНОСФЕРЕ

**А.О. Рябов, В.Л. Фролов**

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия
RyabovAlOl@yandex.ru

# CORRELATION BETWEEN THE POTENTIAL OF AN ARTIFICIAL EARTH SATELLITE AND THE ELECTRON TEMPERATURE IN THE IONOSPHERE

**A.O. Ryabov, V.L. Frolov**

Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod, Nizhny Novgorod, Russia
RyabovAlOl@yandex.ru

**Аннотация.** Представлен детальный разбор связи между потенциалом искусственного спутника Земли и температурой электронов в F2-слое ионосферы. Рассматриваются результаты экспериментов, выполненных по программе СУРА-DEMETER. Проводится анализ, в каких ситуациях связь между потенциалом корпуса спутника и температурой электронов наибольшая.

**Ключевые слова:** ионосфера, температура электронов, потенциал искусственного спутника Земли.

**Abstract.** The relationship between the potential of an artificial Earth satellite and electron temperature in the ionospheric F2-layer is analyzed. The results of experiments performed under the SURA-DEMETER program are considered. We analyze in which situations the relationship between the potential of the satellite and the electron temperature is the greatest.

**Keywords:** ionosphere, electron temperature, artificial Earth satellite potential.

## ВВЕДЕНИЕ

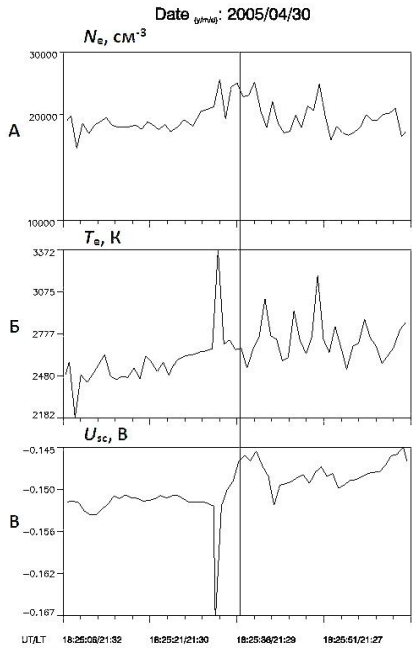
Как было отмечено в ряде работ [Фролов и др., 2018; Рябов, Фролов, 2019а, б], в рамках опытов по модификации F2-области ионосферы воздействием наземного стенда «Сура» регистрируется взаимосвязь между температурой электронов и потенциалом искусственного спутника Земли (ИСЗ). Интересна практически полная корреляция этих характеристик в областях с развитой искусственной ионосферной турбулентностью (ИИТ), когда с ростом $T_e$ потенциал $U_{sc}$ уменьшался и наоборот. Данная работа посвящена более детальному анализу связи между $T_e$ и $U_{sc}$ [Рябов, Фролов, 2019в, 2020]. В рамках данного раздела использовались данные, полученные по программе «Сура»-DEMETER [Рябов, 2018; Белов и др., 2012]. Важно понимать, что под потенциалом ИСЗ в спутниковых измерениях понимается разность потенциалов, измеренная между ленгмюровским зондом и оболочкой спутника [Смирнова, 2008; Pedersen, 1984]. С потенциалом плазмы потенциал спутника $U_{sc}$ связан соотношением $U_{sc}=U_1-U_2$, где $U_1$ — разность между потенциалом зонда и потенциалом плазмы в месте расположения зонда, $U_2$ — разность между потенциалом плазмы и потенциалом спутника.

В последние годы к изучению потенциала спутника проявляется все больший научный интерес, хотя раньше потенциал спутника считался сугубо техническим параметром. Например, благодаря новой методике [Escoubet, 1997; Торкар, 1999] стало возможным определение концентрации окружающей плазмы на основе измерений потенциала в магнитосфере на ISEE-1 и других спутниках, что дает новые ресурсы для исследований плазменных характеристик.

## ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Теоретическое представление о связи между температурой электронов и потенциалом спутника подробно освещено в следующей работе [Рябов, Фролов, 2019а].

В данной работе будет подробно разобрана статистическая взаимосвязь между этими величинами и приведено обоснование полученных результатов. В рамках программы «Сура»-DEMETER (подробно о данных экспериментах можно прочитать в статьях [Рябов, 2017а, б]) было продемонстрировано, что в случае возникновения заметной искусственной ионосферной турбулентности наблюдается заметная связь (рисунок) между $T_e$ и $U_{sc}$.




Концентрация электронов (верхняя панель), температура электронов (средняя), потенциал спутника (нижняя). По оси абсцисс отложено время, вертикальной чертой обозначен момент $T^*$=18:25:37 UT 30 апреля 2005 г. максимального сближения спутника с центром возмущенной области (ВО)

Расчет коэффициента корреляции $T_e$ и $U_{sc}$. СКО — среднеквадратичное отклонение

| Наличие ИИН | | Отсутствие ИИН | | Контрольные дни | |
|---|---|---|---|---|---|
| Дата | *r* | Дата | *r* | Дата | *r* |
| 30.04.2005 | 0.79 | 25.05.2005 | 0.51 | 20.08.2005 | 0.2 |
| 17.05.2006 | 0.81 | 13.08.2005 | 0.33 | 19.08.2006 | 0.23 |
| 12.05.2008 | 0.37 | 05.09.2005 | 0.02 | 02.09.2006 | 0.27 |
| 28.05.2008 | 0.55 | 20.05.2006 | 0.45 | 07.04.2007 | 0.23 |
| 27.08.2009 | 0.73 | 24.08.2006 | 0.03 | 20.04.2007 | 0.32 |
| 18.04.2010 | 0.68 | 05.04.2007 | 0.49 | 20.08.2007 | –0.05 |
| 14.05.2010 | 0.63 | 07.05.2007 | 0.39 | 15.05.2008 | 0.15 |
| 27.05.2010 | 0.61 | 24.08.2007 | 0.27 | 09.06.2008 | 0.15 |
| 18.09.2010 | 0.48 | 30.08.2007 | 0.43 | 21.08.2009 | 0.18 |
| | | 31.05.2008 | 0.42 | 02.05.2010 | –0.04 |
| | | 28.04.2010 | 0.62 | | |
| | | 24.05.2010 | 0.4 | | |
| | | 19.06.2010 | 0.43 | | |
| <*r*>=0.63, СКО=0.14 | | <*r*>=0.37, СКО=0.15 | | <*r*>=0.16, СКО=0.12 | |

Был проведен анализ сеансов, в рамках которых наблюдалось возбуждение ионосферы посредством нагрева мощным коротковолновым излучением стенда «Сура». Был проведен также анализ сеансов по нагреву, в которых генерация искусственных ионосферных неоднородностей (ИИН) не наблюдалась. Третья группа экпериментов стала контрольной — когда стенд «Сура» не работал. Для сеансов всех трех групп были рассчитаны корреляции между $T_e$ и $U_{sc}$. Результаты приведены в таблице.

Сеансы анализировались на предмет наличия взаимосвязи между $T_e$ и $U_{sc}$, причем наибольший интерес представляет их соответствие в возмущенной области ионосферы. Была посчитана корреляция между изменениями $T_e$ и $U_{sc}$ для девяти рассматриваемых сеансов. Средний коэффициент корреляции для девяти сеансов, когда была включена «Сура» и наблюдалась генерация ИИН, оказался равен <*r*>=0.63, что подтверждает существование взаимосвязи между электронной температурой и потенциалом спутника. В то же время стоит обратить внимание, что коэффициент корреляции далек от 1. Для 13 сеансов, когда «Сура» была включена, но заметные ИИН не регистрировались, средний коэффициент корреляции <*r*>=0.37. Таким образом, можно сделать вывод о том, что в тех случаях, когда наблюдались заметные искусственные ионосферные неоднородности, взаимосвязь вариаций $T_e$ и $U_{sc}$ оказалась заметно выше. В случае контрольных сеансов средний коэффициент корреляции оказался заметно ниже: <*r*>=0.16, однако заметно выше нуля, что свидетельствует о том, что некоторая связь между электронной температурой и потенциалом спутника имеет место и в естественных условиях.

Серия измерений, когда «Сура» работала, но не были зарегистрированы ИИН, отличается от холостой группы тем, что в ряде случаев нерезультативных сеансов нагрева ионосферы заметные вариации не были зарегистрированы из-за ограниченных возможностей аппаратуры, поэтому нельзя однозначно говорить об отсутствии возбуждения ионосферы радиоволнами стенда. В случае же контрольной группы отсутствие нагрева однозначно указывает на то, что возмущение ионосферы носит только естественный характер. Поэтому сеансы этих двух групп принципиально отличны друг от друга.

Полученные данные позволяют сделать вывод о том, что корреляция между $T_e$ и $U_{sc}$ наиболее сильна в случае наличия ИИН. В противном же случае эта связь значительно меньше.

Взаимосвязь между $T_e$ и $U_{sc}$, помимо фундаментального, имеет еще и важное прикладное значение. В некоторых сеансах уровень шумов на графиках концентрации и температуры электронов слишком высок, что осложняет достоверное определение наличия искусственных ионосферных неоднородно-

стей. В таких ситуациях способом верификации наблюдаемых явлений может служить появление вариаций в значениях потенциала спутника. Кроме того, в случае спутника DEMETER потенциал спутника измеряется с большим разрешением (1 измерение в 100 мс), чем концентрация и температура электронов (1 измерение в 1 с), что позволяет более точно определить размеры областей ИИН.

Рябовым А.О. работа выполнена по проекту № 0729-2020-0057 в рамках базовой части Государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ. Работа Фролова В.Л. в части исследования особенностей высыпаний высокоэнергичных электронов выполнялась в рамках научного проекта РНФ № 21-12-00385.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Белов А.С., Марков Г.А., Рябов А.О., Парро М. Возмущение ионосферно-магнитосферных связей мощным ОНЧ-излучением наземных передатчиков. *ЖЭТФ*. 2012. Т. 142, № 6. С. 1246–1252.

Новиков Л.С. *Взаимодействие космических аппаратов с окружающей плазмой*. М.: Университетская книга, 2006. 120 с.

Рябов А.О. Поляризационные характеристики низкочастотных волн, наблюдаемых в ионосфере. Пятнадцатая Всероссийская открытая конференция «Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса». *Тезисы докладов. Институт космических исследований РАН*. 2017а. С. 431.

Рябов А.О. Поляризационные характеристики КНЧ/СНЧ-волн, наблюдаемых во внешней ионосфере при воздействии мощным наземным КВ-радиоизлучением. *Международная Байкальская молодежная научная школа по фундаментальной физике. Тезисы докладов XV Конференции молодых ученых*. 2017б. С. 92.

Рябов, А.О. Определение ионного состава внешней ионосферы на основе характеристик КНЧ-СНЧ-волн, регистрируемых во время работы стенда «Сура». *Физика плазмы*. 2018. Т. 44, № 11. С. 916–921.

Рябов А.О., Фролов В.Л. Связь между потенциалом искусственного спутника Земли и температурой электронов в верхней ионосфере. *Изв. вузов. Радиофизика*. 2019а. Т. 62, № 10. С. 736–746.

Рябов А.О., Фролов В.Л. Анализ взаимосвязи между потенциалом искусственного спутника Земли и температурой элеткронов в верхней ионосфере. *Конференция «Распространение радиоволн – 26»: Труды*. 2019б. Том II. С. 71–74.

Рябов А.О., Фролов В.Л. Исследование взаимосвязи между потенциалом искусственного спутника Земли и температурой электронов в верхней ионосфере. *«Международная Байкальская молодежная научная школа по фундаментальной физике»: Труды*. 2019в. С. 207–209.

Рябов А.О., Фролов В.Л. Взаимосвязь между потенциалом искусственного спутника Земли и температурой электронов в верхней ионосфере. *Радиофизика, фотоника и исследование свойств вещества*. 2020. С. 44–45.

Смирнова Н. Ф., Станев Г. Определение плотности фотоэлектронного тока на основе сопоставления измерений потенциала спутника «ИНТЕРБОЛ-2» относительно плазмы зондовыми приборами ИЭСП-2 и КМ-7. *Солнечно-земная физика*. 2008. Т. 1, вып. 12. С. 186–189.

Торкар К. Измерения электрического потенциала спутника ИНТЕРБОЛ-2 относительно плазмы и основанное на нем определение концентрации электронов. *Космические исследования*. 1999. Т. 37, № 6. С. 644–653.

Фролов В.Л., Лукьянова Р.Ю., Белов А.С. и др. Характеристики плазменных возмущений, возбуждаемых на высотах 450–500 км при работе стенда «Сура». *Изв. вузов. Радиофизика*. 2018. Т. 61, № 5. С. 359–373.

Escoubet C.P. Density in the magnetosphere inferred from ISEE-1 spacecraft potential. *J. Geophys. Res*. 1997. Vol. 102. P. 17595–17609.

Pedersen A. Quasistatic electric field measurements with spherical double probes on the GEOS and ISEE satellites. *Space Sci. Rev*. 1984. Vol. 37. P. 269–312.

УДК 550.388

# ПЕРИОДЫ ПЛАНЕТАРНЫХ ВОЛН ВО ВРЕМЕННЫХ ВАРИАЦИЯХ $f_0$F2 ПО ДАННЫМ ИОНОЗОНДА ВАРШАВА ВО ВРЕМЯ ЗИМ 2014–2019 гг.

**С.А. Рябова**

[1]Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, Москва, Россия
[2]Институт динамики геосфер им. академика М.А. Садовского РАН, Москва, Россия
riabovasa@mail.ru

# PLANETARY WAVE PERIODS IN $f_0$F2 TIME VARIATIONS BASED ON DATA OBTAINED BY WARSAW IONOSONDE IN WINTERS OF 2014–2019

**S.A. Ryabova**

[1]Schmidt Institute of Physics of the Earth of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
[2]Sadovsky Institute of Geosphere Dynamics of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
riabovasa@mail.ru

**Аннотация.** В работе представлены результаты анализа вариаций критической частоты F2-слоя, полученные для зимних периодов 2014–2019 гг. Данные были получены при высотно-частотном зондировании ионосферы, выполненном Центром космических исследований Польской академии наук (Польша, Варшава) с помощью ионозонда VISRC2. Результаты спектрального анализа, выполненного на основе непрерывного вейвлет-преобразования и преобразования Фурье, показали, что в спектрах временных вариаций в диапазоне планетарных волн в зимний период присутствуют как гармоники, связанные с солнечной активностью, так и гармоники, соответствующие планетарным волнам.

**Ключевые слова:** планетарные волны, критическая частота, F2-слой ионосферы, спектр.

**Abstract.** This paper presents the results of analysis of variations in the critical frequency of the F2 layer obtained in winters of 2014–2019. The data were obtained during high-altitude-frequency sounding of the ionosphere performed by the Space Research Center of the Polish Academy of Sciences (Warsaw, Poland) using the VISRC2 ionosonde. The results of the spectral analysis performed using the continuous wavelet transform and the Fourier transform showed that the spectra of time variations in the range of planetary waves in winter contain harmonics associated with solar activity and harmonics corresponding to planetary waves.

**Keywords:** planetary waves, critical frequency, F2 layer of the ionosphere, spectrum.

## ВВЕДЕНИЕ

Ионосфера подвержена многим вариациям. Изменения освещенности атмосферы Солнцем в течение суток или года приводят к возникновению суточных и годовых вариаций соответственно [Шалимов, 2018; Rishbath, Garriott, 1969].

Типичные для планетарных волн периоды (близкие к периодам 2, 5, 10 и 16 сут) были сначала обнаружены в вариациях ионосферного поглощения радиоволн (D-область), которые ассоциировались с одновременными 5-суточными волнами в стратосфере [Frazer, 1977].

Результаты исследований [Forbes, Leveroni, 1992; Forbes, Zhang, 1997] в целом подтверждают подобие спектров возмущений (в диапазоне периодов планетарных волн) в атмосфере и различных ионосферных слоях. Вместе с тем было обращено внимание и на возможность проникновения этих возмущений на высоту более 100 км [Deng et al., 1997; Hagan et al., 1993].

В настоящей работе анализируются результаты высотно-частотного зондирования ионосферы, выполненного Центром космических исследований Польской академии наук (Польша, Варшава) во время зим 2014–2019 гг.

## ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

В настоящей работе в качестве характеристики ионосферы использовались результаты определения критической частоты F2-слоя на основе анализа ионограмм, полученных Центром космических исследований Польской академии наук в ходе высотно-частотного зондирования ионосферы в Варшаве (ионозонд VISRC2) [http://www.rwc.cbk.waw.pl].

Технические характеристики ионозонда: мощность 10 кВт, длительность импульса 100 мс, период дискретизации 5 мкс, разрешение по частоте 25 Гц, аппаратное разделение обыкновенной и необыкновенной компонент. Зондирование выполняется каждые 15 мин. Географические координаты ионозонда: 52.21° N, 21.06° E.

Ионограммы регистрируют следы отражений высокочастотных импульсных радиосигналов, генерируемых ионозондами, от различных слоев ионосферы. Наиболее высокая частота отражения от какого-либо ионосферного слоя при вертикальном зондировании называется критической частотой этого слоя.

С 2008 г. ионозонд VISRC2 снабжен программой автоматической обработки данных Autoscala [Enell et al., 2016], обеспечивающей получение основных ионосферных параметров каждые 15 мин.

При проведении настоящих исследований в процессе анализа экспериментальных данных каждая ионограмма подвергалась ручной обработке и интерпретации по методике URSI [Руководство…, 1977]. Следует отметить, что определение ионосферных характеристик, в том числе критической частоты F2-слоя, часто затруднено. При анализе ионограмм отсутствие измерений или сомнительность в правильности определения характеристики помечается в соответствии с принятыми обозначениями [Wakai et al., 1987].

В результате обработки ионограмм были сформированы неэквидистантные цифровые ряды значе-

ний критической частоты F2-слоя с дискретизацией 15 мин.

С целью получения информации о частотном составе исследуемых цифровых рядов в настоящей работе использовался спектральный анализ.

При выполнении спектрального оценивания мы не смогли применить хорошо зарекомендовавший себя при анализе спектров на частотах, близких к планетарным волнам, параметрический метод на основе авторегрессионной модели [Riabova, Shalimov, 2020; Рябова, Шалимов, 2021а], поскольку этот метод применяется только к эквидистантным рядам.

В рамках настоящих исследований применяется метод спектрального оценивания неэквидистантных рядов, предложенный Ломбом [Lomb, 1976] и впоследствии модернизированный Скарглом [Scargle, 1982]. В основе метода Ломба — Скаргла лежит аппроксимация методом наименьших квадратов (МНК-аппроксимация) сигнала гармоническими функциями [Рябова, Шалимов, 2021б]. Отличительной особенностью метода является то, что оценка данных происходит по самим точкам отсчетов, а не по временным промежуткам, что позволяет сигналу иметь переменный шаг дискретизации.

Кроме того, временные ряды анализировались с помощью непрерывного вейвлет-преобразования. Непрерывное вейвлет-преобразование определяется как свертка сигнала с масштабированной и преобразованной версией вейвлет-функции. Изменяя масштаб вейвлета и перемещая по локализованному времени, можно построить картину, показывающую как амплитуду любого признака в зависимости от масштаба, так и изменение этой амплитуды со временем [Riabova, 2018]. В настоящей работе в качестве базисного вейвлета используется вейвлет Морле.

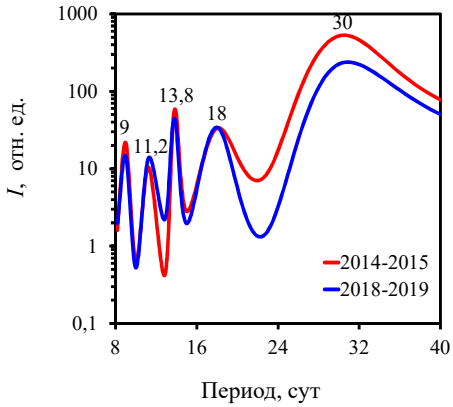
## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На первом этапе было выполнено сопоставление спектров геомагнитных вариаций, полученных методом Ломба—Скаргла (в том числе с искусственно созданным длинным пропуском данных) и параметрическим методом на основе авторегрессионной модели. В результате тестирования было установлено, что спектры, полученные разными методами, практически совпадают.

Остановимся подробнее на спектрах временных вариаций критической частоты F2-слоя ($f_o$F2), полученных с применением метода Ломба—Скаргла.

На рисунке приведены фрагменты спектров вариаций критической частоты F2-слоя для зимних периодов 2018–2019 гг. и 2014–2015 гг.

Спектральный анализ цифрового ряда значений $f_o$F2 за зимний период 2018–2019 гг. выявил следующие спектральные пики: пик (~30 сут), соответствующий 27-суточной периодичности; пики с периодами ~13.8 и 9 сут, обусловленные 27-суточными гармониками; пики с периодами ~18 и 11.2 сут, соответствующие квази-16-дневной и квази-10-дневной планетарным волнам. Аналогичные результаты были получены при спектральном анализе временных вариаций $f_o$F2 за период с декабря 2014 г. по февраль 2015 г.




Периодограммы вариаций $f_o$F2, определенных по ионограммам, полученным с помощью ионозонда VISRC2 в Варшаве во время зим 2014–2015 и 2018–2019 гг., в диапазоне периодов от 8 до 40 сут

В отличие от спектра за зимний период 2018–2019 гг. в спектре за зимний период 2014–2015 гг. пики, соответствующие 27-суточной периодичности и ее гармоникам, проявляются ярче. Как и в случае спектров вариаций горизонтальной компоненты геомагнитного поля, интенсивность спектральных пиков квази-16-дневной и квази-10-дневной планетарных волн не зависит от солнечной активности.

В целом результаты спектрального анализа, выполненного на основе непрерывного вейвлет-преобразования и фурье-преобразования, показали, что временные вариации $f_o$F2 демонстрируют наличие волновых процессов с периодом порядка 5–6 сут, а также более длительных — с периодом ~10–13 и 23–30 сут. В спектрах присутствуют как гармоники, связанные с солнечной активностью, так и гармоники, соответствующие планетарным волнам Россби.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании представленных результатов можно сделать следующие выводы. Помимо гармоник, обусловленных воздействием Солнца, во временном поведении $f_o$F2 проявляются периоды вариаций длительностью примерно 15–16, 10–11 и 5–6 сут. Эти результаты подтверждают аналогичные выводы в работах других авторов [Тимченко и др. 2021; Apostolov, Altadill, 1996]. Отметим также, что такие периоды вариаций соответствуют периодам планетарных волн Россби, которые возбуждаются в нижней атмосфере.

Появление вариаций плотности плазмы с периодом 5-, 10- и 16-суточных волн в верхней ионосфере представляется необъяснимым, если учесть, что моделирование распространения планетарных волн в верхнюю атмосферу [Hagan et al., 1993] и эксперимент [Deng et al., 1997] показывают невозможность проникновения этих возмущений существенно выше 100 км. Однако можно предположить, что проявление этих волн обусловлено модуляцией планетарными волнами распространяющихся в верхнюю ионосферу приливов. Стоит отметить, что подобный механизм был предложен для объяснения модуляции приливов 10-суточной планетарной волной [Lawrence, Jarvis, 2001].

Экспериментальные исследования выполнены в рамках государственного задания ИДГ РАН № 1220329000185-5 «Проявление процессов природного и техногенного происхождения в геофизических полях», интерпретация результатов выполнена в рамках государственного задания ИФЗ РАН.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Адушкин В.В., Рябова С.А., Спивак А.А. *Геомагнитные эффекты природных и техногенных процессов*. М.: ГЕОС, 2021. 264 с.

Руководство URSI по интерпретации и обработке ионограмм / Под редакцией П.В. Медниковой. М.: Наука. 1977. 342 с.

Рябова С.А., Шалимов С.Л. О геомагнитных вариациях, наблюдаемых на поверхности Земли в диапазоне периодов планетарных волн. *Физика Земли*. 2021а. № 1. С. 51–60.

Рябова С.А., Шалимов С.Л. О вариациях параметров плазмы ионосферы, наблюдаемых посредством ионозонда и на магнитной станции в диапазоне периодов планетарных волн. *Физика Земли*. 2021б. № 6. С. 122–130.

Тимченко А.В., Бессараб Ф.С., Кореньков Ю. Н. и др. Особенности вариаций критической частоты F2-слоя во время внезапных стратосферных потеплений 1966–2009 гг. по данным станций Калининград и Иркутск. *Геомагнетизм и аэрономия*. 2021. Т. 61, № 1. С. 94–102.

Шалимов С.Л. *Атмосферные волны в плазме ионосферы*. М.: ИФЗ РАН. 2018. 390 с.

Apostolov E.M., Altadill D. Ten periodic bands of $f_o$F2 quasi-periodic oscillations from 2 to 35 days. *Bulgarian Geophys. J*. 1996. Vol. 21, no. 3. P. 20–24.

Deng W., Salah J.E., Clar R.R., et al. Coordinated global radar observations of tidal and planetary waves in the mesosphere and lower thermosphere during January 20–30, 1993. *J. Geophys. Res*. 1997. Vol. 102, no. A4. P. 7307–7318.

Enell C-F., Kozlovsky A., Turunen T., et al. Comparison between manual scaling and Autoscala automatic scaling applied to Sodankylä Geophysical Observatory ionograms. *Geoscientific Instrumentation, Methods and Data Systems*. 2016. Vol. 5. P. 53–64. DOI: 10.5194/gi-5-53-2016.

Forbes J.M., Leveroni S. Quasi 16-day oscillation of the ionosphere. *Geophys. Res. Lett*. 1992. Vol. 19. P. 981–984.

Forbes J.M., Zhang X. Quasi 2-day oscillation of the ionosphere: a statistical study. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys*. 1997. Vol. 59. P. 1025–1034.

Fraser G. The 5-day wave and ionospheric absorption. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys*. 1977. Vol. 39. P. 121–124.

Hagan M.E., Forbes J.M., Vial F. Numerical investigation of the propagation of the quasi-two-day wave into the lower thermosphere. *J. Geophys. Res*. 1993. Vol. 98. P. 23193–23205.

Lomb N.R. Least-squares frequency analysis of unequally spaced data. *Astrophys. Space Sci*. 1976. Vol. 39. P. 447–462.

Riabova S. Application of wavelet analysis to the analysis of geomagnetic field variations. *J. Phys.: Conf. Ser*. 2018. Vol. 1141. 012146. DOI: 10.1088/1742-6596/1141/1/012146.

Riabova S.A., Shalimov S.L. Features of geomagnetic variations in the period range from 12 to 17 days according to the Mikhnevo Observatory. *Proc. SPIE. Vol. 11560: 26th International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics, Atmospheric Physics, 115607J (12 November 2020).* DOI: 10.1117/12.2575699.

Rishbath H., Garriott O.K. Introduction to Ionospheric Physics. *Academic press*. 1969. 304 p.

Scargle J.D. Studies in astronomical time series analysis II. Statistical aspects of spectral analysis of unevenly sampled data. *Astrophys. J*. 1982. Vol. 263. P. 835–853.

Wakai N., Ohyama H., Koizumi T. Manual of ionogram scaling: 3rd edition. Japan: Radio Research Laboratory, Ministry of Posts and Telecommunications, 1987. 119 p.

URL: http://www.rwc.cbk.waw.pl (дата обращения 10 мая 2022 г.).

УДК 551.515.6

# АНАЛИЗ СУХИХ ГРОЗ ПО ДАННЫМ WWLLN

**Ф.Г. Сарафанов, А.П. Попыкина, Н.В. Ильин**

Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия
sfg180@yandex.ru

# ANALYSIS OF DRY THUNDERSTORMS ACCORDING TO WWLLN DATA

**F.G. Sarafanov, A.P. Popykina, N.V. Ilyin**

Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod, Nizhny Novgorod, Russia
sfg180@yandex.ru

**Аннотация.** В работе рассматривается статистика гроз по данным WWLLN за последние несколько лет. Найден эффект смещения максимума распределения энергий разрядов в сухих грозах. Обсуждаются возможные физические механизмы, обусловливающие наблюдаемое различие.

**Ключевые слова:** сухие грозы, лесные пожары, грозопеле.

**Abstract.** In this paper, we consider the statistics of thunderstorms according to the WWLLN data for the last few years. The effect of shifting the maximum distribution of discharge energies in dry thunderstorms has been found. Possible physical mechanisms responsible for the observed difference are discussed.

**Keywords:** dry thunderstorms, wildfires, lightning detection.

## ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время во всем мире все более актуальной становится проблема лесных пожаров. Их количество имеет тенденцию к росту. Например, с 1983 г. в США площадь, затронутая лесными пожарами, ежегодно возрастает, что связывают с изменением климата вследствие глобального потепления [Westerling, 2016].

В ряде исследований также предполагается существенная связь глобальной молниевой активности с процессом глобального потепления. Физически рост грозовой активности может быть спровоцирован ускорением процессов разделения заряда в атмосфере в условиях повышения конвекции и содержания влаги, которые связаны с глобальным потеплением [Price, Rind, 1990]. Логично предположить, что существуют физические причины, связывающие рост числа лесных пожаров с увеличением грозовой активности [Mueller et al., 2020].

Одним из известных механизмов связи грозовой активности и вероятности развития лесных пожаров является поджог лесов сильными многокомпонентными разрядами молний во время сухих гроз [Rorig et al., 2007]. В данной работе проводится попытка выделить предположительно сухие грозы из данных мировой сети грозопеленгации WWLLN, архивов погоды и краткосрочных прогнозов компьютерной модели погоды WRF и уточнить их свойства.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ДАННЫХ

Для получения необходимой статистики был рассмотрен доступный для исследования ряд данных мировой грозопеленгационной сети WWLLN в пределах Нижегородской области (54–57° N, 41–46° E) за 2019–2021 гг. По данным метеостанций было выделено 20 сухих гроз: три в 2019, четыре в 2020 и десять в 2021 г. За этот период WWLLN зарегистрировала 36247 вертикальных разрядов во время сухих гроз и 115170 разрядов за весь период наблюдений.

Во время сухих гроз, для которых наблюдения на метеостанции совпали с регистрируемой WWLLN грозовой активностью, наблюдается повышенная температура вблизи поверхности Земли, что подтверждается краткосрочными прогнозами WRF, рассчитываемыми на сетке 240×240 км с начальными данными GFS в пределах области. Пример распределения температур во время сухой грозы 14 июля 2021 г. приведен на рис. 1.

На основе вышеприведенных рядов данных был получен интересный результат по распределению энергий разрядов молнии. Средняя энергия молнии во время сухой грозы (937 кДж) оказалась почти вдвое выше средней энергии молнии в целом (480 кДж), что отражено в изменении распределения количества разрядов с заданными энергиями на рис. 2.

Одно из возможных объяснений повышения средней энергии разрядов может основываться на разнице основных параметров обычных и сухих гроза. В первую очередь это температура вблизи поверхности, особенно высокая во время сухих гроз (27–32°). С одной стороны, высокая поверхностная температура означает увеличение вертикального градиента температуры и усиление процессов конвекции, что является одним из существенных факторов зарядки грозового облака [Mareev, Dementyeva, 2017].

С другой стороны, количество разрядов облако–Земля, которые регистрирует WWLLN и которые и интересны в контексте лесных пожаров, относительно количества внутриоблачных разрядов может меняться в зависимости от свойств подстилающей поверхности. Так, над океаном частота появления вертикальных разрядов в 2–3 раза ниже, чем над сушей, что обусловлено множеством качественных различий [Price, Asfur, 2006].

К таким различиям относится разное для суши и океана число вертикальных неоднородностей поверхности, на которых может стартовать встречный лидер, без которого вероятность пробоя разряда из облака до Земли существенно меньше. Возможно,

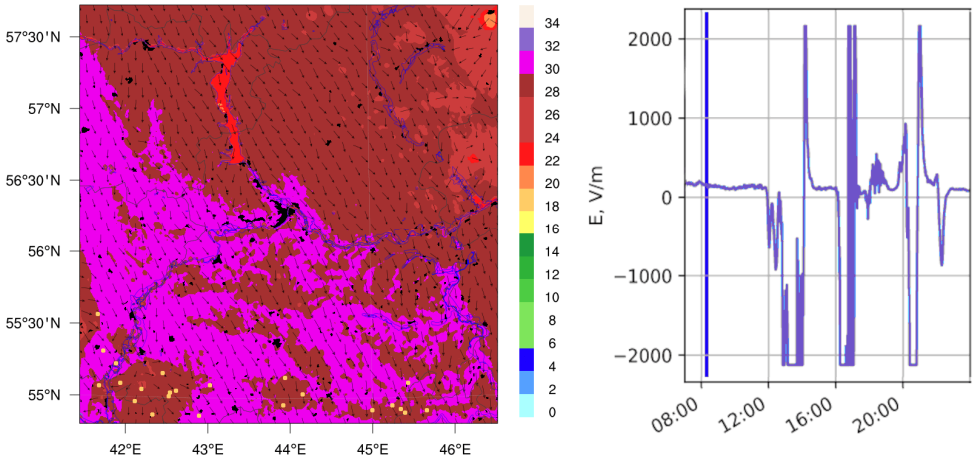



*Рис. 1*. Распределение температуры на уровне двух метров (WRF), разряды молний (WWLLN) и измерения электрического поля во время грозы 14 июля 2021 г.

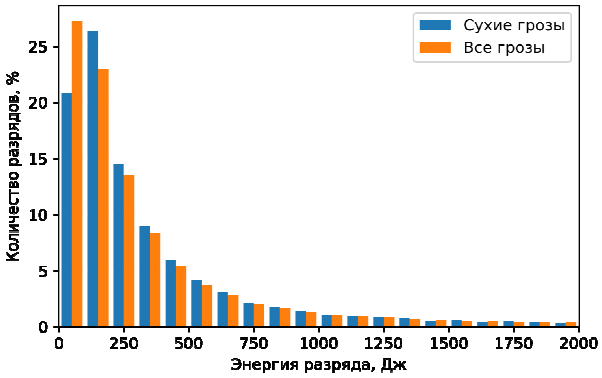



*Рис. 2*. Распределение энергий разрядов сухих гроз (синий цвет) и всех гроз (желтый цвет)

в случае сухих гроз свой вклад в вероятность формирования встречного лидера дает малая влажность поверхности и большее количество пылевых частиц в воздухе. В настоящее время в рамках данной работы начато детальное исследование возможных факторов сухих гроз, в том числе частоты развития сильных разрядов сухой и обычной гроз при прочих равных условиях.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках простого анализа данных мировых грозопеленгационных сетей и архивов фактических погодных данных выявлены простые закономерности в статистике грозовой активности во время сухих гроз: возросшая по сравнению со средней энергия разрядов сухих гроз, что является очередным подтверждением важности исследования связи сухих гроз с лесными пожарами. Дальнейшее развитие работы предполагает исследование возможных физических механизмов, приводящих к найденному расхождению средних энергий.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Mareev E.A., Dementyeva S.O. The role of turbulence in thunderstorm, snowstorm, and dust storm electrification. *J. Geophys. Res.: Atmos*. 2017. Vol. 122, no. 13. P. 6976–6988.

Mueller S., Thode A., Margolis E., et al. Climate relationships with increasing wildfire in the southwestern US from 1984 to 2015. *Forest Ecology and Management*. 2020. Vol. 460. 117861.

Price C., Asfur M. Can lightning observations be used as an indicator of upper-tropospheric water vapor variability? *Bull. Amer. Meteor. Soc*. 2006. Vol. 87. P. 291–298.

Price C., Rind D. The effect of global warming on lightning frequencies. *The AMS 16th Conference on Severe Storms and Atmospheric Electricity*. 1990. 19920045362.

Rorig M., McKay S., Ferguson S., Werth P. Predicting wildfire risk through dry thunderstorm potential. *J. Appl. Meteor. Climat*. 2007.

Westerling A.L. Increasing western US forest wildfire activity: sensitivity to changes in the timing of spring. *Phil. Trans. Roy. Soc*. 2016. Vol. 371, 20150178.

УДК 551.513

# КЛИМАТОЛОГИЯ ЭМИССИОННОГО СЛОЯ 557.7 НМ НАД ЮГОМ ВОСТОЧНОЙ СИБИРИ

**А.В. Саункин, Р.В. Васильев, О.С. Зоркальцева**

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия
saunkin@iszf.irk.ru

# CLIMATOLOGY OF EMISSIONS LAYER 557.7 nm OVER SOUTH-EAST SIBERIA

**A.V. Saunkin, R.V. Vasilyev, O.S. Zorkaltseva**

Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia
saunkin@iszf.irk.ru

**Аннотация.** Рассмотрены средние многолетние значения интенсивности эмиссии 557.7 нм и температуры воздуха в области мезопаузы над южными районами Восточной Сибири. Данные о температуре и эмиссии были получены радиометром SABER, установленным на борту спутника TIMED. Данные были собраны над пространственной областью диаметром 1400 км с центром над Геофизической обсерваторией ИСЗФ СО РАН (Торы, 52° N, 103° E). Годовой ход эмиссии 557.7 нм и температуры демонстрирует особенности в весенний и осенний период года, которые обсуждаются в работе.

**Ключевые слова:** SABER TIMED, интенсивность 557.7 нм, температура, мезопауза, лимбовый радиометр.

**Abstract.** We consider the average long-term values of the 557.7 nm emission intensity and air temperature in the mesopause region over the southern regions of Eastern Siberia. The temperature and emission data were obtained from the SABER radiometer aboard the TIMED satellite. The data were collected over a spatial area with a diameter of 1400 km centered on the Geophysical Observatory ISTP SB RAS (Tory, 52° N, 103° E). The annual behavior of the 557.7 nm emission and temperature demonstrates features in spring and autumn seasons. These features are under discussion.

**Keywords:** SABER TIMED, intensity 557.7nm, temperature, mesopause, limb-scanning radiometer.

## ВВЕДЕНИЕ

В работе проведен анализ многолетних (2002–2022 гг.) значений интенсивности свечения атомарного кислорода в линии 557.7 нм и ночной температуры в области мезопаузы, полученных с помощью радиометра SABER, установленного на платформе спутника TIMED [Russell et al., 1994]. Лимбовый радиометр SABER расположенный на спутниковой платформе TIMED проводит глобальные измерения параметров атмосферы методом сканирования лимба Земли с помощью 10-канального широкополосного инфракрасного радиометра, охватывающего спектральный диапазон 1.27–17 мкм. Эти измерения используются для получения вертикальных профилей кинетической температуры, давления, геопотенциальной высоты, плотности объемных соотношений $O_3$ (озон), интенсивности эмиссии для OH(гидроксил) и концентрации $O_2$ (мол. кислород). Высотный профиль интенсивности естественного зеленого свечения верхних слоев атмосферы рассчитывался с использованием высотного профиля концентрации атомарного кислорода. Более подробно методика сбора, пространственной фильтрации данных SABER и расчета интенсивности эмиссии 557.7 нм описана в работе [Saunkin et al., 2022].

## ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

В работе были использованы данные SABER версии [http://saber.gats-inc.com]. Для анализа были выбраны моменты времени, когда спутник вел наблюдения в районе диаметром 1400 км над с центром над Геофизической обсерваторией в Торах. Были рассмотрены профили SABER, полученные в 2002–2022 гг. при угле наклона Солнца от 159° до 75° относительно горизонта. Как было показано в [Saunkin et al., 2022], эмиссионный слой 557.7 нм охватывает высоты от 85 до 100 км, поэтому было проведено интегрирование интенсивности и температуры в пределах этих высот. Для оценки годового хода эмиссии и температуры были рассчитаны ежедневные средние значения параметров за все годы и их среднеквадратичные отклонения.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1 показан среднегодовой ход температуры мезопаузы над югом Сибири. Видно, что минимальные температуры наблюдаются в летний период года, а максимальные — в зимний. Заметим, что в январе наблюдается значительное понижение температуры мезопаузы, в феврале и первой половине марта температура практически не меняется и с начала апреля вновь происходит существенное понижение температуры воздуха. Переход с летнего на осенний режим выглядит более плавным, начиная с июня температура повышается.

На рис. 2 показаны средние многолетние значения эмиссии 557.7 нм. Минимальные значения наблюдаются в весенний и осенний периоды года, при переходе от весны к лету наблюдается резкий рост эмиссии и ее более плавное падение от лета к осени. Летом, очевидно, интенсивность эмиссии максимальна, однако разброс в данных велик, а количество измерений мало, что указывает на невысокую достоверность данных с июня по август.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В целом, годовой ход эмиссии 557.7нм и температуры мезопаузы над югом Восточной Сибири укладывается в общепринятые представления о поведении этих параметров над средними широтами [Брасье, Соломон, 1987]. Однако, отмеченная выше особенность ступенчатого падения температуры в зимне-весенний

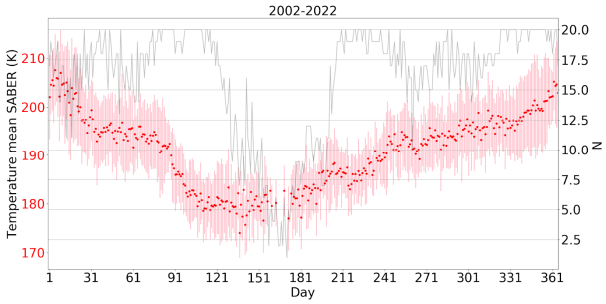



*Рис. 1.* Среднегодовая температура (красные точки), среднестатистическое отклонение температуры (красная кривая) и количество измерений для каждого дня (серая кривая) с 2002 по 2022 г.

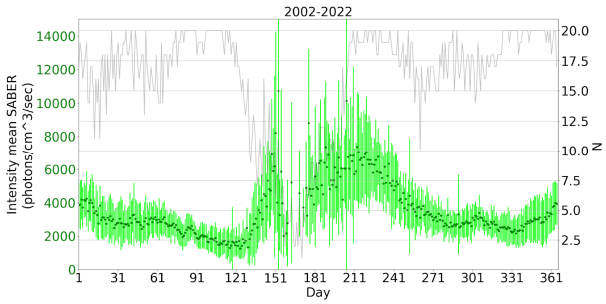



*Рис. 2.* Среднегодовая интенсивность (зеленые точки), среднестатистическое отклонение интенсивности (зеленая кривая) и количество измерений для каждого дня (серая кривая) в период с 2002 по 2022 г.

период года отличает годовой ход температуры мезопаузы над Восточной Сибирью от нормального. Разумно предположить, что данная особенность обусловлена влиянием нижележащих слоев атмосферы, в частности, для данного сезона характерна высокая повторяемость внезапных стратосферных потеплений, которые могли быть причиной замедления падения температуры.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России (субсидия № 075-ГЗ/Ц3569/278).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Брасье Г., Соломон С. *Аэрономия средней атмосферы. Химия и физика стратосферы и мезосферы*. Гидрометеоиздат, 1987. 413 с.

Gao H., Nee J.-B., Xu J. The emission of oxygen green line and density of O atom determined by using ISUAL and SABER measurements. *Ann. Geophys*. 2012. Vol. 30. P. 695–701. DOI: 10.5194/angeo-30-695-2012.

Mlynczak M.G., Hunt L.A., Mast J.C., et al. Atomic oxygen in the mesosphere and lower thermosphere derived from SABER: Algorithm theoretical basis and measurement uncertainty. *J. Geophys. Res. Atmos*. 2013. Vol. 118. P. 5724–5735. DOI: 10.1002.

Panka P.A., Kutepov A.A., Rezac, L., et al. Atomic oxygen retrieved from the SABER 2.0- and 1.6-μm radiances using new first-principles nighttime OH(v) model. *Geophys. Res. Lett*. 2018. Vol. 45. P. 5798–5803. DOI: 10.1029/2018gl077677.

Russell J.M., Mlynczak M.G., Gordley L.L. Overview of the sounding of the atmosphere using broadband emission radiometry (SABER) experiment for the thermosphere-ionsphere-mesosphere energetics and dynamics (TIMED) mission. *Proc. SPIE*. 1994, 2266, 406–415.

Saunkin A., Vasilyev R., Zorkaltseva O. Study of atomic oxygen airglow intensities and air temperature near mesopause obtained by ground-based and satellite instruments above Baikal natural territory. *Remote Sensing*. 2022. Vol. 14, 112. DOI: 10.3390/rs14010112.

URL: http://saber.gats-inc.com.

*Секция В. Физика атмосферы Земли, включая околоземное космическое пространство. БШФФ-2022. С. 280–281.*

УДК 537.86

# МОДЕЛЬ ДЛЯ МОНИТОРИНГА АВРОРАЛЬНОЙ АКТИВНОСТИ ПО ДАННЫМ ГНСС, ПОСТРОЕННАЯ НА ОСНОВЕ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ RANDOM FOREST

**С.А. Серебренникова**

Институт солнечно-земной физики Сибирского отделения СО РАН, Иркутск, Россия
sova@mail.iszf.irk.ru

# A MODEL FOR MONITORING AURORAL ACTIVITY USING GNSS DATA, BUILT ON THE BASIS OF RANDOM FOREST MACHINE LEARNING ALGORITHM

**S.A. Serebrennikova**

Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia
sova@mail.iszf.irk.ru

**Аннотация.** Оценка поступающей в магнитосферу энергии в области аврорального овала является актуальной задачей. В работе показан подход к решению данной задачи, основанный на использовании данных ГНСС для построения модели двумерного распределения плотности энергии, поступающей в магнитосферу в области аврорального овала, в рамках алгоритма машинного обучения Random Forest. Особенностью подхода является применение машинного обучения к экспериментальным данным спутников DMSP.

**Ключевые слова:** ГНСС, ионосферные карты, авроральный овал, TEC, ROTI, DMSP, машинное обучение, Random Forest.

**Abstract.** Assessing energy entering the magnetosphere in the area of the auroral oval is an important problem. This paper presents the approach to solving this problem with the use of GNSS data for building a model of two-dimensional distribution of density of the energy entering the magnetosphere in the auroral oval region within the framework of Random Forest machine learning algorithm. A distinguishing feature of this approach is the application of machine learning to experimental data from DMSP satellites.

**Keywords:** GNSS, ionospheric maps, auroral oval, TEC, ROTI, DMSP, machine learning, Random Forest.

## ВВЕДЕНИЕ

Глобальные навигационные спутниковые системы (ГНСС), такие как GPS/ГЛОНАСС/Galileo, в последние годы предоставляют обширный материал для изучения ионосферы Земли [Afraimovich et al., 2013]. Появляются сервисы, позволяющие на основе данных ГНСС осуществлять наблюдения ионосферы и ионосферных неоднородностей в глобальном и региональном масштабе. В частотности, можно отметить глобальные ионосферные карты полного электронного содержания (ПЭС) [Hernandez-Pajares et al., 2009] и карты ROTI [Cherniak et al., 2018].

Карты вариаций ПЭС указывают на постоянное присутствие ионосферных неоднородностей в области аврорального овала, а динамика области ионосферных неоднородностей соответствует динамике аврорального овала [Prikryl et al., 2013]. При этом можно ожидать, что интенсивность этих неоднородностей будет определяться поступающей в магнитосферу энергией. Это указывает на потенциальную возможность оценки положения границы аврорального овала и распределения поступающей энергии на основе данных ГНСС. Таким образом, сеть ГНСС можно использовать как детектор возмущений при мониторинге процессов в авроральной области Северного, так и Южного полушария.

Задача моделирования и прогноза положения аврорального овала достаточно сложна, а ее актуальность определяется значительным ухудшением качества работы радарных, навигационных и связных систем в этой области [Hunsucker, Hargreaves, 2007]. Для моделирования положения аврорального овала могут использоваться экспериментальные данные со спутников DMSP. DMSP — это спутники оборонной метеорологической программы, представляющие собой серию низковысотных (~850 км) космических аппаратов. В данной работе использовались датчики SUSSI и SSJ, данные осадков частиц в зоне авроральных высыпаний: электронная и ионная плотности энергии.

## ЦЕЛЬ И ЗАДАЧА РАБОТЫ

Целью исследования являлась оценка интенсивности и границ авроральных высыпаний на основе данных GPS и ГЛОНАСС. Использовался подход машинного обучения Random Forest (RF) для создания модели распределения поступающей в магнитосферу энергии в области авроральных высыпаний и последующего мониторинга их активности. Отличие данного подхода от других моделей, рассчитывающих положение и мощность аврорального овала, состоит в том, что в качестве входных данных модели используются только данные ГНСС. Таким образом, потенциально можно осуществлять мониторинг авроральной активности в режиме реального времени.

## МЕТОДИКА

В работе Random Forest решает регрессионную задачу для определения зависимости между данными ГНСС и мощностью авроральных высыпаний и их границей.

На первом этапе необходимо сделать выборку данных. В качестве входных данных модели использовались 2–10-минутные вариации ПЭС и данные ROTI, рассчитываемые системой обработки ГНСС-данных SIMuRG. В качестве реперных значений использовалась плотность энергии электронов и ионов по данным спутников DMSP для Северного и Южного полушария.

На втором этапе возникает необходимость согласовывать системы координат карт ГНСС и DMSP, поскольку шаг изменения угла по широте и долготе в сетке координат у них отличается. Для этой цели используется метод скользящего окна, т.е. используется окно с определенным размером $R$ (градусом географической широты и долготы).

Проходя окном по всей карте и центрируясь на реперном значении плотности энергии (электронной или ионной), берем внутри этого окна распределение TEC(ROTI) как среднее и вычисляем статистические характеристики этой операции.

На третьем этапе происходит обучение модели с помощью сформированной обучающей выборки с согласованной системой координат.

И заключительным этапом является анализ корректности и качества работы модели на независимой от обучающей тестовой выборке для получения двумерного распределения энергии в области авроральных высыпаний

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, разработанная эмпирическая модель на основе машинного обучения, позволяет на базе карт вариаций TEC и данных ROTI получать распределение энергетического потока в области авроральных высыпаний как в Северном, так и в Южном полушарии. Экспериментально установлено, что для улучшения описания потока энергии в области авроральных высыпаний необходимо использовать в обучающей выборке большое количество дней и не только разделять данные по уровню геомагнитной активности на основе $K_p$-индекса, но и учитывать сезонность с пиком и спадом авроральной активности.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Afraimovich E.L., Astafyeva E.I., Demyanov V.V., et al. A review of GPS/GLONASS studies of the ionospheric response to natural and anthropogenic process and phenomena. *J. Space Weather Space Clim*. 2013. Vol. 3, A27. DOI: 10.1051/swsc/2013049.

Cherniak I., Krankowski A., Zakharenkova I. ROTI Maps: a new IGS ionospheric product characterizing the ionospheric irregularities occurrence. *GPS Solutions*. 2018. Vol. 22, no. 3. 69 p. DOI: 10.1007/s10291-018-0730-1.

Hernandez-Pajares M., Juan J.M., Sanz J., et al. The IGS VTEC maps: a reliable source of ionospheric information since 1998 // J. Geodesy. 2009. Vol. 83, no. 3-4. P. 263–275.

Hunsucker R.D., Hargreaves J.K. The high-latitude ionosphere and its effects on radio propagation. Cambridge University Press, 2007.

Prikryl P., Zhang Y., Ebihara Y., et al. An interhemispheric comparison of GPS phase scintillation with auroral emission observed at the South Pole and from the DMSP satellite. *Ann. Geophys*. 2013. Vol. 56, no. 2. R0216. DOI: 10.4401/ag-6227.

*Секция В. Физика атмосферы Земли, включая околоземное космическое пространство. БШФФ-2022. С. 282–284.*

УДК 535+519.6; 681.3.01

# ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ УЛЬТРАКОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ГАЗОВЫХ СОСТАВЛЯЮЩИХ АТМОСФЕРЫ

**Е.И. Сидоркина, Н.В. Дорожко**

Национальный научно-исследовательский центр мониторинга озоносферы Белорусского государственного университета, Минск, Беларусь
kate_rfe@yahoo.com

# NUMERICAL SIMULATION OF PROPAGATION OF ULTRASHORT LASER PULSES IN GAS COMPONENTS OF THE ATMOSPHERE

**K.I. Sidorkina, N.V. Dorozhko**

National Ozone Monitoring Research and Education Center of the Belarusian State University, Minsk, Belarus
kate_rfe@yahoo.com

**Аннотация.** Представлены результаты численного моделирования динамики распространения в атмосфере высокоинтенсивных фемтосекундных импульсов, вызывающих процессы вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) и вынужденного комбинационного саморассеяния (ВКС) на молекулах чистых атмосферных газов кислорода ($O_2$) и азота ($N_2$).

**Ключевые слова**: численное моделирование, ультракороткие лазерные импульсы, вынужденное комбинационное рассеяние

**Abstract.** This paper presents the results of numerical simulation of the propagation dynamics of high-intensity femtosecond pulses in the atmosphere, which induce the processes of stimulated Raman scattering (SRS) and stimulated Raman self-scattering (SRS) on molecules of pure atmospheric gases, oxygen (O2) and nitrogen (N2).

**Keywords:** numerical simulation, ultrashort laser pulses, induced Raman scattering

## ВВЕДЕНИЕ

Настоящее время характеризуется значительным прогрессом в развитии средств активного лазерного зондирования атмосферы. Особое внимание уделяется использованию лидарных систем со сверхкороткими импульсами электромагнитного излучения оптического диапазона, которые имеют ряд преимуществ с точки зрения как повышения пространственной разрешающей способности, так и расширения спектрального диапазона зондирования [Wille et al., 2002]. Последнее особенно важно при анализе малых газовых составляющих атмосферы и различных атмосферных примесей. Тем не менее, несмотря на значительный объем проводимых исследований и обилие публикаций, некоторые физические аспекты распространения фемто/аттосекундных лазерных импульсов и генерации суперконтинуума в реальной атмосфере пока не ясны и требуют детального изучения. Это связано с резко возросшей сложностью проведения натурных экспериментов и интерпретации полученных результатов.

В этой связи актуальной является разработка методов и программного обеспечения для численного моделирования распространения лазерных импульсов различной длительности и спектрального состава в многокомпонентных газовых смесях. При этом важным является получение оптимальных, практичных моделей и алгоритмов, адекватно описывающих физику протекающих процессов и позволяющих четко контролировать пределы допустимости предпринятых упрощений.

## МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Описание большинства нелинейных эффектов, возникающих в газовой среде при распространении мощных лазерных импульсов, а также различные варианты моделей для их описания представлены в оригинальных статьях и обзорных монографиях [Ахманов и др., 1986, 1988].

Значительный интерес представляет эффект самоиндуцированной прозрачности [McCall, Hahn, 1967, 1969]. В работах [Беленов и др., 1992; Prokopovich, 2005] показано, что подобный эффект должен наблюдаться в газовых средах, где в качестве своеобразной «двухуровневой системы» выступают колебательные уровни молекул газа, активные в спектрах комбинационного рассеяния. Эффект получил название вынужденного комбинационного саморассеяния (ВКС).

В настоящей работе численными методами проведено исследование проявлений эффекта ВКС при распространении фемтосекундных лазерных импульсов в атмосферных газах. Поскольку в данной работе основное внимание было сконцентрировано на исследовании процесса ВКС, рассмотрение ограничено одномерным случаем.

В качестве зондирующего излучения исследовались импульсы генерации и 2-й гармоники излучения титан-сапфирового лазера $\lambda = 715 \div 1040$ и 400 нм.

Волна электромагнитного излучения с частотой $\omega$ считалась плоской и распространяющейся в направлении волнового вектора **k**, параллельного оси $z$.

Лазерный импульс моделировался скалярным уравнением

$$E(z,t) = \varepsilon(z,t)\exp\left(-2\ln 2\left(\frac{t-\tau}{\tau}\right)^2\right)^2 \sin\left(\omega t - kz + \frac{\beta t^2}{2}\right).$$

Считалось, что амплитуда напряженности электрического поля $\varepsilon(z,t)$ достаточно велика для того, чтобы рассматривать поле в рамках классической

теории, но в то же время вводилось ограничение $\left|p\varepsilon(z,t)\right| \ll \omega\hbar$, где $p$ — величина взаимодействующего с излучением дипольного момента.

Предполагалось также, что выполняются условия «медленности» пространственных и временных изменений амплитуды напряженности электрического поля:

$$\left|\frac{d\varepsilon(z,t)}{dz}\right| \ll \left|\frac{\varepsilon(z,t)}{\lambda}\right| \text{ и } \left|\frac{d\varepsilon(z,t)}{dt}\right| \ll \omega\left|\varepsilon(z,t).\right|$$

Газовая среда описывалась системой материальных уравнений [5, 6]:

$$\frac{\partial^2 Q}{\partial t^2} + \frac{1}{T_2}\frac{\partial Q}{\partial t} + \Omega^2 Q = -\frac{1}{2M}\left(\frac{\partial\alpha}{\partial Q}\right)\varepsilon^2 p,$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{p - p_0}{T_1} = \frac{1}{\hbar Q}\left(\frac{\partial\alpha}{\partial Q}\right)\varepsilon^2 \frac{\partial Q}{\partial t}.$$

Для описания динамики распространения импульса использовалось волновое уравнение

$$\frac{\partial^2\varepsilon}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\varepsilon}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2}\frac{\partial^2 P}{\partial t^2},$$

где поляризация среды $P$ содержала как линейный по полю вклад $P_{\text{л}}$, так и нелинейный $P_{\text{нл}}$, обусловленный процессом комбинационного рассеяния, а индуцируемая полем нелинейная поляризация, входящая в волновое уравнение, задавалась соотношением

$$P_{\text{нл}} = N\left(\frac{\partial\alpha}{\partial Q}\right)Q\varepsilon,$$

где $N$ — плотность числа частиц.

При проведении расчетов вклад линейной дисперсии $P_{\text{л}}$ учитывался отдельно для диапазона длин волн в спектре каждого исследуемого импульса.

**Результаты моделирования**

Для рассмотрения процессов вынужденного комбинационного рассеяния и ВКС были проведено численное моделирование распространения импульсов длительностью 1–20 фс для разных значений частоты колебательного перехода (от 1500 до 3000) и поляризуемости (от 1.5 до 2.5). В целях лучшего выявления происходящих изменений использовались импульсы с различными видами и знаками чирпа.

В данной работе показаны результаты вычислений для кислорода и азота на расстоянии 5 мкм. Распространение импульса при рассеянии на кислороде без чирпа представлено на рис. 1. Видно, что на незначительном расстоянии такой импульс не имеет каких-либо изменений.

Однако при распространении импульсов с отрицательным (рис. 2) и положительным (рис. 3) чирпами по мере движения импульс «раскалывается» и позади остается своеобразный «мусор».

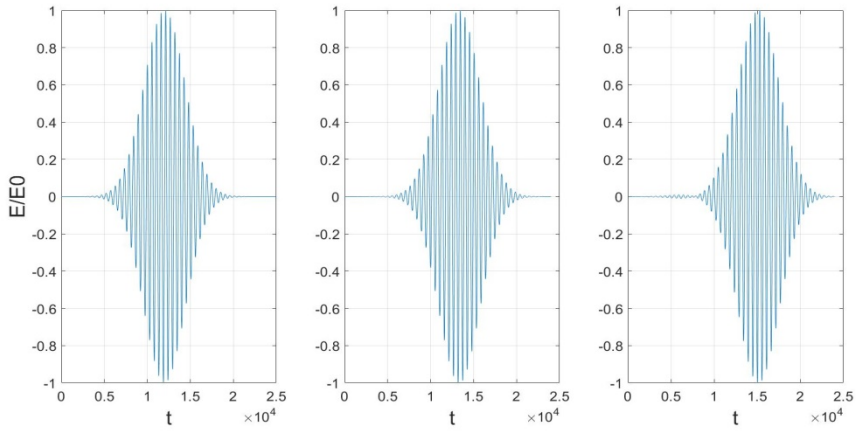



*Рис. 1.* Распространение импульса без чирпа при рассеянии на кислороде на расстоянии 5 мкм

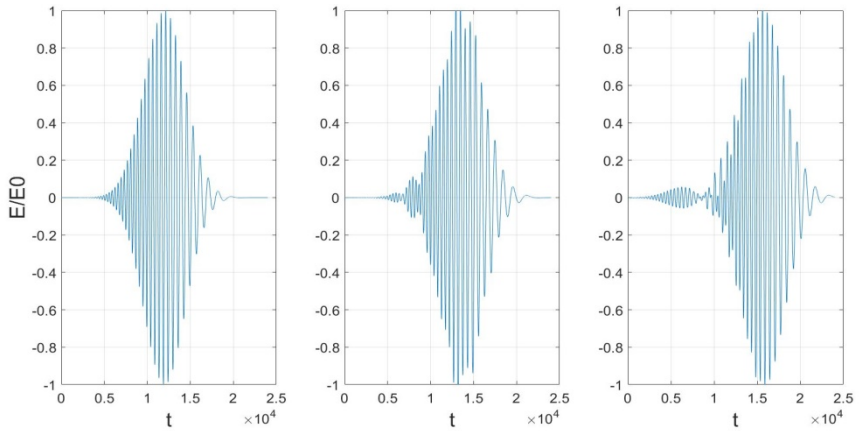



*Рис. 2.* Распространение импульса с отрицательным чирпом при рассеянии на кислороде на расстоянии 5 мкм

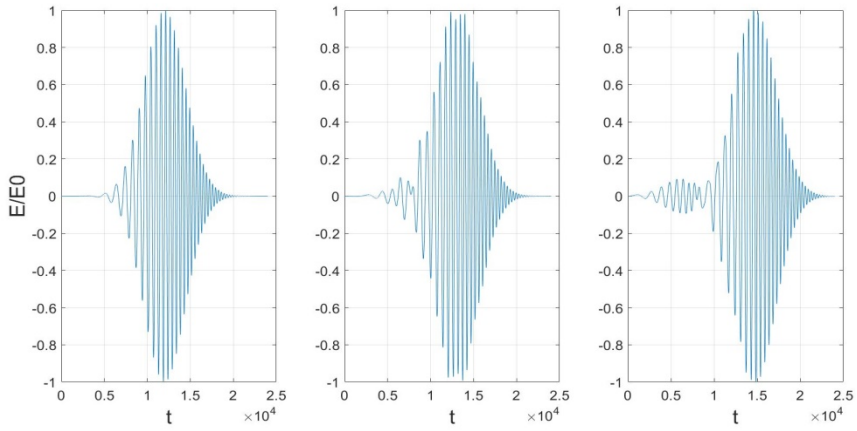



*Рис. 3.* Распространение импульса с положительным чирпом при рассеянии на азоте на расстоянии 5 мкм

В случае, показанном на рис. 3, чирп меняет форму края импульса, понемногу отделяя часть, в то время как случае, показанном на рис. 2, изменение проходит через весь импульс, прежде чем оставить после себя некоторые колебания. В обоих случаях после отделения «мусора» форма импульса выравнивается и возвращается к первоначальному виду с незначительным уширением.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты расчетов показывают, что динамика фемтосекундного импульса при распространении в режиме ВКС в общем случае является нестационарным процессом. При этом использование различных чирпов оказывает влияние на форму импульса, что делает более целесообразным их применение для исследования различных процессов.

Вопросы практического применения эффекта самоиндуцированной прозрачности в газовых средах, а также других прозрачных средах с комбинационной активностью требуют проведения дополнительных исследований.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С Самовоздействие волновых пакетов в нелинейной среде и генерация фемтосекундных лазерных импульсов. *Успехи физических наук*. 1986. Т. 149, вып. 3. С. 450.

Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. *Оптика фемтосекуидных лазерных импульсов*. М.: Наука, 1988. 312 с.

Беленов Э.М., Назаркин А.В., Прокопович И.П. Динамика мощного фемтосекундного импульса в комбинационно-активной среде. *Письма в ЖЭТФ*. 1992. Т 55, вып. 4. С. 218–222.

McCall S.L., Hahn E.L. Self-induced transparency by pulsed coherent light. *Phys. Rev. Lett*. 1967. Vol. 18. P. 908–911.

McCall S.L., Hahn E.L. Self-induced transparency. *Phys. Rev*. 1969.Vol. 183. P. 457–485.

Prokopovich I.P. Two-photon Raman-type self-induced transparency for few-cycle laser pulses. *Laser Phys. Lett*. 2005. Vol. 2, no. 3. P. 120–125.

Wille H., Rodrigues M., Kasparian J. Teramobile: a mobile femtosecond terawatt laser and detection system. *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* 2002. Vol. 20. P. 183–190.

*Секция В. Физика атмосферы Земли, включая околоземное космическое пространство. БШФФ-2022. С. 285–288.*

УДК 62-526

# МОДУЛЬ АВТОМАТИЗАЦИИ НАБЛЮДЕНИЙ НА СТРАТОСФЕРНОМ ЛИДАРЕ

**Н.Э. Сидоров[1,2], С.В. Титов[1,2]**

[1]Институт космофизических исследований и аэрономии СО РАН, Якутск, Россия
Treiv2010@bk.ru
[2]Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Федеральный исследовательский центр «Якутский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук», Якутск, Россия

# AUTOMATION MODULE FOR STRATOSPHERIC LIDAR OBSERVATIONS

**N.E. Sidorov[1,2], S.V. Titov[1,2]**

[1]Yu.G. Shafer Institute of Cosmophysical Research and Aeronomy SB RAS, Yakutsk, Russia
Treiv2010@bk.ru
[2]Federal Research Centre “The Yakut Scientific Centre SB RAS ” Yakutsk, Russia

**Аннотация.** Лидарная установка дает возможность исследовать не только земную поверхность в двумерном или трехмерном пространстве, но и атмосферную составляющую Земли способом определять расстояния до непрозрачных отражающихся целей, а также анализировать свойства атмосферной среды. В этой работе мы разрабатываем способ дистанционного управления отражающим зеркалом лидара с помощью микроконтроллера Arduino UNO. Целью данной работы является разработка электромеханического узла для юстировки отражающего зеркала, в которую попадает непосредственно лазер лидара.

**Ключевые слова:** свойства атмосферы, дистанционное управление, микроконтроллер Arduino UNO, электромеханический узел, отражающее зеркало.

**Abstract.** The lidar installation makes it possible to explore not only the Earth’s surface in two-dimensional or three-dimensional space, but also the atmospheric component of the Earth, by determining the distances to opaque reflecting targets. The installation also allows us to analyze properties of the atmospheric environment. In this study, we develop a method to remotely control the lidar reflecting mirror, using the Arduino UNO microcontroller. The purpose of this study is to develop an electromechanical assembly for adjusting the reflecting mirror, at which the lidar laser is aimed.

**Keywords:** atmospheric properties, remote control, Arduino UNO microcontroller, electromechanical unit, reflecting mirror.

## ВВЕДЕНИЕ

Методы исследования атмосферы делятся на две основные группы: прямые и косвенные, которые в литературе часто называют контактными и дистанционными методами. В общем случае контактными называются такие измерения, при которых прибор находится в непосредственном контакте с воздухом. Существует несколько типов термометров, барометров, масс-спектрометров, хемилюминесцентных и оптических датчиков с газовым составом, детекторов рентгеновского и корпускулярного излучения, фотоэлектрических счетчиков аэрозольных частиц — и это далеко не полный перечень контактных приборов. Одновременно с контактными методами в последние десять лет быстро развиваются дистанционные методы измерения характеристик атмосферы. Эти методы также можно разделить на две группы: пассивные и активные.

Пассивные методы основаны на регистрации различных видов излучения, в первую очередь от Солнца и земной атмосферы. Наблюдение за северным сиянием, свечением ночного неба, следами метеоров, серебристыми и перламутровыми облаками, изменением яркости неба в течение дня, измерения поглощения солнечной радиации позволяют получить больше информации о свойства различных слоев атмосферы Земли. Активные методы, такие как акустические, радиоакустические, радиолокационные, лидарные, связаны с передачей и регистрацией сигналов, преобразованных в результате их прохождения через атмосферу. Каждый из перечисленных дистанционных методов исследования имеет свои специфические особенности, связанные с взаимодействием воздушной среды с зондирующим сигналом.

Практическое использование электромагнитных волн оптического диапазона стало возможным только после создания в 60-х гг. твердотельных, а затем и газовых лазеров. Лазерное излучение частично рассеивается и поглощается в атмосфере. Часть лазерного излучения возвращается в лидар, принимается оптической антенной, затем регистрируется фотоприемником и уже в виде электрического сигнала поступает в систему регистрации и отображения информации об атмосфере. С помощью интерференционного фильтра, расположенного перед фотокатодом фотоумножителя (ФЭУ), ограничивается фоновое излучение. В основе дистанционного метода определения параметров атмосферы лежат эффекты взаимодействия электромагнитной волны с воздушной средой: аэрозольное и молекулярное рассеяние, СКР, RR, поглощение, деполяризация, доплеровское уширение и частотный сдвиг излучения, колебания амплитуды и фазы световой волны, причем многие из перечисленных явлений могут наблюдаться одновременно. Поэтому важную роль играет создание методов выделения из общей информации той части, которая содержит характеристику интересующей составляющей атмосферы.

Основное применение лазерного зондирования атмосферы — использование лидаров в мониторинге климата. Конечной целью здесь является регулярное измерение различных атмосферных характеристик. В настоящее время с помощью лидаров осуществляется мониторинг экологического состоя-

ния, в частности аэрозольных слоев, как по всему земному шару, так и в отдельных регионах. Метод лидарного зондирования относительно дешев и достаточно точен по сравнению с другими методами. Преимуществом лидарного метода исследования атмосферы является удаленность измерений, оперативность получения данных, возможность измерений в больших пространственных масштабах. Благодаря полученным данным можно измерять высоту, концентрацию, состав и температуру аэрозольных слоев. Наибольший интерес представляет озон, поскольку он является фильтром, поглощающим вредное ультрафиолетовое излучение, губительное для всего живого.

В настоящее время, в связи с развитием компьютерных технологий и Интернета, все чаще используются технологии, позволяющие удаленный доступ пользователя и тем самым обеспечивающие удобство и быстроту действий в любой сфере деятельности.

Использования оборудования в режиме удаленного доступа требует его автоматизации. Этот проект позволит создать удобное в использовании оборудование, а также сократить время получения данных стратосферного лидара. В настоящее время лидар установлен на оптическом полигоне ИКФИА в Намском районе у поселка Маймага.

## СОЗДАНИЕ ДИЗАЙНА УСТРОЙСТВА

Первой целью стало создание 3D-модели корпуса зеркала. Перед тем как приступать к созданию модели, нужно было выбрать удобное и простое в использовании программное обеспечение по созданию 3D-моделей. Этим требованиям вполне отвечает программа «Компас-3D», к тому же оказавшаяся удобной для самостоятельного изучения.

Первым проектировался главный корпус зеркала, с помощью которого будет производиться юстировка положения зеркала в вертикальной плоскости (рис. 1).

Просчитав все необходимые размеры первой детали корпуса, приступили к созданию 3D-модели второй детали корпуса, которая будет двигаться в горизонтальной плоскости (рис. 2). Данная деталь будет располагаться во внутренней части корпуса юстировки в вертикальной плоскости и будет крепиться к главному корпусу с помощью обойм боковых осей, для которых должны быть спроектированы отверстия.

Боковые оси служат для крепления основных корпусов зеркала. Данные детали не должны препятствовать вращению основных корпусов юстировки зеркала (рис. 3).

После проектировки основных деталей корпусов зеркала была спроектирована стойка, которая будет удерживать основные детали корпуса зеркала. Размер стойки нужно было согласовать с высотой передающей оптической системы для того, чтобы испускаемый лидаром лазер попадал в центр зеркала. В нашем случае вместе с высотой стойки учитывалась высота подставки под корпус зеркала (рис. 4). Соединив все спроектированные детали, мы получили 3D-модель корпуса зеркала (рис. 5).

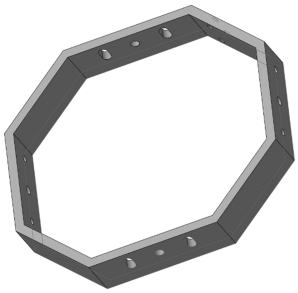


*Рис. 1*. Главный корпус юстировки в вертикальной плоскости зеркала



*Рис. 2*. Корпус горизонтальной юстировки зеркала

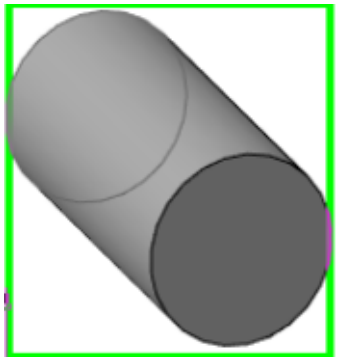


*Рис. 3*. Боковая ось обоймы зеркала

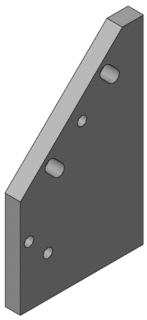


*Рис. 4*. Главная стойка зеркала

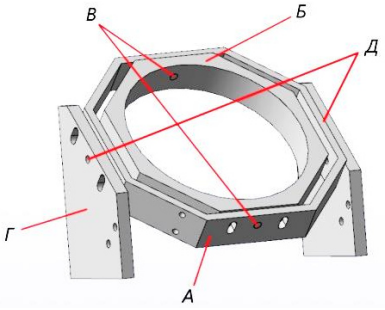



*Рис. 5*. 3D-модель корпуса зеркала: А — обойма юстировки зеркала по вертикальной плоскости; Б — обойма юстировки зеркала по горизонтальной плоскости; В и Д — осевые втулки крепления; Г — основная стойка корпуса зеркала

Далее мы приступили к проектированию деталей креплений, на которых будут установлены шаговые двигатели. Перед созданием 3D-модели креплений шаговых двигателей необходимо было учесть их размеры. Просчитав все необходимые размеры шаговых двигателей, мы создали стойки, на которых будут прикреплены непосредственно шаговые двигатели (рис. 6). Данные детали крепятся по краям зеркала, а именно к основному корпусу зеркала горизонтальной юстировки и к удерживающей стойке.

В двух боковых отверстиях стойки будут установлены резьбовые крепления, на которых будет установлен шаговый двигатель. В центральной части стойки будет прикреплена ведомая часть, движущая обойму зеркала по заданному направлению (рис. 7). Чтобы выполнять юстировку зеркала с помощью ведомой части, потребуется установка под ведомой частью регулировочного винта, который будет двигать корпус зеркала по заданному нами направлению.

Для крепления ведомой части была спроектирована также упирающая стойка для крепления стойки шагового двигателя. Данная деталь крепится к основному корпусу юстировки зеркала по горизонтальной плоскости и к удерживающей стойке (рис. 8). Соединив все изготовленные 3D-детали, мы получили 3D-модель крепления шаговых двигателей (рис. 9).

На основе моделей, спроектированных с помощью 3D-программы, были сделаны чертежи, по которым в мастерской института изготовили нужные детали: стойки и обоймы из металла, ведомые шестерни из пластика методом 3D-печати (рис. 10).

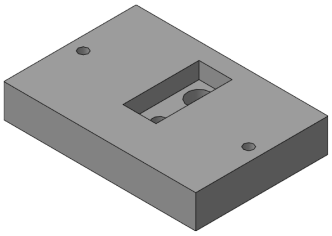


*Рис. 6*. Стойка для шаговых двигателей

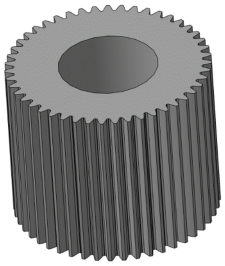


*Рис. 7*. Ведомая часть корпуса зеркала

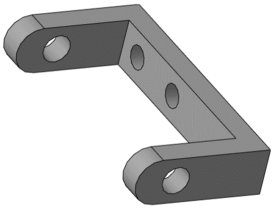


*Рис. 8*. Упирающая стойка

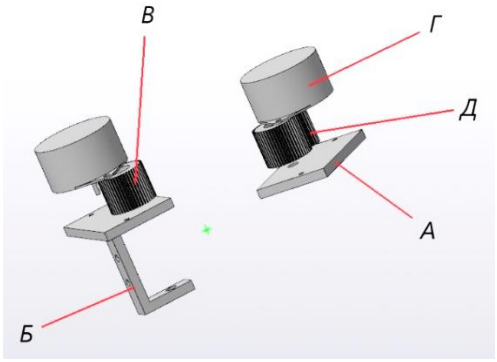



*Рис. 9*. 3D-модель крепления шаговых двигателей: А — стойка под шаговые двигатели; Б — упорная стойка; В — регулировочная шестерня; Г — шаговый двигатель; Д — ведущая шестерня



*Рис. 10*. Полностью законченная модель корпуса зеркала

## АВТОМАТИЗАЦИЯ НА БАЗЕ МИКРОКОНТРОЛЛЕРА ARDUINO UNO

После разработки и сборки корпуса зеркала были приобретены следующие элементы:

- Шаговый Двигатель Mitsumi M5P.SP-5P, step 7,5°, 120 Ohm;
- Микропроцессор Arduino UNO;
- Микроконтроллер CNC Shield;
- Драйвер A4988;
- Блок питания на 12 В, мощностью 40 Вт.

Перед тем как приступить к работе с Arduino UNO, требуется загрузить прошивку grbl, которая базируется на языке программирования C++, — так называемый скетч. Прошивка требуется для работы Arduino с компьютерной программой GRBL Controller. Его скетч загружается в микропроцессор Arduino с помощью программы Arduino IDE. Запускаем программу Arduino IDE, далее в инструментах выбираем тип микропроцессора, в нашем случае Arduino UNO, далее выбираем порт USB компьютера, на котором подключена наша плата, после этого скетч компилируется и загружается в саму плату.

Когда скетч уже загружен в плату Arduino, соединяем саму плату с микроконтроллером CNC Shield. Шаговые двигатели подключаются по бокам осей в колодки с четырьмя выводами. После того как соединили контроллер с процессором, устанав-

ливаем к самому контроллеру драйверы A4988 по осям X и Y. Данные драйверы необходимы для управления шаговыми двигателями. Драйвер шагового двигателя A4988 работает от напряжения 8–35 В и может обеспечить ток до 1 А на фазу без радиатора. В самом драйвере имеется регулировочный резистор, с помощью которого можно настроить ток в микроконтроллере.

Данные оси позволяют работать с двумя шаговыми двигателями в отдельности, которые установлены на плату микроконтроллера. Для работы с компьютера требуется также программа GRBL, чтобы управлять шагами двигателя (рис. 11).

Программа GRBL Controller, в основном используемая для ЧПУ станков, в нашем случае необходима для управления шаговыми двигателями с помощью кнопок осей X и Y.

Во время разработки проекта возникли сложности с питанием и мощностью двигателей. Из-за низкого напряжения питания шаговые двигатели не смогли вращать ведомую шестерню. Мы добились желаемого результата, повысив напряжение, к которому подключен микроконтроллер. Шестерни вращались на один шаг, при этом управлялись программой GRBL Controller в удаленном доступе с помощью удаленной поддержки TeamViewer с персонального компьютера.

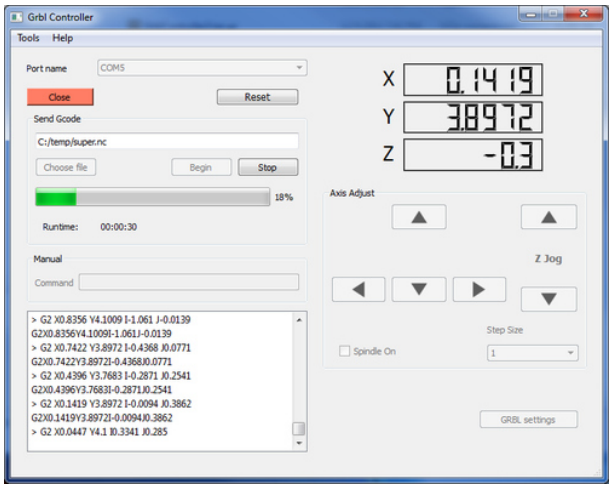



*Рис. 11*. Интерфейс управления зеркалом на базе GRBL-контроллера

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В итоге мы получили полностью готовый проект. При подаче сигнала с персонального компьютера через программу GRBL Controller на платформу Arduino UNO срабатывали шаговые двигатели, двигая обойму зеркала по горизонтали и по вертикали. Разработав электромеханический узел для юстировки зеркала, мы добились желаемого результата. В дальнейшем планируется полная автоматизация системы лидара, а именно: автоматическое открытие люка ФЭУ и люка лазера, автоматическое включение блока питания лидара, генератора частот, а также непосредственное подключение камер для контролирования процесса работы.

Работа выполнена в рамках государственного задания (номер госрегистрации № АААА-А21-121011990007-1)

*Секция А. Астрофизика и физика Солнца. БШФФ-2022. С. 289–291.*

УДК 004.932, 550.388.8

# ПРИМЕНЕНИЕ ДАННЫХ КАМЕРЫ ВСЕГО НЕБА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ЯВЛЕНИЙ, ПРОТЕКАЮЩИХ В МАГНИТОСФЕРЕ

**Е.Е. Смотрова, О.С. Михайлова, П.Н. Магер, А.Б. Белецкий, Р.В. Васильев, Т.Е. Сыренова**

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия
katerina.smotrova@mail.ru

# APPLICATION OF THE ALL-SKY CAMERA DATA FOR THE STUDY OF PHENOMENA OCCURRING IN THE MAGNETOSPHERE

**E.E. Smotrova, O.S. Mikhailova, P.N. Mager, A.B. Beletsky, R.V. Vasilyev, T.E. Syrenova**

Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia
katerina.smotrova@mail.ru

**Аннотация.** Представлена разработка программного комплекса с целью использования данных, полученных с помощью камеры всего неба ст. Исток (70.03° N, 88.01° E), для исследования явлений, протекающих в магнитосфере, совместно со спутниковыми данными. Программный комплекс включает несколько частей для обработки изображений и привязки их пикселей к геомагнитным координатам. Он позволяет также представить изображения полярных сияний в геомагнитных координатах для отслеживания временной динамики. Апробация программ на тестовом событии 2 декабря 2018 г. показала, что созданный программный комплекс позволит проводить анализ явлений, протекающих в магнитосфере, совместно со спутниковыми данными.

**Ключевые слова:** камера всего неба, полярные сияния, магнитосфера, геомагнитные координаты, атмосферное поглощение, эффект Ван Рина.

**Abstract.** We have developed the software package for using the image data obtained from the all-sky camera of the Istok station (70:03° N, 88:01° E to study phenomena occurring in the magnetosphere, together with satellite data. The software package includes several stages for image processing and binding their pixels to geomagnetic coordinates. The programs also allow you to present images of the auroras in geomagnetic coordinates to track time dynamics. The program testing with December 2, 2018 test event showed that the created software package will allow analyzing phenomena occurring in the magnetosphere, together with satellite data.

**Keywords:** all-sky camera, aurora, magnetosphere, geomagnetic coordinates, atmospheric extinction, Van Rhjin's effect.

Для изучения процессов, протекающих в магнитосфере, существует множество инструментов — как наземных, так и спутниковых. Среди наземных инструментов особое место занимают камеры всего неба. С их помощью получают изображения полярных сияний, представляющие собой свечения нейтральных частиц атмосферы из-за воздействия ускоренных и промодулированных УНЧ-волнами потоков заряженных электронов.

На сегодняшний день актуальным становится проведение совместного анализа спутниковых и наземных данных наблюдений для восстановления полной картины событий от магнитосферы до атмосферы, однако таких исследований крайне мало [Motoba et al., 2015]. Для этого необходимо проводить исследования событий в привязке к геомагнитным координатам. Такой подход позволит локализовать область магнитосферы, где произошло то или иное событие, вызвавшее наблюдаемое полярное сияние, и даст возможность эффективнее отбирать подходящие спутниковые данные для дальнейшего исследования и установления взаимосвязи наблюдаемых событий в магнитосфере и атмосфере. Также для качественного анализа необходима подготовка данных изображений и создание наиболее эффективного представления временной зависимости изменения полярных сияний. В работе представлены первые результаты работы программного комплекса, позволившие подготовить изображения полярных сияний для анализа магнитосферных явлений.

Использовались данные камеры всего неба, расположенной на станции Исток (70.03° N, 88.01° E) Института солнечно-земной физики СО РАН. Камера была установлена в рамках международного проекта PWING, представляющего обширную сеть наземных инструментов. Сама камера имеет пять интерференционных фильтров, в которых данные имеют временное разрешение 1.5 мин, что является достаточным для исследования магнитосферных волновых явлений в миллигерцовом диапазоне [Shiokawa et al., 2017].

Программный комплекс был разделен на несколько частей.

1. пространственная калибровка и привязка географических координат к пикселям изображений;
2. преобразование географических координат в геомагнитные (система координат MAG или скорректированные геомагнитные координаты CGM);
3. обработка изображений;
4. графическое представление изображений полярных сияний в геомагнитной системе координат.

Для первого этапа была использована программа пространственной калибровки камеры всего неба по звездам и привязки к пикселям изображения значений географических координат, принцип которой представлен в работе [Сыренова и др., 2021].

Программа трансформации географических координат в геомагнитные была написана с использованием моделей магнитного поля вблизи поверхности Земли и на дальнем расстоянии. В качестве координат определялись магнитная широта и долгота с возможностью выбора систем координат MAG или CGM, их расчет производился по модели IGRF-13 [Alken et al., 2021]. Для всех систем проводился расчет

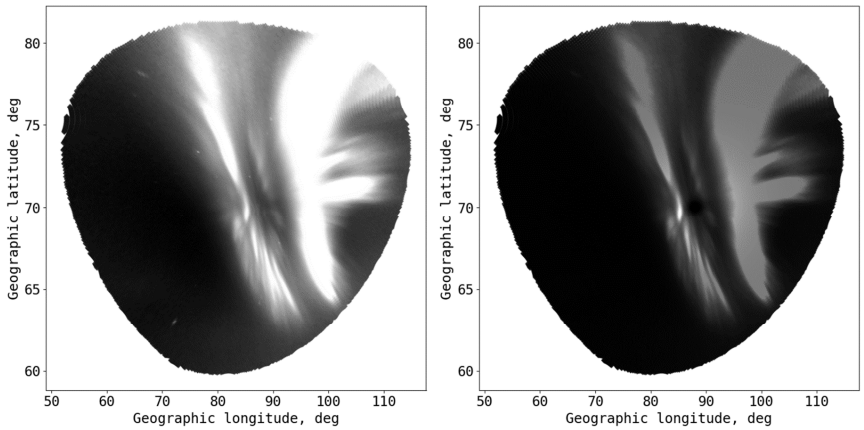



*Рис. 1*. Тестовое изображение пространственного распределения интенсивности атмосферной эмиссии атомарного кислорода 630 нм, зарегистрированное 02.12.2018 в 14:27:50 UT, с проведенной привязкой к географическим координатам на высоте 250 км. На левой панели изображение до проведения обработки, справа — после обработки

значений геомагнитных оболочек $L$, полученный путем использования модели Цыганенко T96 [Tsyganenko, 1996].

Обработка изображений имеет цель наилучшего визуального выделения авроральных структур. На данном этапе интенсивность на кадрах камеры представлена в условных единицах из-за отсутствия абсолютной калибровки спектральных каналов камеры и информации о распределении чувствительности по кадру. В ходе обработки проводится операция удаления звезд, для чего применялся метод статистических вариаций интенсивности, не дающий потери качества самого изображения [Kengne et al., 2013]. Также проводится коррекция атмосферных эффектов, таких как эффект Ван Рина и атмосферное поглощение, определяемые формулами:

$$I(\theta) = \left[1 - \left(\frac{R_E}{R_E + h_{ag}}\right)^2 \theta\right]^{-1/2}, \quad (1)$$

$$\begin{cases} I(\theta) = I_{true}(\theta) 10^{-0.4\alpha F(\theta)} \\ F(\theta) = \left(\cos\theta + 0.15(93.885 - \theta)^{-1.253}\right)^{-1}, \end{cases} \quad (2)$$

где $I(\theta)$ — интенсивность под углом наклона $\theta$; $R_E$ и $h_{ag}$ — радиус Земли и высота наблюдаемого свечения соответственно; $\alpha$ — коэффициент атмосферного поглощения; $I_{true}(\theta)$ — интенсивность излучения от астрономического объекта [Kengne et al., 2013].

В конце проводится гамма-коррекция с целью улучшения динамического диапазона в темной области. Гамма-коррекция задается формулой

$$I_\gamma = I_{max}\left(\frac{I}{I_{max}}\right)^{1/\gamma}, \quad (3)$$

где $I_{max}$ — максимальное значение интенсивности на кадре; $\gamma = 0.45$ — гамма-параметр. Пример результата обработки изображения показан на рис. 1. Стоит отметить, что при коррекции атмосферного поглощения возникает дефект в виде темного пятна, который вызывает неправильную работу гамма-коррекции в результате чего кадр получается затемненным. Возможным способом решения является оценка атмосферного поглощения и уточнение параметров функции $F(\theta)$ формулы (2) для каждого интерференционного фильтра.

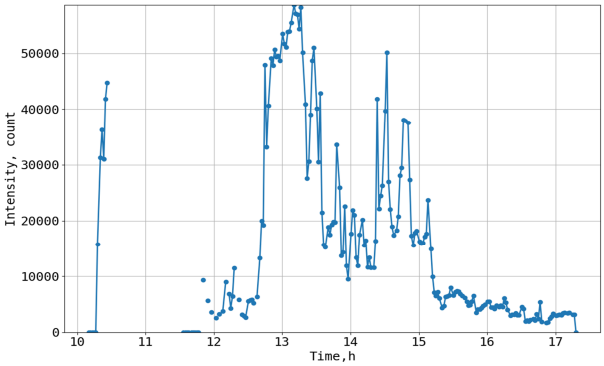



*Рис. 2*. Изменение интенсивности полярного сияния со временем вдоль траектории спутника ARASE (ERG) 2 декабря 2018 г. с 15:00 до 17:30 UT

Полученные после обработки изображения и значения геомагнитных координат послужили входными данными ряда программ для создания графических представлений полярных сияний. Основной задачей было отражение временной динамики изменения интенсивности полярных сияний. Разработанный программный комплекс предоставляет возможность построения как статичных кадров, так и анимации полярных сияний в выбранной геомагнитной системе координат. Он позволяет также проводить построение кеограмм в системах координат MAG и CGM по заданным значениям геомагнитных координат. Кроме того, в комплекс включена программа, проводящая срез значений интенсивности изображения вдоль траектории спутника, спроецированных на высвечивающий слой. При проведении среза пользователем задается разброс значений наземных координат, совпадающий с проекцией траектории спутника. Для координатной сетки, полученной для камеры всего неба станции Исток, оптимальным является выбор разброса географической широты и долготы 0.05° и 0.06° соответственно, что составляет максимальный шаг по координатной сетке, полученной на высоте 250 км. Апробация была проведена на траек-

тории космического аппарата ARASE (ERG) за 2 декабря 2018 г. Результат показан на рис. 2.

Таким образом, на примере данных камеры всего неба ст. Исток показана возможность использования разработанного программного комплекса для проведения совместного анализа магнитосферных явлений с помощью наземных оптических и спутниковых данных. Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России (субсидия № 075-ГЗ/Ц3569/278).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Сыренова Т.Е., Белецкий А.Б., Васильев Р.В. Географическая привязка кадров широкоугольных систем. *Журнал технической физики.* 2021. Т. 91, вып. 12. С. 1990–1996.

Alken P., Thébault E., Beggan C.D., et al. International geomagnetic reference field: the thirteenth generation. *Earth, Planets and Space*. 2021. No. 73. P. 49.

Kengne F.F., Mundra R., Rangel M.A. Mid-latitude All-Sky Imager Network for geophysical observation. *WPI – 2013.*

Motoba T., Takahashi K., Ukhorskiy A., et al. Link between premidnight second harmonic poloidal waves and auroral undulations: conjugate observations with a Van Allen Probe spacecraft and a THEMIS all-sky imager. *J. Geophys. Res.: Space Phys*. 2015. No. 120. P. 1814–1831.

Shiokawa K., Katoh Y., Hamaguchi Y., et al. Ground-based instruments of the PWING project to investigate dynamics of the inner magnetosphere at subauroral latitudes as a part of the ERG-ground coordinated observation network. *Earth, Planets and Space*. 2017. No. 69.

Tsyganenko N.A. Effects of the solar wind conditions on the global magnetospheric configuration as deduced from data-based field models. *Proc. the Third International Conference on Substorms (ICS-3).* Eur. Space Agency Spec. Publ., ESA-SP. 1996. No. 389. P. 181–185.

*Секция А. Астрофизика и физика Солнца. БШФФ-2022. С. 292–294.*

УДК 533.951.2

# МЕТОД ДИАГНОСТИКИ ПРОВОДИМОСТИ ИОНОСФЕРЫ С ПОМОЩЬЮ НАБЛЮДЕНИЙ МАГНИТОСФЕРНЫХ УНЧ-ВОЛН

**Е.Е. Смотрова, П.Н. Магер, Д.Ю. Климушкин, О.С. Михайлова**

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия
katerina.smotrova@mail.ru

# METHOD OF DIAGNOSING IONOSPHERIC CONDUCTIVITY USING OBSERVATIONS OF MAGNETOSPHERIC ULF WAVES

**E.E. Smotrova, P.N. Mager, D.Yu. Klimushkin, O.S. Mikhailova**

Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia
katerina.smotrova@mail.ru

**Аннотация.** Представлена простая математическая модель, позволяющая по результатам наблюдения магнитосферных ультранизкочастотных волн (УНЧ-волн) космическими аппаратами, оценивать проводимости северной и южной ионосферы. В модели рассмотрено три случая с разными условиями проводимости на границах ионосферы, для которых проводились вычисления компонент электрического и магнитного полей, а также компоненты вектора Пойнтинга вдоль силовой линии. На примере события 27 октября 2012 г., наблюдаемого космическим аппаратом Van Allen Probe A, проведена оценка проводимости границ ионосферы на основе полученной модели.

**Ключевые слова:** УНЧ-волны, проводимость Педерсена, ионосфера, магнитосфера, моделирование.

**Abstract.** We present mathematical model that allows estimating the conductivity of the northern and southern ionosphere based on the results of observation of magnetospheric ULF-waves by spacecraft. The model considers three cases with different conditions at the ionosphere boundaries, for which the components of the electric and magnetic fields as well as the components of the Poynting vector along the force line, were calculated. As an example, the conductivity of the ionospheric boundaries was evaluated during 27$^{th}$ October 2012 wave event observed by spacecraft Van Allen Probe A based on the obtained model.

**Keywords:** ULF-waves, Pedersen conductivity, ionosphere, magnetosphere, modeling.

## ВВЕДЕНИЕ

Проводимость ионосферы обычно рассчитывают с использованием моделей атмосферы, ионосферы и магнитного поля на основе формул, полученных в работе [Matsushita, Campbell, 1967]. Например, в [Obana et al., 2008] для этого применялись модель атмосферы MSISE-90, модель ионосферы IRI 95 и модель магнитного поля вблизи поверхности Земли IGRF 95. Нами предлагается способ оценки проводимости на границах ионосферы с помощью простой модели, опирающейся на данные наблюдений магнитосферных УНЧ-волн.

Рассмотрим ситуацию, когда магнитное поле однородно вдоль силовых линий. Волновое уравнение распространения стоячей альфвеновской волны вдоль силовой линии магнитного поля имеет вид

$$\frac{\partial^2 E_j}{\partial l^2} + k_{||} E_j = 0, \tag{1}$$

где $k_{||} = \dfrac{\omega}{v_A}$ — параллельная компонента волнового вектора; $l$ — координата вдоль силовой линии магнитного поля. Под индексом $j$ будут подразумеваться азимутальная $\alpha$ и радиальная $r$ компоненты, параллельная компонента в МГД-приближении равна нулю.

Граничные условия для альфвеновских волн на ионосфере при наличии в ней посторонних токов будут представлены в виде

$$E_j\Big|_{l_\pm} = \mp i \frac{c^2 \chi^\pm}{4\pi\omega\Sigma_p^\pm} \frac{\partial E_j}{\partial l}\Big|_{l_\pm}, \tag{2}$$

где $l_\pm$ — длина силовой линии на южной (–) и северной (+) границах ионосферы; $\Sigma_p^\pm$ — интегральная проводимость Педерсена ионосферы; $\chi$ — угол между силовой линией магнитного поля и вертикалью к ионосфере в точке их пересечения [Leonovich, Mazur, 1993].

Предположим, что для южной границы ионосферы $l_-=0$, а для северной — $l_+=l_N$. Длину силовой линии $l_N$ можно определить из выражения

$$l_N = LR_E \int_{-\theta_1}^{\theta_1} \cos\theta \cos\sqrt{1+3\theta} d\theta, \tag{3}$$

где $L$ — значение геомагнитной оболочки, $\pm\theta_1$ — геомагнитная широта южной границы ионосферы, определяемая из уравнения силовой линии в дипольном приближении магнитного поля $r=R_E\theta$ при этом принимаем $r=R_E$ [Chapman, Sugiura,1956].

Если выразить частоту волны $\omega$ через волновой вектор и альфвеновскую скорость, можно представить граничные условия в следующем виде:

$$E_j\Big|_{l_\pm} = \mp i \frac{\in^\pm}{k_{||}} \frac{\partial E_j}{\partial l}\Big|_{l_\pm}. \tag{4}$$

Здесь нами был введен безразмерный параметр, обратно пропорциональный интегральной проводимости Педерсена $\Sigma_p^\pm$,

$$\in^\pm = \frac{c^2 \chi^\pm}{4\pi\Sigma_p^\pm v_A}. \tag{5}$$

Исходя из введенного обозначения, можно выделить следующие случаи:

1. хорошо проводящая ионосфера, $\in^\pm \ll 1$;
2. плохо проводящая ионосфера, $\in^\pm \gg 1$;

| Случай | $E_\alpha l_N/2$ | $B_r l_N/2$ | $S_\parallel l_N/2$ | Δϕ |
|---|---|---|---|---|
| $\epsilon^{\pm} \ll 1$ | $E_{\alpha 0}$ | $-\frac{E_{\alpha 0} k_0}{2\omega}\left(\epsilon^+ - \epsilon^-\right)$ | $\frac{\lvert E_0\rvert^2 k_0}{2\mu_0 \omega}\left(\epsilon^+ - \epsilon^-\right)$ | ~180° |
| $\epsilon^{\pm} \gg 1$ | $\frac{E_{\alpha 0}}{2}\left(\frac{1}{\epsilon^+} - \frac{1}{\epsilon^-}\right)$ | $-\frac{E_{\alpha 0} k_0}{\omega}$ | $\frac{\lvert E_0\rvert^2 k_0}{2\mu_0 \omega}\left(\frac{1}{\epsilon^+} - \frac{1}{\epsilon^-}\right)$ | ~180° |
| $\epsilon^+ \gg 1$<br>$\epsilon^- \ll 1$ | $\frac{E_{\alpha 0}}{\sqrt{2}}$ | $i\frac{E_{\alpha 0} k_0}{2\sqrt{2}\omega}$ | $\frac{\lvert E_0\rvert^2}{2\mu_0 \omega}\left(\frac{k_0}{2}\left(\frac{1}{\epsilon^+} - \epsilon^-\right) - \frac{1}{l_N}\left(\frac{1}{\epsilon^+} + \epsilon^-\right)\right)$ | ~90° |

3. разные условия в ионосфере, $\epsilon^+ \gg 1$; $\epsilon^- \ll 1$.

Первые два случая соответствуют полуволновым модам стоячей волны. При этом в случае хорошей проводимости волна хорошо отражается, а ее поглощение мало. В случае плохо проводящей ионосферы концентрация электронов мала, а концы, на которых закреплена волна, свободны. Третий случай может возникнуть, когда южная граница ионосферы освещена, а северная — нет. Данный случай описывает четвертьволновую моду [Allan, Knox, 1979; Obana et al., 2008].

Для каждого случая были проведены расчеты компонент электрического и магнитного полей стоячей альфвеновской волны, а также значение параллельной компоненты вектора Пойнтинга. Для решения использовалось приближение малого параметра, при котором параллельная компонента волнового вектора представлялась в виде суммы постоянной компоненты и малое возмущения:

$$k_\parallel \approx k_0 + \delta k, \qquad (6)$$

где $k_0 = \pi N / l_N$; $N$ — номер гармоники. Решение волнового уравнения (1) имеет вид

$$E_j = C_1 e^{ik_\parallel l} + C_2 e^{-ik_\parallel l} \qquad (7)$$

Для каждого случая определялись коэффициенты $C_1$, $C_2$ решения (7) с помощью применения граничных условий (4). Компоненты магнитного поля волны и параллельной компоненты вектора Пойнтинга определялись из следующих выражений:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad \vec{S} = \frac{[\vec{E} \times \vec{B}]}{\mu_0}.$$

В таблице приведены выражения азимутальной компоненты электрического поля $E_\alpha$, радиальной компоненты магнитного поля $B_r$ и компоненты вектора Пойнтинга $S_\parallel$ вдоль силовой линии на геомагнитном экваторе, когда $l = l_N/2$. Приведены наиболее значимые по порядку члены. Расчеты проведены для главной гармоники волны $N=1$. Введено обозначение амплитуды электрического поля $\lvert E_0\rvert = \sqrt{E_{\alpha 0}^2 + E_{r0}^2}$; Δϕ — разность фаз $B_r$ и $E_\alpha$.

Как видно из таблицы, разность фаз в компонентах электрического и магнитного полей на экваторе при симметричных условиях проводимости ионосферы составляет 180°. При этом значение и направление

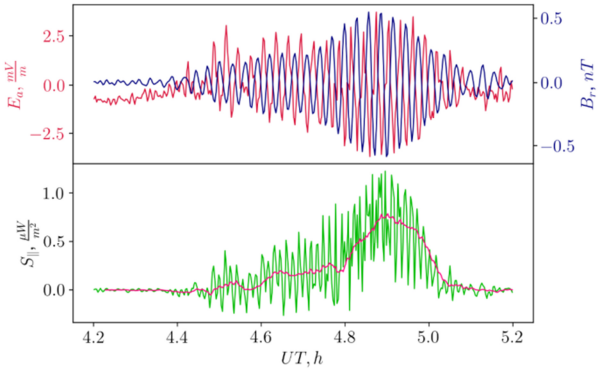



*Рис. 1.* Радиальная компонента магнитного поля $B_r$ (синяя кривая) и азимутальная компонента электрического поля $E_\alpha$ (красная кривая) УНЧ-волны. Внизу — параллельная компонента вектора Пойнтинга $S_\parallel$, наблюдаемая 27 октября 2012 г., и значение $S_\parallel$, усредненное по периоду УНЧ-волны (100 с)

вектора Пойнтинга вдоль силовой линии полностью определяется разностью проводимостей границ ионосферы. В случае же четверть-моды наблюдается разность фаз 90° между компонентами электрического и магнитного полей на экваторе. Однако при этом значение вектора Пойнтинга ненулевое и зависит от проводимостей на границах ионосферы, как и его направление.

В дальнейшем была написана модель, которая по данным наблюдения магнитосферных УНЧ-волн способна проводить оценку проводимостей границ ионосферы. В качестве данных помимо компонентов электрического и магнитных полей применяются данные о значениях геомагнитной оболочки или альфвеновской скорости, если они имеются. Универсальным методом будет оценка по максимальному значению усредненного по периоду наблюдаемой УНЧ-волны значению вектора Пойнтинга (рис. 1., розовая линия), из чего определяется соотношение между проводимостями $\epsilon^{\pm}$. Для оценки проводимости достаточно зафиксировать значение одной проводимости (южной $\epsilon^-$) и найти значение для второй границы (северной $\epsilon^+$). Для каждого безразмерного параметра $\epsilon^{\pm}$ проводится расчет значений интегральной проводимости Педерсена $\Sigma_p^{\pm}$ по формуле (5).

В качестве примера было рассмотрено явление резонансной генерации УНЧ-волны энергичными элект-

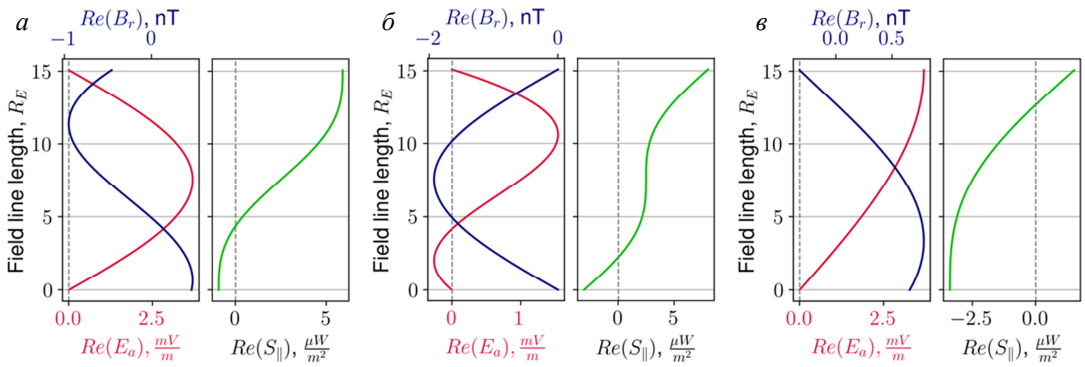



*Рис.2.* Структура стоячей УНЧ-волны и параллельная компонента вектора Пойнтинга, построенной по предложенной модели оценки проводимости ионосферы: *а* — $\epsilon^{\pm} \ll 1$, *б* — $\epsilon^{\pm} \gg 1$, *в* — $\epsilon^{+} \gg 1$, $\epsilon^{-} \ll 1$

ронами 27 октября 2012 г. космическим аппаратом Van Allen Probe A в утреннем секторе магнитосферы. Сама волна представляла собой фундаментальную гармонику со смешанной поляризацией с частотой 10 мГц и азимутальным волновым числом $m$=110÷120. Данное событие наблюдалось вблизи геомагнитного экватора, при этом разность фаз радиального магнитного поля $B_r$ и азимутального электрического поля $E_\alpha$ составляла величину порядка 180°, а вектор Пойнтинга вдоль силовой линии был направлен в сторону северной границы ионосферы (см. рис. 1).

На рис. 2 показана структура УНЧ-волны для всех трех предложенных условий проводимости на основе данных о событии 27 октября 2012 г. Значение альфвеновской скорости, исходя из частоты волны и длины силовой линии, составляла величину около 1900 км/с. Для данного события наблюдался случай хорошо проводящей ионосферы (панель *а*) в силу того, что для слабопроводящей ионосферы наблюдается асимметричная структура электрического поля (панель *б*), при котором явление дрейфового резонанса не могло наблюдаться. Результаты расчетов показали, что интегральная проводимость Педерсена (5) для северной границы ионосферы составляла $5.76 \cdot 10^6$, а для южной $\sim 3.72 \cdot 10^7$ км/с.

Таким образом, нами была показана возможность на основе простой модели колебания стоячей альфвеновской волны в дипольном магнитном поле проводить диагностику проводимости ионосферы на основе данных наблюдения магнитосферных УНЧ-волн.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Allan W., Knox F.B. A dipole field model for axisymmetric Alfvén waves with finite ionosphere conductivities. *Planet. Space Sci.* 1979. Vol. 27. P. 79–85. DOI:10.1016/0032-0633(79)90149-1.

Chapman S., Sugiura M. Arc-lengths along the lines of force of a magnetic dipole. *J. Geophys. Res.* 1956. Vol. 61, no. 3. P. 485–488. DOI: 10.1029/JZ061I003P00485.

Leonovich A.S., Mazur V.A. A theory of transverse small-scale standing Alfven waves in an axially symmetric magnetosphere. *Planet. Space Sci.* 1993. Vol. 41, no. 9. P. 697–717. DOI: 10.1016/0032-0633(93)90055-7.

Matsushita, S., Campbell W.H. Physics of Geomagnetic Phenomena (1st Edition) Academic Press, 1967. 381 p.

Obana Y., Menk F.W., Sciffer M. D., Waters C. L. Quater-wave modes of standing Alfven waves detected by cross-phase analysis. *J. Geophys. Res.* 2008. Vol. 113. A08203. DOI: 10.1029/2007JA012917.

*Секция В. Физика атмосферы Земли, включая околоземное космическое пространство. БШФФ-2022. С. 295–297.*

УДК 535.3

# СРАВНИТЕЛЬНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ОПТИЧЕСКОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ АТМОСФЕРЫ НА ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ТРАССЕ

**[1, 2]Е.Л. Соин, [1]В.П. Лукин**

[1]Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, Томск, Россия
[2]Национальный исследовательский Томский государственный университет, Томск, Россия
egorsh@vtomske.ru

# COMPARATIVE MEASUREMENTS OF ATMOSPHERIC OPTICAL TURBULENCE PARAMETERS AT HORIZONTAL TRACK

**[1, 2]E.L. Soin, [1]V.P. Lukin**

[1]V.E. Zuev Institute of Atmospheric Optics SB RAS, Tomsk, Russia
[2]National Research Tomsk State University, Tomsk, Russia
egorsh@vtomske.ru

**Аннотация.** Выполнены сравнительные измерения уровня турбулентности на горизонтальной трассе двумя оптическими методами. Первый — активный метод определения уровня турбулентности с помощью дифференциального измерителя турбулентности. Второй — пассивный метод, основанный на измерении дрожания изображения с использованием высокоскоростной цифровой видеокамеры, установленной на малом астрономическом телескопе, и алгоритмов обработки в реальном времени. Обсуждаются возможные различия результатов измерений.

**Ключевые слова:** атмосфера, турбулентность, параметр Фрида, наклон фазового фронта.

**Abstract.** Comparative measurements of the turbulence level at horizontal track were performed using two optical methods. The first one used a differential turbulence meter. The second one is a passive method for determining the level of turbulence based on the measurement of image jitter using a high-speed digital video camera mounted on a small astronomical telescope and real-time processing algorithms. Possible differences in measurement results are discussed.

**Keywords:** atmosphere, turbulence, Fried parameter, phase front slope.

## СОПОСТАВИТЕЛЬНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ УРОВНЯ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

В настоящее время существуют несколько достаточно развитых методов определения уровня турбулентности (структурной характеристики показателя преломления атмосферы $C_n^2$, основанных как на технике оптического зондирования (просвечивание атмосферной трассы), так и на измерении флуктуаций акустических волн (пульсационные методы). Институт оптики атмосферы СО РАН развивает различные методы и методики определения параметров атмосферной турбулентности, прежде всего, с применением оптических волн. Настоящие измерения были выполнены с помощью двух комплектов оптической аппаратуры. При использовании различных инструментов всегда возникает вопрос о возможности пересчета одних данных измерений в другие для контроля точности и сопоставления результатов измерений. В этой связи в период зимы–весны 2021 г. были осуществлены одновременные измерения структурного параметра $C_n^2$ в приземном слое атмосферы на короткой атмосферной трассе двумя различными оптическими измерителями.

В качестве одного из этих оптических измерителей использовался дифференциальный измеритель турбулентности (ДИТ-2) [Антошкин и др., 1998]. Он является активным оптическим измерителем, использующим лазерную подсветку, и предназначен для высокоточного измерения уровня турбулентности. Этот измеритель может быть использован как для контроля текущих значений структурного параметра турбулентности атмосферы, так и для оценки влияния турбулентности на работу различных оптических устройств. ДИТ-2 позволяет определять уровень турбулентности на различных атмосферных трассах, в том числе с целью оценки пригодности атмосферной трассы для проведения оптических наблюдений.

Дифференциальный измеритель турбулентности состоит из источника лазерного излучения, который устанавливается в начале атмосферной трассы, и приемного устройства, устанавливаемого в конце трассы. Приемное устройство измерителя ДИТ-2 создано на базе зеркально-линзового телескопа.

Перед объективом телескопа симметрично относительно центра установлена маска с двумя входными субапертурами, в которых установлены оптические клинья с углом порядка 80 угл. сек. Окуляр переносит дифракционные изображения лазерного источника из плоскости изображения объектива телескопа в плоскость матрицы видеокамеры. Используется цифровая видеокамера Prosilica GE680, которая регистрирует распределение освещенности в плоскости изображения с частотой до 200 кадров в секунду. Оперативные вычисления параметра атмосферной турбулентности производятся на основе измерения угловых смещений центров тяжести каждого из двух изображений и вычисления дисперсии разности угловых смещений этих двух изображений, которые сформированы вертикальной парой входных субапертур. Определение параметра атмосферной турбулентности из дисперсии разностного сигнала позволяет исключить влияние инструментальных дрожаний изображения. Излучение лазерного источника при распространении в турбулентной среде подвергается случайным искажениям. Наклоны волнового фронта (ВФ) на входных суб-

апертурах приводят к угловым смещениям центров тяжести дифракционных изображений источника в плоскости наименьшего изображения объектива телескопа. Основной метрологической характеристикой дифференциального измерителя турбулентности является угловой масштаб элемента ПЗС-матрицы видеокамеры, с помощью которой регистрируются угловые смещения изображений.

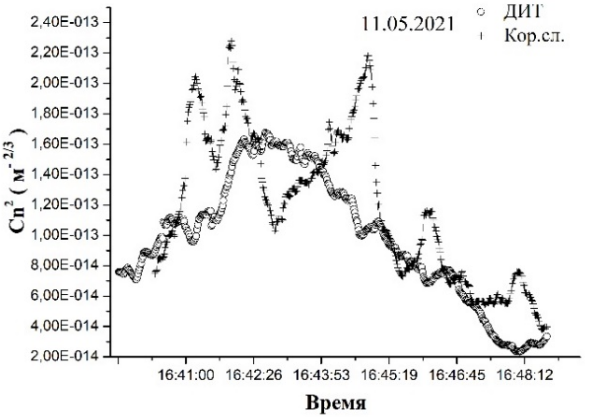
Среднее по трассе значение структурной постоянной показателя преломления рассчитывается по формуле

$$C_n^2 = 0.0463 \frac{\sigma_l^2 S^2}{D^{-1/3}\left[1 - 0.564\left(\frac{d}{D}\right)^{-1/3}\right] L} \left(\text{м}^{-2/3}\right),$$

где $\sigma_\gamma^2$ — дисперсии разности измеряемых смещений двух изображений в направлении разноса входных субапертур, размерность пиксель; $S$ — угловой масштаб пикселя (элемента ПЗС-матрицы), размерность радиан/пиксель; $D$ — диаметр входных субапертур, мм; $d$ — расстояние между центрами входных субапертур, мм; $L$ — длина трассы, м.

Диапазон измеряемых значений структурной постоянной показателя преломления рассчитывался на основе выводов теории распространения волн в атмосфере [Кон и др., 1974]. Как показали многочисленные испытания в лабораторных и натурных условиях, рабочий диапазон измеряемых значений оказывается равным $6.8{\cdot}10^{-16} \div 2.3{\cdot}10^{-12}$, $\text{м}^{-2/3}$. В расчетах было показано, что наиболее точные измерения турбулентности можно обеспечить на трассах протяженностью 100–200 м при работе в средних условиях приземного слоя атмосферы. Для расчетов величины структурной характеристики показателя преломления атмосферы использовалась формула, связывающая дисперсию разности дрожания двух изображения, формируемых вблизи фокуса телескопа ТАЛ-200, и параметры оптического инструмента: размер субапертур, расстояние между субапертурами, длину фокуса телескопа, размер пикселя видеокамеры. Использование в дифференциальном измерителе турбулентности алгоритма скользящего интервала усреднения длительностью 60 с позволяет измерять значения $C_n^2$ с шагом 1 с в цикле измерения с заданной пользователем продолжительностью.

Вторым способом определения $C_n^2$ был пассивный метод, основанный на измерении дрожания изображения с использованием высокоскоростной цифровой видеокамеры, установленной на малом астрономическом телескопе, и алгоритмов обработки в реальном времени. Данный метод прошел апробацию ранее на трассе Базового экспериментального комплекса ИОА СО РАН и показал свою эффективность в сравнении с активным оптическим и акустическим методами [Коняев и др., 2015]. Его основные преимущества — мобильность, оперативность в развертывании и проведении измерений. Физический принцип метода основан на зависимости величины дисперсии флуктуаций углов прихода $\sigma_\gamma^2$ принимаемого оптического излучения от интенсивности атмосферной турбулентности $C_n^2$. Расчеты проводились согласно выражению




Значения уровня турбулентности, измеренные двумя оптическим методами

$$C_n^2 = r_0^{-5/3} / k^2 L / 0.159,$$

где $r_0$ — радиус когерентности (радиус Фрида) $r_0 = 0.159\left(2\pi/\lambda\right)^2 D^{1/2}\sigma_\gamma^2$, $k{=}2\pi/\lambda$; $\lambda$ — длина волны естественного освещения; $D$ — диаметр приемного телескопа; $L$ — длина трассы.

Для формирования изображения естественных объектов используется телескоп с диаметром входной апертуры 15 см и фокусным расстоянием 1.5 м. Монохромные кадры оцифровываются видеокамерой Allied GE-680 с частотой до 200 кадров в секунду. Углы прихода вычислялись по смещению изображения, регистрируемого цифровой камерой, которое измерялось методом корреляционного слежения. Усреднение данных происходит на скользящем интервале длительностью 60 с с шагом 1 с. Программное обеспечение было реализовано на системе разработки LabVIEW и частично на языке программирования Python 3.X.X.

Измерения выполнялись в апреле–мае 2021 г. на горизонтальной однородной атмосферной трассе длиной 110 м, проходящей на высоте примерно 10 м над подстилающей поверхностью. На рисунке приведены временные развертки измеренных значений уровня турбулентности двумя инструментами — активным и пассивным.

Как показывает рисунок, имеется довольно высокая взаимная корреляция результатов, но о полном совпадении говорить нельзя. Это связано в том числе и с различием областей усреднения у измерителей. Кроме того, одновременно двумя измерителями было обнаружено довольно сильное волнообразное изменение уровня турбулентности за короткое время наблюдения, обусловленное, возможно, появлением неколмогоровской турбулентности в атмосфере.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Оценка величины наклона волнового фронта светового поля остается актуальной темой современных исследований как оптики атмосферы, так и адаптивной оптики. Это связано с тем, что именно с измерения наклона ВФ начинаются практически любые измерения фазы ВФ в оптике. При этом перед исследо-

вателем стоит проблема выбора наилучшего способа измерения наклона ВФ. Причем, следует отметить, что какие-либо общие рекомендации отсутствуют, а существует целый ряд способов определения наклона ВФ. Для измерения этой величины широко применяются оптические инструменты, в том числе, измерители ВФ дифференциального типа, а также датчики Шэка — Гартмана. Естественно, что при построении измерительного инструмента всегда возникают противоречивые требования по согласованию широкого диапазона измеряемых углов наклона и по обеспечению точности отдельного измерения. Это частично решается путем согласования параметров датчика, что выполняется с использованием выводов теории распространения волн в случайно-неоднородных средах.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда, проект № 22-22-00289.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Антошкин Л.В., Ботыгина Н.Н., Емалеев О.Н. и др. Дифференциальный оптический измеритель параметров атмосферной турбулентности. *Оптика атмосферы и океана*. 1998. Т. 11, № 11. С. 1219–1223.

Кон А.И., Миронов В.Л., Носов В.В. Флуктуации центров тяжести световых пучков в турбулентной атмосфере. *Изв. вузов. Радиофизика*. 1974. Т. 17, № 10. С. 1501–1511.

Коняев П.А., Ботыгина Н.Н. и др. Об измерении структурной характеристики показателя преломления атмосферы пассивными оптическими методами. *Оптика атмосферы и океана*. 2015. Т. 28, № 8. С. 738–741.

УДК 535.42

# ХАРАКТЕРИСТИКИ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА НА ГЕКСАГОНАЛЬНЫХ АТМОСФЕРНЫХ КРИСТАЛЛАХ ИСКАЖЕННОЙ ФОРМЫ В ПРИБЛИЖЕНИИ ФИЗИЧЕСКОЙ ОПТИКИ

**Д.Н. Тимофеев, А.В. Коношонкин, Н.В. Кустова, В.А. Шишко**

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, Томск, Россия
tdn@iao.ru

# LIGHT BACKSCATTERING PROPERTIES FOR HEXAGONAL ATMOSPHERIC CRYSTALS WITH A DISTORTED SHAPE WITHIN THE PHYSICAL OPTICS APPROXIMATION

**D.N. Timofeev, A.V. Konoshonkin, N.V. Kustova, V.A. Shishko**

V.E. Zuev Institute of Atmospheric Optics SB RAS, Tomsk, Russia
tdn@iao.ru

**Аннотация.** В данной работе представляются характеристики обратного рассеяния света на гексагональных атмосферных кристаллах с разными искажениями формы: скос, выпуклость и вогнутость. Расчет проводился для случая хаотической пространственной ориентации в рамках приближения физической оптики для однократного рассеяния. В качестве базовой геометрической формы частиц была взята гексагональная призма высотой 31.62 мкм и внешним диаметром 22.14 мкм, характерная для частиц типа столбик, наблюдаемых в перистой облачности. Угол искажения для каждого случая варьировался в пределах 0°–50°. Длина волны падающего излучения при расчете равнялась 1.064 мкм. По результатам сравнения сечения обратного рассеяния можно увидеть, что для всех рассмотренных типов частиц значение данного параметра резко уменьшается с ростом угла искажения.

**Ключевые слова:** обратное рассеяние света, перистые облака, ледяные частицы, искажение формы, физическая оптика.

**Abstract.** This paper presents the properties of atmospheric hexagonal ice particles distorted with different methods of distortion of base facets: tilt, pyke, and cavity. We calculated the light backscattering matrices within the physical optics approximation for the case of arbitrary spatial orientation and single scattering. As a basic geometrical shape for distortion, we chose the hexagonal prism with height of 31.62 μm and external diameter of 22.14 μm typical for “column” shape particles occurring in cirrus clouds. The angle of distortion varied from 0 to 50 degrees for each type of particles. The wavelength of incident radiation was equal to 1.064 μm. Comparison of the backscattering cross section reveals that this value decreased sharply with increasing distortion angle for all types of particles under consideration.

**Keywords:** light backscattering, cirrus clouds, ice particles, shape distortion, physical optics.

## ВВЕДЕНИЕ

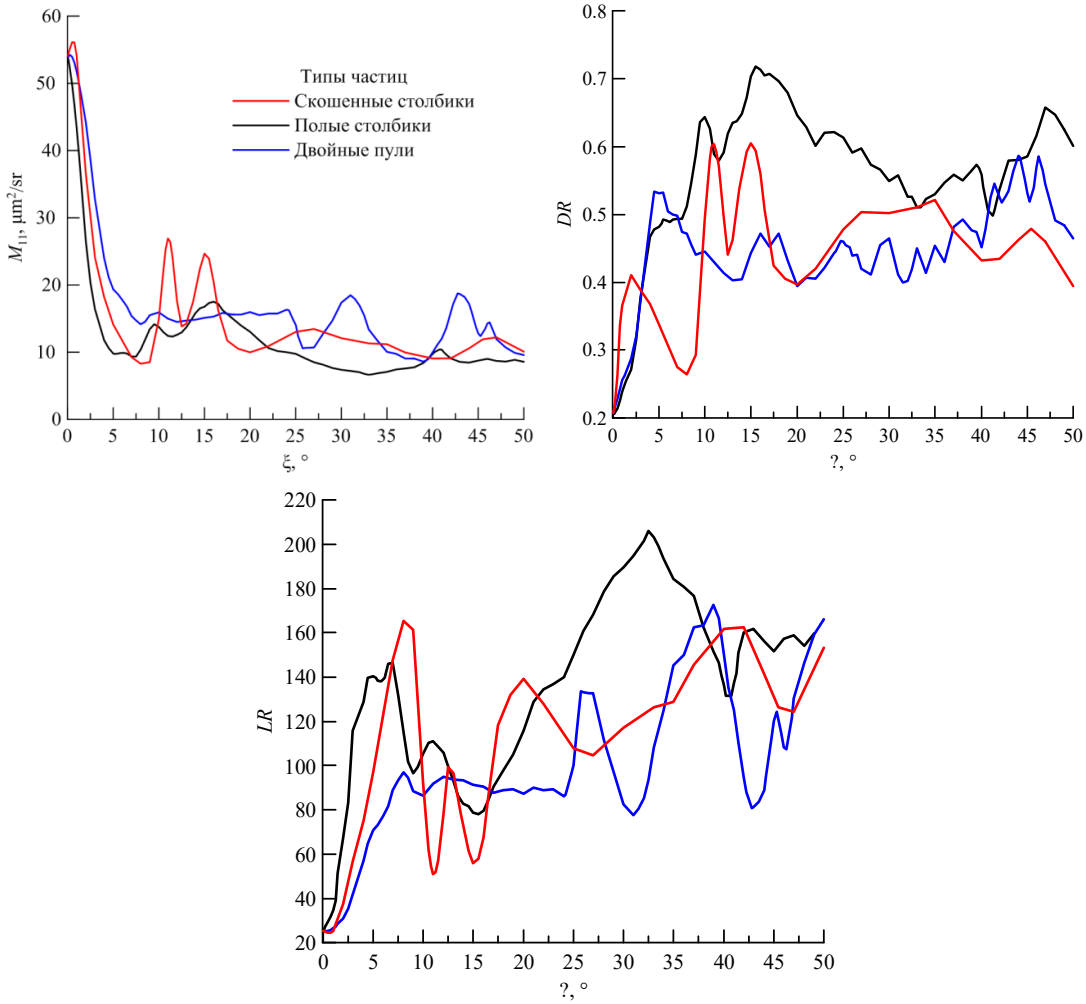
Атмосферные ледяные частицы гексагональной формы являются характерными для перистых облаков, которые вносят существенный вклад в радиационный баланс Земли и должны учитываться в глобальных климатических моделях [Liou, 1986]. Эти облака находятся на высотах 7–11 км, а частицы, из которых они состоят, имеют, как правило, призматическую гексагональную форму и размеры порядка 10–1000 мкм. Однако изучение физических свойств этих частиц (размеры, формы) крайне сложно по ряду причин. Контактные методы изучения малоэффективны из-за того, что в момент наблюдения частицы повреждаются и меняют свою пространственную ориентацию. Более эффективными являются дистанционные методы, такие как лазерное зондирование с поверхности Земли и из космоса. Методом лазерного зондирования исследователи получают от облаков обратный сигнал в виде матрицы рассеяния света (МРС), который необходимо интерпретировать. Для корректной интерпретации необходимо иметь базу данных, в которой матрицы обратного рассеяния света (МОРС) сопоставляются с микрофизическими свойствами частиц облаков [Shishko et al., 2019]. Аналитическим методом рассчитать МРС для частиц перистых облаков не представляется возможным в силу их сложной геометрии, поэтому применяются алгоритмы, основанные на численных методах решения задачи рассеяния света. Эти методы делятся на точные и приближенные. Точные численные методы [Kunz, Luebbers, 1993; Purcell, Pennypacker, 1973] хорошо применимы к частицам, размеры которых ненамного превышают длину волны $\lambda$ падающего излучения, однако их вычислительная сложность растет с увеличением размера частиц. Кроме того, форма кристаллов перистых облаков является несферической, поэтому они требуют расчета МРС с множеством пространственных ориентаций частицы. Приближенные численные методы, например приближение геометрической оптики [Macke et al., 1996], позволяют решать задачу рассеяния света с удовлетворительным временем расчета, жертвуя при этом точностью. Для расчета МРС и МОРС атмосферных частиц, характерных для перистых облаков, успешно применяется метод физической оптики [Borovoi, Grishin, 2003]. Результаты расчетов в рамках данного метода, в отличие от аналогов, хорошо согласуются с экспериментальными данными для случая рассеяния назад [Borovoi et al., 2013].

## РАСЧЕТ МАТРИЦ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА

При варьировании угла скоса оснований столбика в диапазоне 0°–50° получаются скошенные столбики, при варьировании угла вогнутости — полые столбики, угла пика — двойные пули. Все эти углы для удобства далее будут обозначаться как «угол искажения формы» ($\xi$). Угол изменялся с переменным шагом таким образом, чтобы на каждое дифрак-

Параметры расчета

| № | Параметр | Значение |
|---|---|---|
| 1 | Высота частицы, мкм | 31.62 |
| 2 | Внешний диаметр частицы, мкм | 22.14 |
| 3 | λ, мкм | 1.064 |
| 4 | Показатель преломления частицы | 1.3004 |
| 5 | Интервалы вращения частицы по углу наклона (β), градусы | 0–90 |
| 6 | Интервалы вращения частицы по углу вращения (γ), градусы | 0–60 |




Зависимости характеристик обратного рассеяния от угла искажения формы ξ: сечения обратного рассеяния ($M_{11}$, вверху слева), линейного деполяризационного (*DR*, вверху справа) и лидарного (*LR*, внизу) отношений

ционное кольцо приходилось по пять точек. Для каждой полученной частицы из двух последних наборов были рассчитаны МОРС. В таблице приведены значения параметров расчета МОРС для вышеописанных частиц методом физической оптики.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Анализ отдельных событий показал, что магнитосферные электроны с энергиями более 2 МэВ на геостационарной орбите по-разному реагируют на различные типы возмущений в межпланетной среде.

Поскольку пространственная ориентация частиц является хаотической, интервалы вращения были заданы исходя из симметрии частиц. По значениям элементов матриц были получены сечение обратного рассеяния, которое соответствует первому элементу МОРС ($M_{11}$), линейное деполяризационное (*DR*) и лидарное (*LR*) отношения. Их зависимости от ξ для трех типов частиц приведены на рисунке.

При сравнении $M_{11}$ для разных типов частиц видно, что у полых столбиков происходит более быстрое падение величины данного параметра с увеличением ξ по сравнению с другими типами частиц. Кроме того, как у полых столбиков, так и у двойных пуль исчезает пик интенсивности в интервале ξ 0°–2°, свойственный скошенным столбикам, который происходит из-за интерференции косых уголковых траекторий. Для скошенных столбиков наблюдаются скачки интенсивности в интервале ξ 5°–20°, схожие с наблюдаемыми для полых столбиков.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено сравнение характеристик обратного рассеяния, полученных из матриц обратного рассеяния света, рассчитанных методом физической оптики, для характерных для перистой облачности частиц гексагональной формы размером около 30 мкм, с $\lambda$=1.064 мкм, полученных тремя методами искажения. По результатам сравнения сечения обратного рассеяния можно увидеть, что для всех рассмотренных типов частиц значение данного параметра резко уменьшается с ростом угла искажения, однако сильнее всего это выражается у полых столбиков.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Borovoi A., Konoshonkin A., Kustova N. Backscattering by hexagonal ice crystals of cirrus clouds. *Opt. Lett*. 2013. Vol. 38, no. 15. P. 2881–1884.

Borovoi A.G., Grishin I.A. Scattering matrices for large ice crystal particles. *J. Opt. Soc. Am. A*. 2003. Vol. 20. P. 2071–2080.

Kunz K.S., Luebbers R.J. *Finite Difference Time Domain Method for Electromagnetics*. Boca Raton: FL CRC Press, 1993. 448 p.

Liou K.-N. Influence of cirrus clouds on the weather and climate process: a global perspective. *Mon. Weather Rev*. 1986. Vol. 114. P. 1167–1199.

Macke A., Mueller J., Raschke E. Single scattering properties of atmospheric ice crystal. *J. Atmos. Sci*. 1996. Vol. 53, no. 19. P. 2813–2825.

Purcell E.M., Pennypacker C.R. Scattering and absorption of light by nonspherical dielectric grains. *Astrophys. J*. 1973. Vol. 186. P. 705–714.

Shishko V.A., Bryukhanov I.D., Nie E.V., et al. Algorithm for interpreting light backscattering matrices of cirrus clouds for the retrieval of their microphysical parameters. *Atmos. Ocean. Opt*. 2019. Vol. 32, no. 4. P. 393–399.

УДК 533.9.07

# БЫСТРЫЙ ВЕРТИКАЛЬНЫЙ ИОНОЗОНД НИРФИ: ДОРОГА ОТ МАКЕТА К ПРОТОТИПУ

**Н.С. Тимукин, В.А. Павлова, К.К. Грехнева, А.В. Шиндин, С.П. Моисеев, А.В. Востоков**

Научно-исследовательский радиофизический институт ННГУ им. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия
timukin@nirfi.unn.ru

# RFI'S VERTICAL IONOSONDE: ROAD FROM MODEL TO PROTOTYPE

**N.S. Timukin, V.A. Pavlova, K.K. Grekhneva, A.V., Shindin, S.P. Moiseev, A.V. Vostokov**

Radiophysical Research Institute RFI UNN, Nizhny Novgorod, Russia
timukin@nirfi.unn.ru

**Аннотация.** Разработан макет быстрого ионозонда вертикального зондирования. В качестве главного усилителя передающей части ионозонда используется макетная плата A600 v2.1 1.8-72MHz 600W. Одной из главных проблем при создании ионозонда является обеспечение непрерывной и автономной работы прибора. Для решения этой проблемы в состав макета ионозонда добавлен ряд следующих устройств: Arduino UNO, Raspberry Pi4, релейный модуль, источник бесперебойного питания, GSM-розетки, интернет-маршрутизатор. Посредством данных устройств осуществляется мониторинг параметров ионозонда (температуры, напряжения питания и т. д.), а также удаленное включение/выключение ионозонда в целом и усилителя в частности. В приемной части ионозонда установлен также малошумящий антенный усилитель Nooelec для обеспечения уверенной регистрации отраженного от ионосферы сигнала и компенсации потерь мощности в сигнальном кабеле.

**Ключевые слова:** вертикальное зондирование ионосферы, ионограмма, ионозонд, диагностика ионосферы.

**Abstract.** A layout of a fast ionosonde of vertical sensing has been developed. The A600 v2.1 1.8-72MHz 600W breadboard is used as the main amplifier of the ionosonde transmitting part. One of the main problems of creating an ionosonde is to ensure continuous and autonomous operation of the device. To solve this problem, we have added the following devices to the ionosonde layout: Arduino UNO, Raspberry Pi 4, relay module, uninterruptible power supply, GSM sockets, Internet router. By means of these devices, the ionosonde parameters (temperature, supply voltage, etc.) are monitored, as well as remote switching on /off of the ionosonde in general and the amplifier in particular. Also, the Nooelec low-noise antenna amplifier is installed in the receiving part of the ionosonde to ensure reliable registration of the signal reflected from the ionosphere and compensation for power losses in the signal cable.

**Keywords:** vertical sounding of the ionosphere, ionogram, ionosonde, diagnostics of the ionosphere.

## ВВЕДЕНИЕ

Ионозонд вертикального зондирования — прибор, позволяющий решать задачи диагностики ионосферы. Существующие на рынке ионозонды обладают ограниченным функционалом и высокой стоимостью. В НИРФИ есть потребность в создании более совершенного устройства, которое бы регистрировало ионограммы значительно быстрее существующих аналогов и при этом имело бы низкую стоимость комплектующих.

В 2021 г. был создан макет быстрого ионозонда вертикального зондирования [Shindin et al., 2022] с передовыми техническими характеристиками: скорость регистрации ионограмм — 0.9 с, пространственное разрешение — 800 м, возможность быстрого изменения параметров зондирования. Макет построен на базе двух отладочных плат SDRlab 122-16 [https://redpitaya.readthedocs.io/en/latest/developerGuide/hardware/122-16/top.html]. Он включает также линейный усилитель A600, предусилитель, программно-управляемый аттенюатор, опорный генератор, малошумящий антенный усилитель и КВ-фильтры.

Осуществление беспрерывной диагностики ионосферы требует принятия дополнительных мер для обеспечения безопасной и непрерывной работы всех составляющих макета, поэтому в состав установки был введен ряд дополнительных устройств, позволяющих контролировать параметры работы прибора в реальном времени.

## МЕТОДИКА

Одной из самых важных компонент передающей части макета ионозонда является плата линейного усилителя A600 v2.1 1.8-72MHz 600W [https://qrpblog.com/a600-hf-6m-600w-ldmos-amplifier]. Данная плата усиливает модулированный импульсный сигнал до 600 Вт. Усилитель с диапазоном частот 1.8–72 МГц и коэффициентом усиления порядка 20 дБ использует пару LDMOS-транзисторов MRF300. Для эффективного использования усилителя в условиях электромагнитных помех для платы был изготовлен металлический корпус. Усилитель оснащен аналоговыми выходами, позволяющими снять ключевые параметры работы усилителя: напряжение на клеммах питания, температуру транзисторов, силу тока, прямую мощность на выходе, отраженную мощность. Также при помощи одного из выходов усилителя можно осуществить запирание транзисторов путем подачи положительного напряжения до 5 В.

Для регистрации параметров работы к плате усилителя подключена Arduino UNO — отладочная плата на базе микроконтроллера ATMega328 с входным напряжением 7–12 В, имеющая 14 цифровых и шесть аналоговых входов/выходов.

Удаленный контроль за параметрами усилителя, полученными посредством Arduino, осуществляется подключением к одноплатному микрокомпьютеру Raspberry Pi 4 (с 4-ядерным процессором Cortex-A72

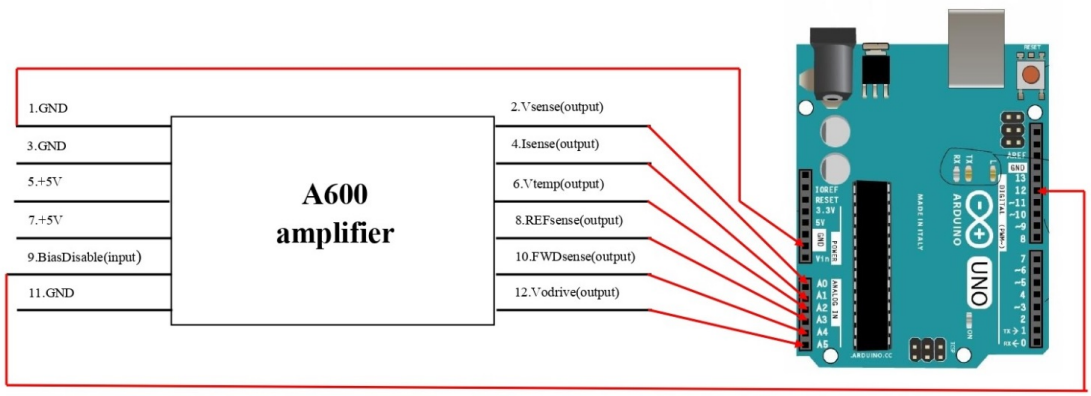



*Рис. 1.* Схема подключения аналоговых выходов линейного усилителя к Arduino UNO

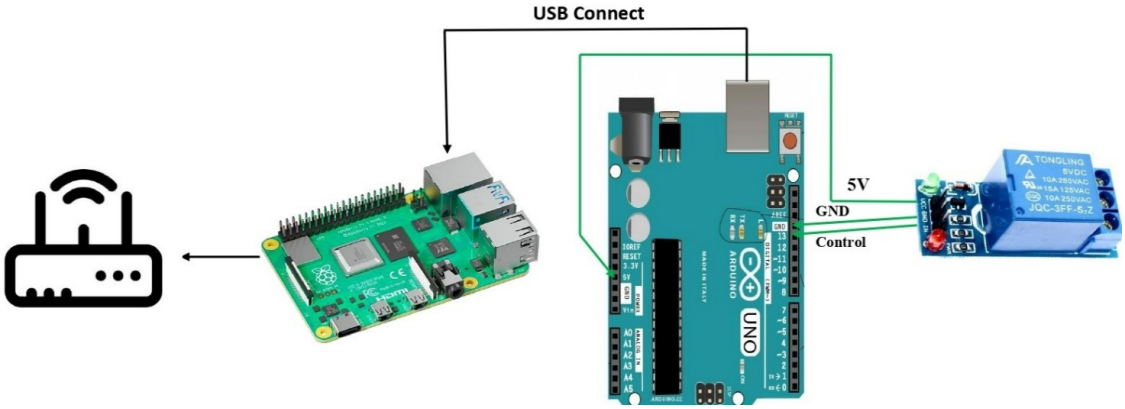



*Рис. 2.* Схема подключения реле к Arduino UNO и последующего подключения к Raspberry Pi

(архитектура ARM v8) 64-bit), который находится в сети маршрутизатора с постоянным выходом в интернет.

В состав ионозонда также входит реле, с помощью которого происходит включение и отключение питания платы усилителя. Для управления реле используется цифровые входы Arduino Uno. Все электромагнитные реле имеют нормально замкнутый (normal closed, NC) и нормально разомкнутый (normal open, NO) контакты. Если на управляющей обмотке реле отсутствует напряжение, то между нормально замкнутым и коммутируемым контактами есть электрическая связь, а между нормально разомкнутым и коммутируемым — нет. При подаче напряжения на управляющую обмотку нормально разомкнутый контакт замыкается, а нормально замкнутый — размыкается. Таким образом, имеется возможность удаленно контролировать питание платы усилителя в случае нештатных ситуаций. Разработка программы, выключающей усилитель при выходе одного из параметров за границы разрешенного диапазона, ведется в данный момент.

Для удаленного отключения передающей и приемной частей макета используются GSM-розетки (максимальный ток нагрузки 16 А). Управление нагрузкой на розетке осуществляется посредством звонка либо sms. Это позволяет включать и выключать ионозонд из любой точки покрытия GSM-связи.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

После введения всех перечисленных мер стала возможной эксплуатация ионозонда в непрерывном режиме с контролем рабочих параметров. Можно сказать, что быстрый вертикальный ионозонд НИРФИ перешел из состояния макета в состояние рабочего прототипа.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 21-72-10131). Работа по монтажу системы охлаждения усилителя А600 выполнена Востоковым А.В. при поддержке проекта № 0729-2020-0057 государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Shindin A.V., Moiseev S.P., Vybornov F.I., et al. *Remote Sensing*. 2022. Vol. 14. 547.

URL: https://redpitaya.readthedocs.io/en/latest/developerGuide/hardware/122-16/top.html (дата обращения: 20 мая 2022 г.).

URL: https://qrpblog.com/a600-hf-6m-600w-ldmos-amplifier (дата обращения: 20 мая 2022 г.).

УДК 537.86

# СРАВНЕНИЕ ДВУХ ПОДХОДОВ К АДАПТИВНОМУ МОДЕЛИРОВАНИЮ ИОНОСФЕРЫ ПО ДАННЫМ РАДИОПРОСВЕЧИВАНИЯ СИГНАЛАМИ НИЗКООРБИТАЛЬНЫХ СПУТНИКОВЫХ РАДИОМАЯКОВ

**[1]А.В. Тимченко, [2]И.А. Павлов, [2]А.М. Падохин, [1]Ф.С. Бессараб**

[1]Калининградский филиал Института Земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, Калининград, Россия
aleksandr.timchenko77@gmail.com
[2]Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

# COMPARISON OF TWO APPROACHES TO IONOSPHERIC ADAPTIVE MODELING BASED ON THE RADIO SOUNDING WITH LOW ORBITAL BEACONS

**[1]A.V. Timchenko, [2]I.A. Pavlov, [2]A.M. Padokhin, [1]F.S. Bessarab**

[1]West department of Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation RAS, Kaliningrad, Russia
aleksandr.timchenko77@gmail.com
[2]Lomonosov Moscow State University, Russia

**Аннотация.** С использованием модели NeQuick2 и синтезированных с ее помощью на основе реальной геометрии эксперимента по низкоорбитальному радиопросвечиванию данных проведено сравнение двух подходов к адаптивному моделированию ионосферы — тихоновской и статистической регуляризации. Показано, что результаты ионосферных реконструкций, полученные с помощью этих подходов, существенно зависят от геометрии расположения приемных пунктов и задания начального приближения — фоновой модели ионосферы. Вместе с тем метод статрегуляризации обладает определенным преимуществом и позволяет учесть в алгоритме реконструкции влияние шумов измерений, а также статистических характеристик оценок параметров ионосферы, полученных в рамках фоновой модели.

**Ключевые слова:** ионосфера, адаптивное моделирование, регуляризация, радиопросвечивание, NeQuick2.

**Abstract.** We use simulated with NeQuick2 model data of low orbital radiosounding to test two different approaches to ionospheric adaptive modeling, e.g., Tikhonov and statistical regularization. We show that results of both approaches depend significantly on the geometry of the experiment and the choice of the initial state – ionospheric background model. At the same time, statistical regularization provides the advantage to balance the contribution of both measurements and background model to the final solution based on their variance-co variance properties.

**Keywords:** ionosphere, adaptive modeling, regularization, remote sensing, NeQuick2.

## ВВЕДЕНИЕ

Возможность получения данных о пространственно-временной изменчивости ионосферы важна для различных прикладных задач: загоризонтной радиолокации, КВ-связи, спутниковой навигации. На современном этапе развития техники спутникового зондирования можно получать информацию о радиопросвечивании ионосферы в широком диапазоне положений приемопередающих систем, что может быть использовано для решения обратной задачи восстановления распределения электронной концентрации в ионосфере. Эта задача сводится к решению интегрального уравнения Фредгольма I рода, которое, в свою очередь, может быть сведено к решению системы линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) [Куницын и др., 2006]. В связи с большим числом, но ограниченным диапазоном направлений радиопросвечивания эта СЛАУ относится к классу некорректно поставленных задач и для ее решения необходимо применять методы регуляризации. Одним из вариантов может быть регуляризация по Тихонову, результатом применения которой является квазирешение с минимальной нормой или с минимальной нормой отклонения от начального приближения. Если помимо данных наблюдений имеется модель среды, описывающая некоторое среднее распределение искомого параметра и его статистические характеристики, то для получения квазирешения можно использовать метод статрегуляризации. Целью настоящей работы является сравнение этих двух подходов в задаче восстановления двумерных, высотно-широтных распределений электронной концентрации в ионосфере по данным радиопросвечивания сигналами низкоорбитальных спутниковых радиомаяков.

## ДАННЫЕ И МЕТОД

Для сопоставления двух методов регуляризации в задаче о спутниковом радиопросвечивании ионосферы использовались псевдоданные наблюдений, полученные для реальной геометрии проведения эксперимента с помощью эмпирической модели NeQuick2 [Nava et al., 2008]. Для каждого луча зондирования спутник—приемник вычислялось наклонное полное электронное содержание *TEC* на основе распределения электронной концентрации $n_e$, заданной моделью, согласно формуле

$$TEC(\beta, \tau_i) = \int_0^{h_0} \frac{n_e(h, \tau)(R+h)\,dh}{\sqrt{R^2(\sin\beta)^2 + 2Rh + h^2}}, \qquad (1)$$

где $h_0$ — высота спутника; $\tau_i$ — координата приемника; $h$ — высота; $\tau$ — координата спутника; $R$ — радиус Земли; $\beta$ — угол возвышения спутника. Дополнительно к псевдонаблюдениям, полученным по формуле (1) добавлялся гауссов шум с нулевым средним и дисперсией, зависящей от угла возвышения спутника. Пример модельного распределения $n_e$ (NeQuick2, сентябрь,

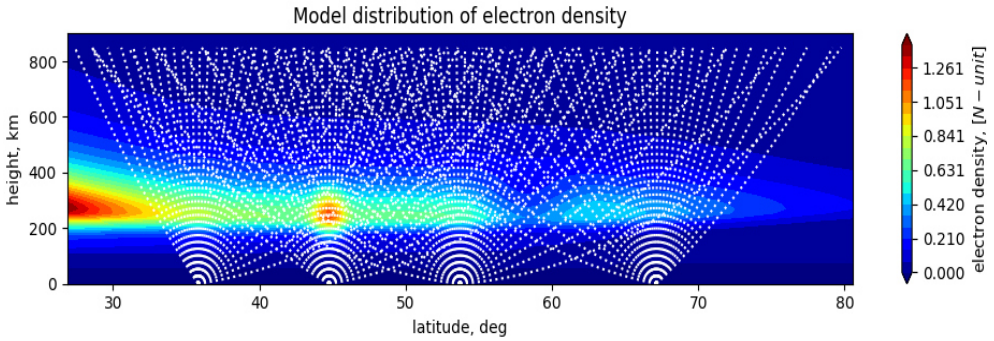



*Рис. 1.* Высотно-широтное распределение электронной плотности для получения псевдоданных радиопросвечивания. Пунктирными линиями даны лучи спутник—приемник

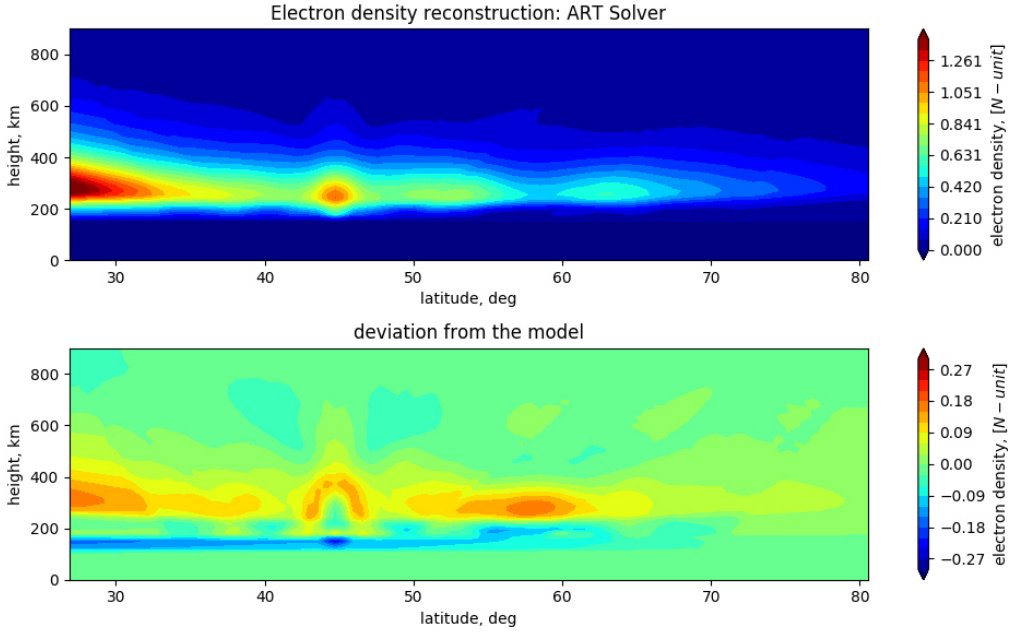



*Рис. 2.* Реконструкция модельного (см. рис. 1) распределения электронной плотности (вверху) и отклонение от него (внизу), полученные с использованием алгоритма ART

12 UT, *long*=20°, *F*10.7=90 s.f.u.) с двумя дополнительными неоднородностями, геометрия расположения приемных пунктов и лучей спутник—приемник показана на рис. 1.

При решении обратной задачи интегральное уравнение (1) может быть сведено к СЛАУ вида $Ax=b$ относительно значений электронной концентрации в узлах регулярной сетки, разбивающей область реконструкции на конечные элементы. Применение тихоновской регуляризации к полученной СЛАУ эквивалентно поиску квазирешения итерационным методом ART, сходящимся к квазирешению с минимальной нормой отклонения от начального приближения

$$\hat{x}^{k+1} = \hat{x}^{k} + \frac{b_i - \left\langle A^i \hat{x}^{k} \right\rangle}{\left\langle A^i A^i \right\rangle}, \qquad (2)$$

где $\hat{x}^{k}$ — оценка квазирешения на $k$-м шаге, $b_i$ и $A_i$ — $i$-й элемент и $i$-я строка вектора наблюдений и матрицы системы соответственно. В качестве начального приближения может быть использована также модель NeQuick2, но без дополнительных неоднородностей, взятая, например, для другого уровня солнечной активности, задаваемой параметром *F*10.7.

В случае использования статистической регуляризации квазирешение $\hat{x}$ рассматриваемой СЛАУ ищется в виде

$$\hat{x} = x_0 + K\left(b - Ax_0\right), \quad K = PA^T\left(R + APA^T\right)^{-1}, \qquad (3)$$

где $P$ — ковариационная матрица априорной оценки вектора состояния системы $x_0$; $R$ — ковариационная матрица вектора наблюдений $b$. В качестве $x_0$ аналогично предыдущему случаю можно использовать модель NeQuick2. Важным моментом является задание ковариационных матриц $P$ и $R$. В данной работе мы используем выражение для ковариационных матриц

$$R = diag\left(\sigma_0^2 / \sin^2(\beta)\right), \qquad (4)$$

где $\sigma_0$ — среднеквадратичное отклонение (СКО) шума при наблюдении в зенит с типичным значением 0.05 TECu. Данная зависимость хорошо воспроизводит экспериментальную картину шумов наблюдений

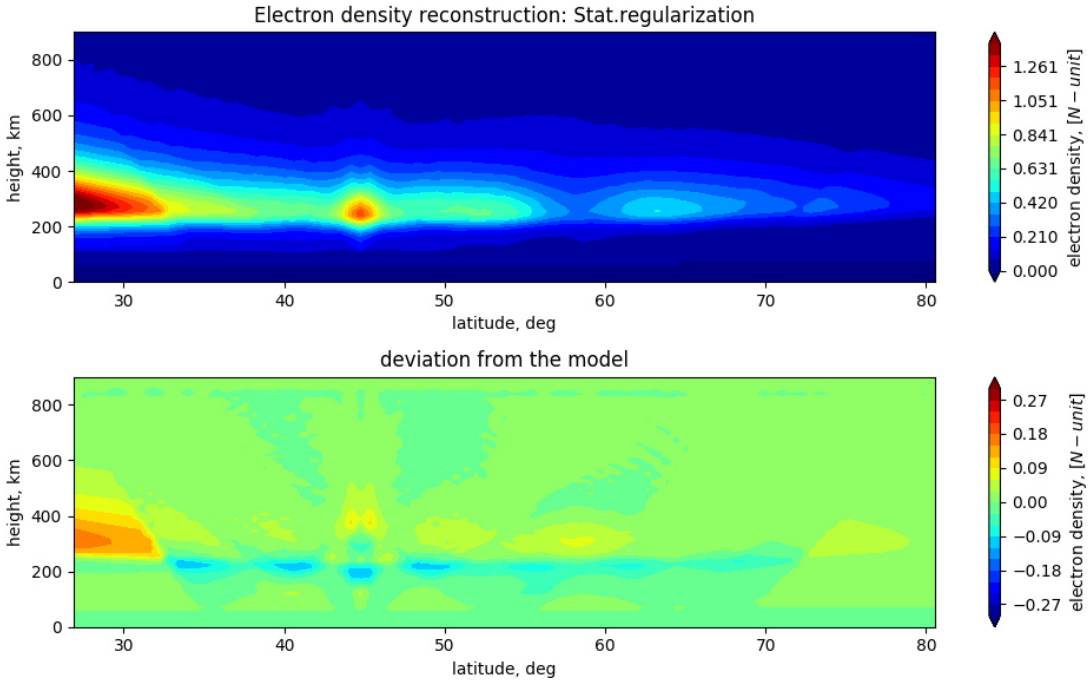



*Рис. 3.* То же, что на рис. 1, с использованием статрегуляризации

в экспериментах по радиопросвечиванию ионосферы. Заметим, что сама модель NeQuick2 не дает оценок дисперсии электронной концентрации, поэтому при построении ковариационной матрицы $P$ мы использовали достаточно простое соотношение

$$P = diag\left(\sigma^2 n_e^2 \big/ n_{e\max}^2\right), \qquad (5)$$

т. е. СКО электронной концентрации пропорционально самой электронной концентрации и нормировано на максимум электронной концентрации в F2-слое. Заметим также, что (3) совпадает с выражением стадии коррекции для фильтра Калмана — таким образом, разработанные в настоящей работе подходы могут быть в дальнейшем использованы и в задачах ассимиляции данных в физические модели ионосферы, например ГСМ ТИП [Кореньков и др., 1993, Bessarab et al., 2012].

## РЕЗУЛЬТАТЫ

Остановимся на результатах применения двух описанных методов регуляризации к задаче адаптивного моделирования двумерных, высотно-широтных распределений электронной концентрации в ионосфере по данным низкоорбитального радиопросвечивания. По синтезированным псевдонаблюдениям восстанавливалось распределение электронной концентрации, показанное на рис. 1. В качестве начального приближения использовалась модель NeQuick2 для того же момента времени и координат, без дополнительно внедренных неоднородностей и с другим уровнем солнечной активности ($F10.7 = 100$ s.f.u.). Результаты адаптивного моделирования, полученные двумя рассматриваемыми методами приведены на рис. 3. На верхних панелях показаны непосредственно реконструкции, на нижних — отклонение от восстанавливаемой модели.

Хорошо видно, что оба алгоритма успешно восстанавливают две искусственно заданные неоднородности в F2-слое. Вместе с тем для рассматриваемой геометрии эксперимента ошибки реконструкции методом ART несколько больше, и в целом, результаты, полученные методом ART, более чувствительны к выбору начального приближения. Статрегуляризация, в свою очередь, обладает большей гибкостью за счет возможности учета веса наблюдений и априорной оценки электронной концентрации на основе их ковариационных матриц. Отметим, что из-за недостатка в рассмотренной схеме зондирования квазигоризонтальных лучей, оба рассмотренных метода будут иметь очевидные проблемы с восстановлением неоднородностей, локализованных вне F2-слоя, что может быть решено добавлением в задачу радиозатменных данных или данных вертикального зондирования.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе псевдонаблюдений, полученных на основе модели NeQuick2, проведено сравнение двух методов адаптационного моделирования ионосферы по данным низкоорбитального радиопросвечивания, использующих тихоновскую и статрегуляризацию. Показано, что статрегуляризация может давать лучшие результаты реконструкций по сравнению с итерационными алгоритмами типа ART при учете статхарактеристик наблюдений и фоновой модели ионосферы. В дальнейшем планируется дополнить рассматриваемую схему адаптационного моделирования данными вертикального зондирования и радиозатменных экспериментов для улучшения высотного разрешения получаемых ионосферных сечений.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантом Российского научного фонда № 21-17-00208.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Кореньков Ю.Н., Клименко В.В., Намгаладзе А.А. и др. Модельные расчеты ионосферных параметров для условий 19 марта 1988 г. *Геомагнетизм и аэрономия*. 1993. Т. 33, № 1. С. 63–68.

Куницин В.Е., Терещенко Е.Д., Андреева Е.С. *Радиотомография ионосферы*. М.: Физматлит, 2006.

Bessarab F.S., Korenkov Yu.N., Klimenko M.V., et al. Modeling the effect of sudden stratospheric warming within the thermosphere—ionosphere system. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys*. 2012. Vol. 90. P. 77–85.

Nava B., Coisson P., Radicella S.M. A new version of the NeQuick ionosphere electron density model. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys*. 2008. Vol. 70, no. 15. P. 1856–1862. DOI: 10.1016/j.jastp.2008.01.015.

*Секция В. Физика атмосферы Земли, включая околоземное космическое пространство. БШФФ-2022. С. 307–308.*

УДК 551.511.31

# ЛИДАРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ АТМОСФЕРНЫХ ВОЛНОВЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В ЯКУТИИ

**С.В. Титов, С.В. Николашкин**

Институт космофизических исследований и аэрономии им. Ю.Г. Шафера СО РАН, Якутск, Россия
stitov@ikfia.ysn.ru, nikolashkins@ikfia.ysn.ru

# LIDAR INVESTIGATIONS OF ATMOSPHERIC WAVE PERTURBATIONS IN YAKUTIA

**S.V. Titov, S.V. Nikolashkin**

Yu.G. Shafer Institute of Cosmophysical Research and Aeronomy SB RAS, Yakutsk, Russia
stitov@ikfia.ysn.ru, nikolashkins@ikfia.ysn.ru

**Аннотация.** Начиная с 2004 г. проводятся лидарные измерения температуры атмосферы на высотах от 20 до 60 км на полигонах Института космофизических исследований и аэрономии им. Ю.Г. Шафера СО РАН: на полигоне «ШАЛ» с 2004 по 2017 г. и на оптическом полигоне «Маймага» с 2018 г. по сей день. Рассматриваются результаты, полученные с конца августа до середины мая, поскольку в летнее время на данной широте наступают белые ночи. Температурные профили атмосферы измеряются с временным и вертикальным разрешением 10–20 мин и 0.05–0.1 км соответственно. Внутренние гравитационные волны (ВГВ) наблюдаются во всех сеансах зондирования. Наблюдаемые ВГВ покрывают весь диапазон зондирования 20–60 км, стоит отметить, что основное изменение длины волны ВГВ происходит на высоте стратопаузы во время зимних внезапных стратосферных потеплений (ВСП). В отдельные ночи преобладают несколько ВГВ с длинами волн 2–4, 5–7 и 10–15 км. Амплитуды волн обычно увеличиваются с высотой. Локальные флуктуационные минимумы часто наблюдаются на высотах стратопаузы вовремя ВСП.

**Ключевые слова:** лидар, внутренние гравитационные волны, зимние внезапные стратосферные потепления.

**Abstract.** Since 2004, lidar measurements of temperature at heights from 20 to 60 km have been carried out at the test sites of the Yu.G. Shafer Institute of Cosmophysical Research and Aeronomy of Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences (at the EAS test site from 2004 to 2017 and at the Maymaga optical test site from 2018 until now). This paper presents the results only from the end of August to the middle of May because of the midnight sun occurring at our latitudes in summer. Atmospheric temperature profiles are measured with a temporal and vertical resolution of 10–20 min and 0.05–0.1 km, respectively. Internal gravity waves (IGWs) occur in all sounding sessions. The observed IGWs cover the entire sounding range from 20 to 60 km. Note that the main change in the IGW wavelength occurs at the stratopause height during winter sudden stratospheric warmings (SSWs). On some nights, several IGWs prevail with wavelengths of 2–4 km, 5–7 km, and 10–12 km. Wave amplitudes usually increase with height. Local fluctuation minima are often observed at stratopause heights during SSWs.

**Keywords:** lidar, internal gravity waves, winter sudden stratospheric warming.

## ВВЕДЕНИЕ

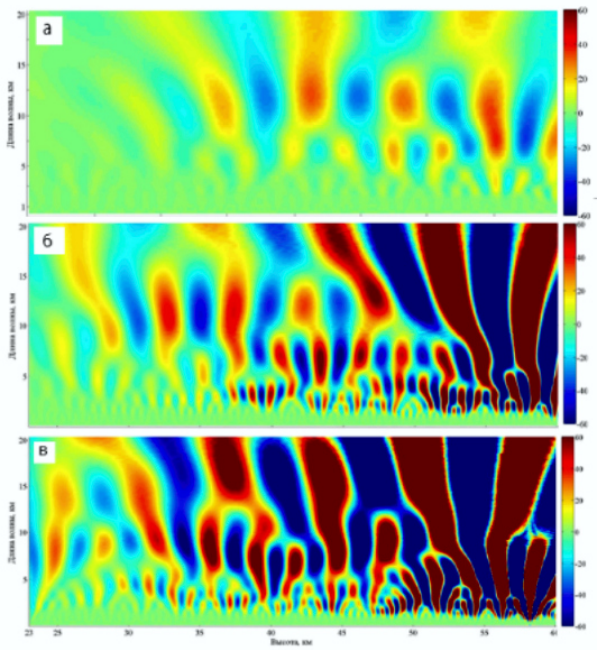
На всех высотах атмосферы волновые движения являются важной составляющей динамических процессов. Атмосферные волны вносят существенный вклад в общий энергетический баланс среды путем передачи и переноса энергии и импульса между слоями атмосферы. Атмосферные внутренние гравитационные волны (ВГВ) генерируются различными тропосферными источниками, такими как фронты циклонических образований, струйные течения и конвекция, наряду с этим они также генерируются при землетрясениях, извержениях вулканов и ядерных взрывах. ВГВ играют важную роль в определении пространственно-временной структуры ветра и температуры средней атмосферы, передавая импульс и энергию на большие высоты [Labitzke, 1981]. Амплитуды ВГВ по мере их распространения на большие высоты увеличиваются из-за уменьшения плотности атмосферы, поэтому их наблюдения начались в верхних слоях атмосферы. На высотах средней атмосферы ВГВ подвергаются спектральной фильтрации из-за ветрового сдвига и поглощаются, вызывая в области поглощения увеличение температуры. В настоящее время именно с этим свойством ВГВ связывают внезапные стратосферные потепления в зимний период. Все эти обстоятельства влияют на структуру и динамику нейтральной и ионизованной атмосферы [Шефов и др., 2006].

Основные исследования ВГВ в атмосфере были сконцентрированы на высотах ионосферы. Из-за сильного уменьшения плотности земной атмосферы с высотой эти волны, по мере распространения вверх, усиливаются и приводят к значительным возмущениям ионосферы, благодаря чему ВГВ на этих высотах проще всего регистрировать. Однако до сих пор существовало лишь несколько методов, позволяющих наблюдать гравитационные волны с малыми вертикальными и горизонтальными масштабами. Лидар является единственным методом, позволяющим проводить постоянные наблюдения за средне- и низкочастотными ВГВ с соответствующим временным и высотным разрешением. Кроме того, лидарный метод недорогой, чего нельзя сказать про спутниковые и ракетные методы.

В этой статье будут рассмотрены измеренные лидарным методом флуктуации температурного профиля атмосферы, связанные с прохождением ВГВ.

## МЕТОДЫ НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКИ ДАННЫХ

Лидар (Light Detection and Ranging) — инструмент для лазерного зондирования, по принципиальному устройству лидар аналогичен радару. Атмосферные лидары — это инструменты, которые используют лазерный свет для изучения атмосферы: атмосферных газов, аэрозолей, облаков и температуры. В работе использованы данные рэлеевского лидара, который с 2004 по 2017 г. располагался на 60 км южнее Якутска на полигоне «ШАЛ» ИКФИА




Пример вейвлет-преобразования вариаций температурного профиля до и после ВСП (*а*), во время ВСП (*б*) и во время обращения среднего зонального ведра (*в*)

(61.66° N, 129.37° E), а с 2018 г. по настоящее время находится в 115 км к северу от Якутска на оптическом полигоне «Маймага» (63.06° N, 129.55° E).

Для определения вертикальных характеристик ВГВ использовалось непрерывное вейвлет-преобразование на основе вейвлета Морле [Werner et al., 2007]. Флуктуации профиля температуры, связанные с ВГВ, были получены сглаживанием температурного профиля атмосферы скользящим окном 2 км для ВЧ-фильтрации и вычитанием средненочного профиля температуры для НЧ-фильтрации.

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Примеры расчетов представлены в виде поверхности в декартовой системе координат, где по оси X представлена высота в км, по оси Y— длина волны в км и по оси Z — амплитуда вейвлет-коэффициента (см. рисунок). Из графиков для зимних периодов с 2004 по 2017 г. были выявлены основные ВГВ с вертикальными длинами волн 2–4 км, 5–7 км и 10–15 км, их амплитуды возрастают с повышением высоты, а длины волн претерпевают незначительное увеличение из-за уменьшения плотности атмосферы. ВГВ наблюдаются весь зимний период. Амплитуды ВГВ резко возрастают во время ВСП во всем диапазоне высот (панель *б*), что соответствует опусканию высоты стратопаузы и, как следствие, критического уровня [Matsuno, 1971]. В момент обращения среднего зонального ветра наблюдается диссипация всех доминирующих ВГВ на образовавшемся критическом слое, в некоторых случаях наблюдается фильтрация и генерация ВГВ выше критического слоя (панель *в*), что, по-видимому, связано с положением струйного течения над пунктом зондирования. Активность стратосферных гравитационных волн сильно коррелирует с приземными ветрами [Yoshiki, Sato, 2000]. Сочетание наблюдательных и численных данных и применение различных методов анализа свидетельствуют о наличии источника возбуждения гравитационных волн выше критического слоя, спорадически возникающего при взаимодействии полярного вихря с планетарными волнами, например, во время ВСП [Dörnbrack et al., 2018].

Полученные данные требуют дальнейшего подробного анализа с привлечением данных комплекса приборов для измерения плотности, температуры и скорости ветра во всем диапазоне высот атмосферы.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Шефов Н.Н., Семенов А.И., Хомич В.Ю. *Излучение атмосферы — индикатор ее структуры и динамики*. М.: Геос, 2006. 741 с.

Dörnbrack A., Gisinger S., Kaifler N., et al. Gravity waves excited during a minor sudden stratospheric warming. *Atmos. Chem. Phys*. 2018. Vol. 18. P. 12915–12931. DOI: 10.5194/acp-18-12915-2018.

Labitzke K. Stratospheric-mesospheric midwinter disturbances: A summary of observed characteristics. *J. Geophys. Res*. 1981. Vol. 86. P. 9665–9678.

Matsuno T. A dynamical model of the stratospheric sudden warming. *J. Atmos. Sci*. 1971. Vol. 28, iss. 6. P. 1479–1493.

Werner R., et al. Application of wavelet transformation to determine wavelengths and phase velocities of gravity waves observed by lidar measurements. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys*. 2007. Vol. 69, iss. 17. P. 2249–2256.

Yoshiki M., Sato K. A statistical study of gravity waves in the polar regions based on operational radiosonde data. *J. Geophys. Res*. 2000. Vol. 105. P. 17995–18011.

УДК 551.51, 681.785.4

# ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ АТМОСФЕРЫ ЗЕМЛИ С ПОМОЩЬЮ ФОТОМЕТРОВ НАЦИОНАЛЬНОГО ГЕЛИОГЕОФИЗИЧЕСКОГО КОМПЛЕКСА ИСЗФ СО РАН

**И.Д. Ткачев, Р.В. Васильев, А.Б. Белецкий, С.В. Подлесный, М.Ф. Артамонов**

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия
tid007@iszf.irk.ru

# FIRST OBSERVATION RESULTS OF THE EARTH'S ATMOSPHERE USING PHOTOMETERS OF THE NATIONAL HELIOGEOPHYSICAL COMPLEX OF THE ISTP SB RAS

**I.D. Tkachev, R.V. Vasilyev, A.B. Beletsky, S.V. Podlesny, M.F. Artamonov**

Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia
tid007@iszf.irk.ru

**Аннотация.** Представлены результаты первых наблюдений фотометрами национального гелиогеофизического комплекса ИСЗФ СО РАН. Приводится описание используемых устройств. Рассмотрены примеры получаемых данных, а также возможности анализа и интерпретации получаемой информации. Показаны задачи и перспективы использования фотометров при совместной работе в оптическом комплексе.

**Ключевые слова:** фотометрия, фотоэлектронные умножители, собственное свечение атмосферы.

**Abstract.** We present first results of observations made with photometers of the National Heliogeophysical Complex of the ISTP SB RAS. A description of the devices used is given. Examples of obtained data are considered, as well as possibilities of analyzing and interpreting the information. The tasks and prospects for using photometers when working together in the optical complex are also presented.

**Keywords:** photometry, photomultiplier tube, airglow.

## ВВЕДЕНИЕ

В рамках мегапроекта по созданию Национального гелиогеофизического комплекса (НГК) на базе ИСЗФ СО РАН в Геофизической обсерватории (с. Торы, 150 км от Иркутска), был построен новый оптический комплекс [Васильев и др., 2020]. В его состав вошли десять единиц нового оптического оборудования: интерферометры Фабри—Перо, камеры всего неба, спектрометры видимого и инфракрасного диапазона, а также быстрые фотометры (время интегрирования от 10 мс до 1 с). Основной акцент сделан на результатах первых наблюдений быстрых фотометров.

## ФОТОМЕТР С ОДИНОЧНЫМ ФИЛЬТРОМ И ПЕРЕМЕННЫМ ПОЛЕМ ЗРЕНИЯ

На рис. 1 (слева) показано изображение фотометра с одиночным фильтром и переменным полем зрения от компании KEO SCIENTIFIC LTD (Keo Arges — VF Photometer). Слева показаны кольца, которые защищают от боковой засветки, а также обеспечивают требуемое поле зрения фотометра. Внутри колец ближе к их основанию расположен быстрый защитный затвор с датчиком яркости света (срабатывание меньше чем за 100 мс). Далее находится кассета для интерференционного светофильтра. В данной реализации устройства использована кассета с возможностью использования только одного светофильтра. Ширина полосы пропускания фильтра 2.0 нм. Рабочая температура 23° С. Длины волн 427.8, 557.7, 630.0, 843.0 нм. После светофильтра расположена фокусирующая линза. Основным объективом является высококачественный моторизованный зум-объектив f/1.5 с выбираемым фокусным расстоянием от 10 до 250 мм., что позволяет изменять поле зрения от 1.1° до 10°. Основой фотометра является ФЭУ с термоэлектрическим охлаждением и GaAs-фотокатодом (арсенид-галлиевый) диаметром 5 мм. Модель ФЭУ Hamamatsu H7421-50. Спектральный диапазон 380–890 нм. Максимальная скорость счета 50 МГц. Чтобы свести к минимуму потери сигнала, согласованный USB-счетчик Hamamatsu C8855-01 располагается в непосредственной близости от счетной головки фотонов и преобразует импульсы в цифровой сигнал, который затем отправляется на компьютер через быстрое соединение USB. Управление затвором, линзой и параметрами ФЭУ осуществляется с помощью контроллера (в центре). Справа показаны два из четырех фотометров, установленных в обсерватории. Все оборудование установлено на специальных подъемниках, разработанных в ИСЗФ СО РАН. Подъемники осуществляют защиту от дневного солнечного света, а также обеспечивают удобное обслуживание оборудования. Фотометры закреплены на азимутальной установке, чтобы иметь возможность осуществлять мониторинг по всему небу, а также возможность участия в экспериментах по сопровождению искусственных и естественных объектов в атмосфере Земли.

## ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ДАННЫХ

Начиная с июля 2021 г. осуществляется мониторинг ночного свечения атмосферы новыми фотометрами НГК. Для уменьшения естественной засветки, как и большинство оборудования обсерватории, фотометры были направлены на север на полярную звезду (~52° над горизонтом). Экспозиция одного измерения составляет 10 мс, поле зрения 5°. В ходе интерпретации получаемых данных потребовалось решить проблему с детектированием облач-




*Рис. 1.* Слева — Keo Arges — VF Photometer. По центру — управляющий контроллер. Справа — фотометры на рабочем месте в геофизической обсерватории ИСЗФ СО РАН

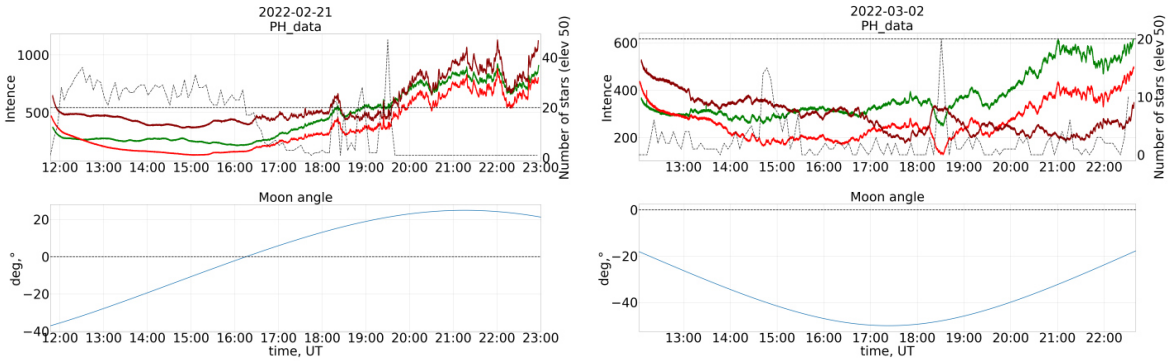



*Рис. 2.* Изменение интенсивности свечения ночного неба. Цветом обозначены кривые атмосферной эмиссии: красная — 630 нм, зеленая — 557.7 нм, бордовая — 843 нм. На верхних панелях пунктирной линией указано количество звезд в наблюдаемой области, прямая линия —минимальный порог количества звезд. На нижних панелях синяя кривая показывает изменение угла возвышения Луны над горизонтом: слева — ночь с луной, справа — ночь с облачностью

ности, а также влиянием света, отраженного от лунной поверхности. Эти два фактора могут вносить весомый вклад в вариации интенсивности регистрируемого свечения. Поэтому при построении ночного хода свечения атмосферы определяется также изменение угла возвышения Луны над горизонтом и вариации количества звезд в области наблюдения [Белецкий и др., 2020]. На рис. 2 показано изменение интенсивности излучения ночного неба на разных линиях атмосферной эмиссии для лунной ночи (слева) и для ночи с облачностью (справа).

Слева видно, как с ростом угла возвышения Луны над горизонтом начинает повышаться интенсивность свечения. При появлении облачности увеличивается дисперсия изменения интенсивности свечения (рис. 2. справа). С помощью дополнительных инструментов удается определять временные отрезки в данных, которые будут пригодны для анализа поведения интенсивности свечения атмосферных эмиссий.

## НАБЛЮДЕНИЯ БЫСТРЫХ СОБЫТИЙ В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

Основной задачей высокочувствительных быстрых фотометров является детектирование быстрых событий в атмосфере Земли. Результаты наблюдений показывают, что регистрируемые быстрые оптические события могут быть как следствием физических процессов в атмосфере Земли (электрические разряды [Sato, 2015], гамма-всплески [Kuo, 2008], метеорные потоки, потоки частиц высокой энергии), так и результатом человеческой деятельности (спутники, световое загрязнение и т. д.). В то же время существует несколько возможных источников оптических вспышек, которые в некоторых случаях имеют сходные характеристики в своем оптическом проявлении, в связи с чем возникает проблема их идентификации [Михалев, Белецкий, 2000]. Поэтому постоянный мониторинг и накопление базы данных таких событий поможет больше узнать о природе явлений, описанных выше. На рис. 3 показан пример уже обработанных данных: удален тренд ночного хода интенсивности эмиссии — тем самым удается выделить быстрые процессы на фоне медленного изменения интенсивности свечения атмосферы. Более подробно исследования по изучению быстрых оптических вспышек и алгоритмов их регистрации и сортировки можно найти в [Tkachev et al., 2017; Tkachev et al., 2019].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Новые фотометры НГК позволяют ставить и решать научные задачи широкого спектра. Благодаря малому времени интегрирования (от 10 мс) возможно изучение изменения интенсивности свечения быстрых явлений, происходящих в атмосфере Земли (атмосферное электричество, метеорные потоки, оптические вспышки неизвестной природы, гамма-всплески, потоки частиц высоких энергий), с высоким временным разрешением. С помощью вращения инструментов на азимутальной монтировке можно проводить эксперименты по сопровождению объектов, оперативному перемещению устройств в необходимую часть неба при наблюдении дальних гроз

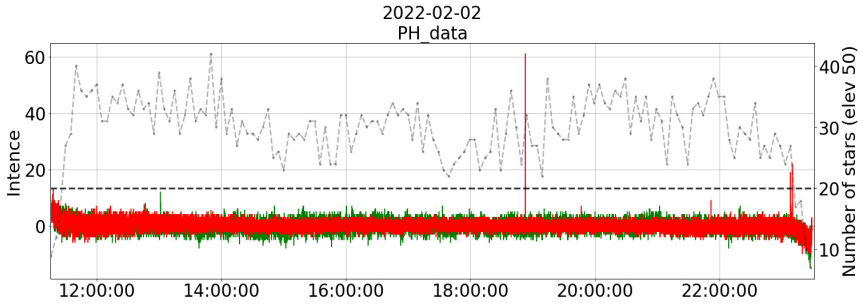



*Рис. 3*. Пример регистрации быстрых событий по данным фотометров оптического комплекса. Усреднение по 1 с. Красная кривая — 630 нм., зеленая – 557.7 нм. Штриховой линией показаны вариации количества звезд в области наблюдения, прямая штриховая линия — минимальный порог количества звезд. Время UT

для возможности регистрации свечения от высотных молниевых разрядов. Наблюдение явлений в атмосфере Земли, как быстрых (~1 с), так и медленных (~десятки минут), комплексом оптических инструментов позволяет проводить более глубокий анализ причин происходящих процессов. Накопленная база знаний по интерпретации данных, а также алгоритмам и методам поиска быстрых оптических вспышек позволяет использовать фотометры НГК в полном объеме возможностей.

Работа проведена при финансовой поддержке Минобрнауки России (субсидия № 075-ГЗ/Ц3569/278). Результаты получены с использованием оборудования Центра коллективного пользования «Ангара» [http://ckp-rf.ru/ckp/3056].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Белецкий А.Б., Сыренова Т.Е., Тащилин М.А. и др. Оценка прозрачности атмосферы на основе данных широкоугольных оптических систем, предназначенных для регистрации свечения ночного неба в узких спектральных диапазонах. *Материалы 18-й Всероссийской открытой конференции «Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса»*. Москва: ИКИ РАН, 2020. С. 135. DOI: 10.21046/18DZZconf-2020a.

Васильев Р.В., Артамонов М.Ф., Белецкий А.Б. и др. Научные задачи оптических инструментов Национального гелиогеофизического комплекса. *Солнечно-земная физика*. 2020. Т. 6, № 2. С. 105–122. DOI: 10.12737/szf-62202008.

Михалев А.В., Белецкий А.Б. Характеристики оптических вспышек в излучении ночной атмосферы по данным мультиспектральных фотометрических и телевизионных наблюдений. *Оптика атмосферы и океана*. 2000. Т. 13, № 4. С. 338–341.

Kuo C.L. et al. Radiative emission and energy deposition in transient luminous events. *Physics D: Applied Physics*. 2008. Vol. 41, no. 23.

Sato M., et al. Overview and early results of the Global Lightning and Sprite Measurements mission. *J. Geophys. Res. Atmos*. 2015. Vol. 120. P. 3822–3851.

Tkachev I.D., et al. Recording optical flashes in the night atmosphere from CCD photometer. *Proc. SPIE.* 2017. Vol. 10466 1046648 1-7.

Tkachev I.D., et al. Simultaneous observations of fast optical events in the Earth's atmosphere by optical devices complex. *Proc. of SPIE.* 2019. Vol. 11208 112089C. DOI: 10.1117/12.2540839.

УДК 533.932

# ЭФФЕКТ УШИРЕНИЯ РЕЗОНАНСА В ЗАДАЧЕ О РАССЕЯНИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ ИОННО-ЦИКЛОТРОННЫМИ ВОЛНАМИ

**Д.С. Тоноян[1, 2], М.М. Шевелев[1], А.В. Артемьев[3]**

[1]Институт космических исследований РАН, Москва, Россия
[2]Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Москва, Россия
dstonoyan@edu.hse.ru
[3]Institute of Geophysics and Planetary Physics at University of California, Los Angeles, USA

# RESONANCE BROADENING EFFECT FOR RELATIVISTIC ELECTRON INTERACTION WITH ELECTROMAGNETIC ION CYCLOTRON WAVES

**D.S. Tonoyan[1, 2], M.M. Shevelev[1], A.V. Artemyev[3]**

[1]Space Research Institute RAS, Moscow, Russia
[2]HSE University, Moscow, Russia
dstonoyan@edu.hse.ru
[3]Institute of Geophysics and Planetary Physics at University of California, Los Angeles, USA

**Аннотация.** Резонансное взаимодействие релятивистских электронов с электромагнитными ионно-циклотронными (ЭМИЦ) волнами является одной из основных причин рассеивания электронов по питч-углу с высыпанием из радиационных поясов Земли в ионосферу. Амплитуда ЭМИЦ-волн, наблюдаемых спутниками, как правило, достаточно велика, чтобы резонансное взаимодействие электронов и волн было нелинейным. Одним из наиболее важных эффектов нелинейного резонансного взаимодействия волна — частица является эффект уширения резонанса. В этой работе мы исследуем данный эффект для реалистичных параметров ЭМИЦ-волн и показываем, что уширение резонанса может значительно расширить диапазон питч-углов электронов, рассеиваемых ЭМИЦ-волнами.

**Ключевые слова:** радиационные пояса, взаимодействие волна — частица, ЭМИЦ-волны

**Abstract.** Relativistic electron scattering by electromagnetic ion cyclotron (EMIC) waves is one of the most effective mechanisms for electron flux depletion in the Earth's radiation belts. Resonant electron interaction with EMIC waves is traditionally described by quasi-linear diffusion equations, although spacecraft observations often report EMIC waves with intensities sufficiently large to trigger nonlinear resonant interaction with electrons. In this study we quantify this resonance broadening effect in electron pitch-angle diffusion rates. We show that resonance broadening can significantly increase the pitch-angle range of EMIC-scattered electrons.

**Keywords:** radiation belts, wave — particle interaction, EMIC waves

## INTRODUCTION

Relativistic electron scattering by electromagnetic ion cyclotron (EMIC) waves is one of the most effective mechanisms for electron losses in the Earth's radiation belts [Thorne, Kennel, 1971]. For typical EMIC wave characteristics, the resonant electron energies are above ~1 MeV for field-aligned electrons [Summers, Thorne, 2003], and even higher for higher pitch-angles (the angle between electron velocity and background magnetic field). Such an increase of the resonant energy with pitch-angle implies that EMIC waves cannot scatter the main population of relativistic electrons (at ~1-3 MeV), which are highly anisotropic with maximum fluxes at ~90º pitch-angles. Therefore, the overall contribution of EMIC waves to the net losses of relativistic electrons still requires investigations, although EMIC-scattering rates for resonant (low pitch-angle) electrons can be very large [Thorne, Kennel, 1971].

Several mechanisms have been proposed to extend the energy/pitch-angle range of electrons interacting with EMIC waves, and one of them is the extension of resonant pitch-angle range by the resonance broadening effect [Karimabadi et al., 1992]. The variant of this effect driven by a large wave amplitude has been examined for whistler-mode waves [Cai et al., 2020], but not yet quantified for EMIC waves. As EMIC waves can be very intense with wave amplitudes reaching a few percent of the background magnetic field [Zhang et al., 2016], the finite resonance effect may significantly expand the pitch-angle range of scattered electrons.

### Basic equations for wave-particle resonance in inhomogeneous magnetic field

We start our quantification of the resonance broadening effect with the Hamiltonian of a relativistic electron (the rest mass is $m_e$, charge is $-e$) moving in the electromagnetic field given by the vector potential $A=(A_x, A0+A_y, 0)$

$$H = \sqrt{m_e^2 c^4 + c^2 p_z^2 + (cp_x + eA_x)^2 + (eA_0 + eA_y)^2},$$

Where $(z, p_z)$ are the conjugate pair of the field-aligned coordinate and momentum, $(x, p_x)$ are the conjugate pair of the transverse coordinate and momentum, $A_0(x, z)=xB_0(z/R)$ is the vector potential component of the curvature-free dipole field [Bell, 1984] with the spatial scale $R>>m_ec^2/eB_0$. For the background magnetic field $B_0$, we use the dipole model $B_0 = B_{eq}\sqrt{1+3\sin^2\lambda}\Big/\cos^6\lambda$, with $B_{eq}$ being the equatorial magnetic field and $\lambda$ the magnetic latitude. The relation between $z$ and $\lambda$ is given by the differential

equation $dz/d\lambda = R\sqrt{1+3\sin^2\lambda}\cos\lambda$, with $R=R_E L$, L being the $L$-shell parameter and $R_E$ the Earth radius. Vector potential components for $L$-mode field-aligned plane waves, $A_{x,y}(z,\ t)$ are given by the following equation:

$$A_{x,y} = \frac{B_w}{k}\begin{cases} -\cos\phi, \partial\phi/\partial z = k \\ \sin\phi, \partial\phi/\partial t = -\omega. \end{cases}$$

Wave amplitude $B_w$ is sufficiently small so that $eB_w/(km_ec^2)<<1$. For a fixed wave frequency ω the wave number $k$ is given by the cold plasma dispersion relation [Stix, 1962]

$$\left(\frac{kc}{\omega}\right)^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega-\Omega_{ce})} - \sum_{i=1}^{3}\frac{\omega_{pi}^2}{\omega(\omega-\Omega_{ci})},$$

where $\Omega_{ce}=eB/(m_ec)$, $\omega_{pe}$ is the plasma frequency, and indices $i$=1, 2, 3 are attributed to $H^+$, $He^+$, and $O^+$ ions, respectively.

We will follow the approach proposed in [Shklyar, Matsumoto 2009; Artemyev et al. 2018] and examine this Hamiltonian around the resonance. After introduction of magnetic moment $I$ and electron gyrophase θ and using canonical transformations, we can get the Hamiltonian

$$H \approx m_ec^2\gamma_R - \omega I_R + \frac{1}{2}K^2P_\psi^2 + A\psi + B\sin\psi,$$

$$\frac{A}{m_ec^2} = -\frac{\partial\ln\Omega_{ce}}{\partial S}\frac{1}{k\gamma_R}\frac{1}{1-(\omega/kc)^2}\times$$

$$\times\left\{\frac{p_R}{m_ec}\frac{\Omega_{ce}}{kc} + \frac{kI_R\Omega_{ce}}{kc} + \frac{\partial\ln k}{\partial\ln\Omega_{ce}}\left(\frac{p_R}{m_ec}\right)^2\right\},$$

where $\psi = \phi - \theta$, $P_\psi = I - I_x$, $I = -I_x$, $I_R = I_R(p, z)$ is taken in the resonance point.

By integrating over trajectory of the scattered electron and averaging over particle ensemble we can get the resonance width for electron energy $m_ec^2\langle\Delta\gamma\rangle$ and equatorial pitch-angle $\langle\Delta\alpha_{eq}\rangle$

$$m_ec^2\langle\Delta\gamma\rangle = \frac{\omega}{\pi}\sqrt{\frac{2B}{K^2}}f\left(\frac{A}{B}\right),$$

$$\langle\Delta\alpha_{eq}\rangle \approx \frac{2\Delta\gamma}{(\gamma^2-1)\sin(2\alpha_{eq})}\frac{\Omega_{ce,eq}}{\omega}.$$

Function $f(A/B)$ is determined in [Shklyar, Matsumoto 2009; Artemyev et al. 2018]. Figure 1 shows that $\Delta\alpha_{eq}$ maximizes at low energies, where the effect of the resonance broadening should be most important because of the narrow pitch-angle range of electrons satisfying the exact resonant condition with EMIC wave.

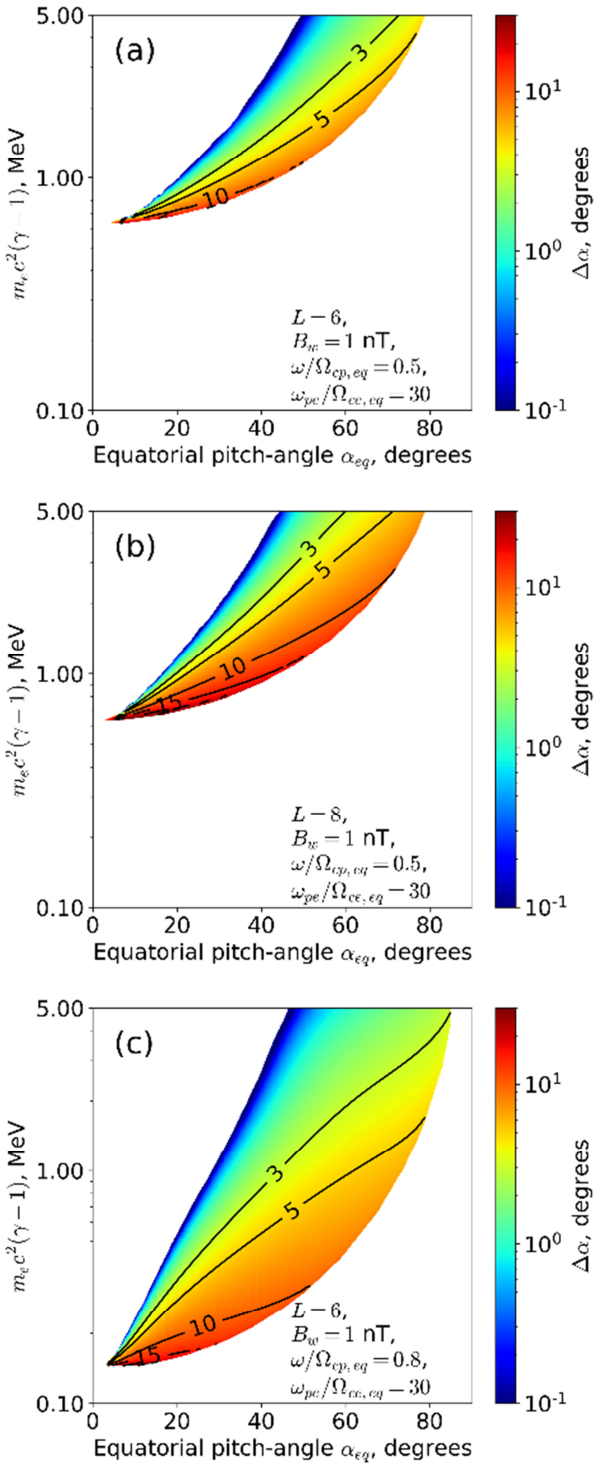



*Figure 1.* The resonance width in equatorial pitch-angles as a function of ($\alpha_eq$, $m_ec^2(\gamma-1)$) for different background parameters in a case of proton-electron plasma

## Role of resonance broadening in electron pitch-angle diffusion

After determining the resonance width as a function of wave characteristics, electron energy and pitch-angle, we can include the resonance broadening effect into diffusion rate calculations. We start with the local (at equator) pitch-angle diffusion for field-aligned EMIC waves propagating in a proton-electron plasma with truncated Gaussian spectra [Summers, Thorne, 2003]:

$$D_{\alpha\alpha} = \frac{\Omega_{ce}}{\gamma}\frac{2R}{v\delta x}\int_{x_1}^{x_2}dx\left(g(x-x_r)\frac{x(1-x)}{2-x}e^{-[(x-x_m)/\delta x]^2}\right),$$

where $x=\omega/\Omega_{ci}$, $\Omega_{ci}$ is the proton gyrofrequency, $x_1$ and $x_2$ are lower and upper cut-off frequencies, $x_r$ is the normalized resonance frequency for a given equatorial

electron pitch-angle and energy, $R=(B_w/B_0)^2$ is the normalized wave intensity, and $v=\sqrt{\pi}erf(1)\approx 1.49$. In the classical formulation of the quasi-linear diffusion rate function $g=\delta(x-x_r)$ is the Dirac delta function. The finite resonance width can be included into the diffusion rate evaluations by changing $g$ to [Cai et al., 2020; Karimabadi et al., 1992]:

$$g(x)=\begin{cases}(2\Delta x)^{-1}, & |x|<\Delta x\\ 0, & |x|\geq\Delta x\end{cases},$$

$$\Delta x=\frac{k}{\partial k/\partial x}\left[-\frac{\gamma}{\gamma^2-1}\Delta\gamma+\tan\alpha\Delta\alpha\right],$$

the resonance width in frequency is determined from the local resonance condition. Figure 2, *a* shows local (equatorial) diffusion rates with $g=\delta(x-x_r)$ (solid lines) and with resonance width (dashed lines). The resonance broadening effect is most clearly seen as an extension of the pitch-angle range with a finite diffusion rate.

These equations determine the resonance width at the resonant latitude for a given energy and equatorial pitch-angle. Therefore, $\Delta\alpha_{eq}$ and $\Delta x$ varies with latitudes, and we can incorporate the resonance broadening effect into the bounce-averaged diffusion rate [Lyons et al., 1972] $D_{\alpha_{eq}\alpha_{eq}}\geq\frac{1}{\tau}\int_0^{\lambda_m}D_{\alpha\alpha}\frac{\cos\alpha}{\cos^2\alpha_{eq}}\cos^7\lambda d\lambda$, where we use the dipole magnetic field model with $\sin^2\alpha=\sin^2\alpha_{eq}\sqrt{1+3\sin^2\lambda}/\cos^6\lambda$. The normalized bounce period is $\tau\approx 1.3-0.56\sin\alpha_{eq}$.

Figure 2, *b* shows bounce averaged diffusion rates without (solid curves) and with (dashed curves) the resonance broadening effect included. There is a clear extension of the resonance pitch-angle range to higher pitch-angles due to the finite $\Delta\alpha$. This effect should be most important for low resonant energies, where the exact resonant condition allows only scattering of near loss-cone electrons.

## CONCLUSIONS

In this study we quantify the resonance broadening effect for EMIC waves resonating with relativistic electrons. Although perturbation theory requires $B_w/B_0$ to be small, the resonance width $\sim\sqrt{B_w/B_0}$, may provide an important widening of the resonant pitch-angle ranges for specific plasma populations. An important characteristic controlling the efficiency of the resonance broadening is the ratio of background magnetic field gradient and wave intensity, i.e., ratio $A/B$. For cases with $|A/B|<1$, the wave intensity is sufficiently high to create a finite resonance width, and the same inequality means that electrons resonate with EMIC waves nonlinearly. Overall, the resonance broadening effect should extend the pitch-angle range of electron scattering for a significant fraction of observed EMIC waves.

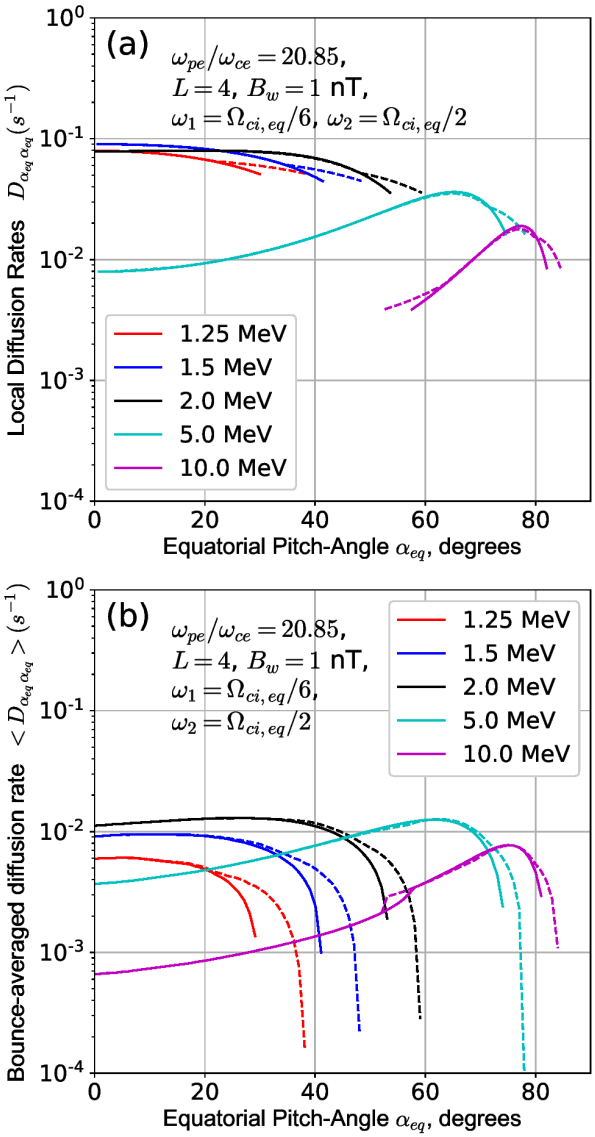



*Figure 2*. Local (equatorial) (*a*) and bounce-averaged (*b*) diffusion rates without (solid) and with (dashed) the resonance broadening effect included

## REFERENCES

Artemyev A. V., Neishtadt, A. I., Vainchtein, D. L., Vasiliev, A. A., Vasko, I. Y., Zelenyi, L. M. Trapping (capture) into resonance and scattering on resonance: Summary of results for space plasma systems. *Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation*. 2018. Vol. 65. P. 111–160.

Cai B., Wu Y., Tao X. Effects of nonlinear resonance broadening on bounce-averaged diffusion coefficients between electrons and whistler mode waves. *Geophys. Res. Lett*. 2020. V. 47. P. 092-104.

Karimabadi H., Krauss-Varban D., Terasawa, T., Physics of pitch angle scattering and velocity diffusion, 1. Theory. *J. Geophys. Res*. 1992. Vol. 97, no. A9, P. 13853–13864.

Shklyar D., Matsumoto H., Oblique whistler-mode waves in the inhomogeneous magnetospheric plasma: Resonant interactions with energetic charged particles. *Surveys in Geophysics*. 2009. Vol. 30, no. 2. P. 55–104.

Stix T. H. The theory of plasma waves. *Literary Licensing*, LLC 1962.

Summers D., Thorne R.M. Relativistic electron pitch-angle scattering by electromagnetic ion cyclotron waves during geomagnetic storms. *J. Geophys. Res*. 2003. Vol. 108, P. 0148–0227.

Thorne R.M., Kennel, C.F. Relativistic electron precipitation during magnetic storm main phase. *J. Geophys. Res*. 1971. Vol. 76, no. 19. P. 44–46.

Zhang X. J. Li, W., Thorne, R.M., Angelopoulos, V., Bortnik, J., Kletzing, C.A., Kurth, W.S., Hospodarsky, G.B., Statistical distribution of EMIC wave spectra: Observations from Van Allen Probes. *Geophys. Res. Lett*. 2016. Vol. 43, no. 24. P. 12348–12355.

УДК 537.86

# ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЛИЧЕСТВА ВЛАГИ В ПОЧВЕ И НА ПОВЕРХНОСТИ ПОЧВЫ С ПОМОЩЬЮ НЕЙТРОННОГО МОНИТОРА В ЗИМНИЙ ПЕРИОД

**Л.А. Трефилова, П.Г. Кобелев, В.Г. Янке**

Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, Троицк, Москва, Россия
trefilova@izmiran.ru

# MONITORING OF THICKNESS OF SNOW COVER BASED ON THE NEUTRON COMPONENT DATA OF COSMIC RAYS

**L.A. Trefilova, P.G. Kobelev, V.G. Yanke**

Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation RAS, Troitsk, Moscow, Russia
trefilova@izmiran.ru

**Аннотация.** Нейтронные мониторы успешно применяются для решения поставленных задач в различных сферах деятельности человека. В настоящее время разработана специальная технология, которая обеспечивает возможность измерения содержания влаги в почве и снеге в масштабе поля в режиме реального времени. Описанный метод является интегральным, т. е. усредняет эффект по площади (~10 га), определяемой пробегом нейтронов (~220 м) в нижних слоях атмосферы. Для горных районов северных стран мониторинг толщины снежного покрова особенно актуален.

**Ключевые слова:** нейтронные мониторы, оценка влажности, мониторинг, толщина снежного покрова.

**Abstract.** Neutron monitors are successfully used for solving problems in various fields of human activity: science, agriculture, forecasting (meteorology) etc. A special technology has been developed to allow the moisture content in soil and snow above to be measured on some field scale in real time. The described method is integral (i.e., it averages the effect over the area determined by the range of neutrons in the lower atmosphere, which is ~220 m, and the corresponding area is about 10 hectares). For mountain areas of northern countries, monitoring of thickness of the snow cover is of special interest.

**Keywords:** neutron monitors, moisture estimating, monitoring, thickness of the snow cover.

## ВВЕДЕНИЕ

Для измерения динамики снежного покрова были разработаны различные детекторы, которые имеют свои сильные и слабые стороны [Pirazzini et al., 2018]. Обычные методы и инструменты мониторинга снега обеспечивают локальные измерения. Кроме того, они почти всегда дают геометрическую толщину снега, а для практических целей важно знать толщину в единицах количества вещества (в единицах водного эквивалента, в. э.). В данной работе использовались данные детектора эпитепловых нейтронов 6nmE на основе шести борных счетчиков СНМ-15 с замедлителем нейтронов толщиной 2.5 см в составе Мобильной лаборатории космических лучей, где скорость счета составляет около 12 импульсов в секунду, что обеспечивает часовую погрешность 0.5 %.

Для автоматических измерений метеорологических параметров, необходимых для корректировки ряда данных эпитепловых нейтронов, а также для получения данных о влажности, которые помогут нам установить функциональную зависимость между вариациями эпитепловых нейтронов и количеством влаги в почве и на ее поверхности, используются данные автоматической метеостанции Vaisala WXT530.

## ДАННЫЕ И ИХ КОРРЕКТИРОВКА

Поток нейтронов на уровне наблюдения подвержен первичным вариациям космических лучей, изменениям, связанным с изменениями атмосферного давления и содержания водяного пара в воздухе. Для исключения такого влияния необходимо измеренную скорость счета $N_{\mathrm{u}}(t)$ скорректировать с привлечением поправочных множителей, т. е.

$$N_C(T) = N_U(T) \cdot f_P f_H / f_V. \quad (1)$$

В результате скорректированные данные $N_C(t)$ будут содержать только информацию о толщине снежного покрова и (или) содержании влаги в почве.

Барометрический эффект вторичной компоненты космического излучения — это наиболее легко учитываемый эффект. Корректирующий множитель $f_P$ определяется как

$$f_P(t) = \exp[-\beta(P - P_0)], \quad (2)$$

где $P_0$ — среднее давление в пункте расположения данного детектора. Барометрический коэффициент эпитепловых нейтронов $\beta = 0.63$ %/mb зависит от конструкции детектора, поэтому его необходимо экспериментально определять индивидуально [Kobelev et al., 2011].

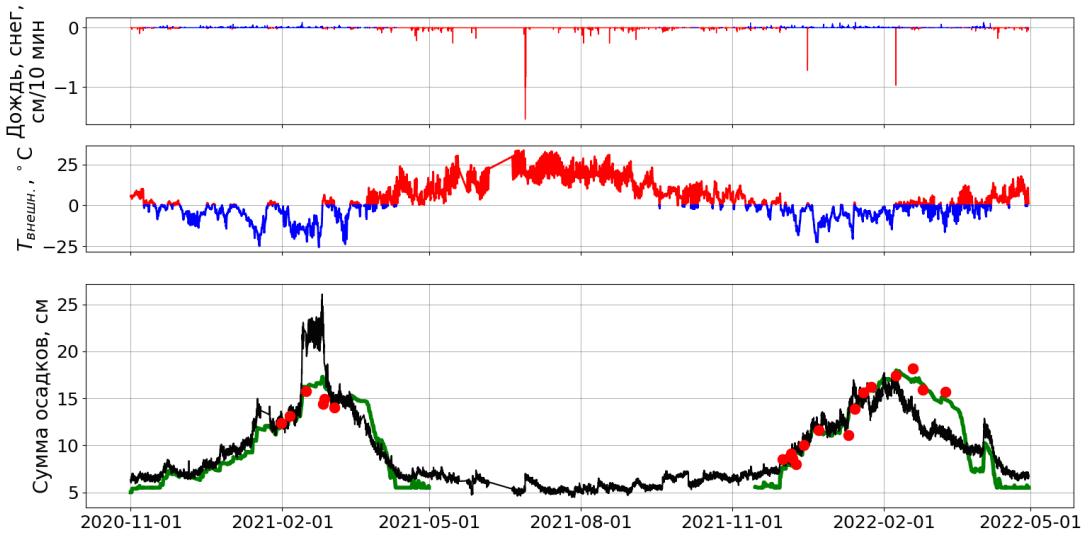
Изменения влажности воздуха для эпитепловых нейтронов для каждого момента времени определяется как [Zreda et al., 2012]

$$f_H(t) = 1 + 0.0054 \cdot [\rho(t) - \rho_{20\,^\circ\mathrm{C}/50\,\%}], \quad (3)$$

где $\rho(t)$ — абсолютная влажность воздуха при температуре $t$; $\rho_{20^\circ\mathrm{C}/50\%} = 8.7$ г/м$^3$ — абсолютная влажность воздуха при стандартных условиях (20 °C, 50 %), к которым приводится измеренная скорость счета. Вариации галактических космических лучей можно исключить из данных рабочего детектора с помощью корректирующего множителя как отношение скорости счета опорного детектора к его скорости счета в базовый период:

$$f_V(t) = N^S / N^S_{\mathrm{base}} = v^S + 1, \quad (4)$$

где $N^S_{\mathrm{base}}$ — скорость счета опорного детектора в базовый период, который должен совпадать с базовым периодом рабочего детектора; $v^S$ — вариации галактических лучей, наблюдаемые на опорном детекторе.




Верхняя панель — осадки в виде снега (синим) или дождя (красным); средняя панель — температура воздуха; нижняя — толщина снега: точки — контрольные гравиметрические замеры, зеленая кривая — по данным метеостанции с учетом моделирования теплового баланса, черная кривая — суммарная влага по данным детектора эпитепловых нейтронов

Опорный детектор конструктивно идентичен рабочему детектору и должен находиться вблизи него, но не подвержен влиянию влаги в почве или снега. Если условия не выполняются и привлекаются вариации некоторого удаленного детектора $v^{\infty}$, то ожидаемые вариации на опорном детекторе можно оценить как

$$v^{S} = \frac{C_0^{\infty}}{C_0^{S}} \cdot v^{\infty}, \qquad (5)$$

где $C_0^S$ и $C_0^{\infty}$ — приемные коэффициенты соответствующих детекторов [https://www.cbpf.br/~icrc2013/papers/icrc2013-0878.pdf].

Вклад барометрического эффекта наибольший и достигает 10 %, вклад эффекта влажности в атмосфере составляет до 5 %, а вклад первичных вариаций — около 0.5 %.

Скорректированная скорость счета нейтронных детекторов преобразуется во влажность почвы и массу снега путем использования стандартной функции калибровки, предложенной в работе [Desilets et al., 2010], которая отражает обратную зависимость скорости счета от содержания влаги в верхнем слое почвы или над ней:

$$\theta = \rho_0 \frac{a_0}{\frac{N}{N_0} - a_1} - a_2 = \rho_0 \frac{a_0}{\nu + (1 - a_1)} - a_2, \qquad (6)$$

где $\theta$ — объемное содержание влаги в почве, м$^3$/м$^3$; $\rho_0$ — объемная плотность сухого вещества, г/см$^3$; $N_0$ — интенсивность эпитепловых нейтронов над сухой почвой, которую необходимо калибровать с использованием эталонных данных о влажности почвы на месте; $a_i$ — параметры модели ($a_0$=0.0808, $a_1$=0.372, $a_2$=0.115). Эти параметры были определены для общей кремнеземистой почвы, но в конкретном случае могут быть уточнены. В нашем случае (серозем) получен коэффициент $a_1$=0.405.

## АНАЛИЗ ДАННЫХ

В результате корректировки и калибровки мы получили итоговые данные о скорости счета детектора эпитепловых нейтронов, содержащие только информацию о толщине снежного покрова и о содержании влаги в почве. Для калибровки брались пробы снега методом зондирования, а толщина снежного покрова определялась в сантиметрах водного эквивалента (см. в.э.). Результат анализа за два зимних периода представлен на рисунке, где на верхней панели приведены осадки по данным метеостанции WXT530, разделенные на жидкую и твердую фазу осадков, на средней панели — временной температурный ход.

По данным метеостанции непрерывно определялись осадки в виде снега. При положительных температурах и под воздействием солнечной радиации (два основных тепловых потока) снег подтаивает и частично испаряется. С учетом упрощенного моделирования теплового баланса [http://sibnigmi.ru/documents/school/Gordeev.pdf] временная зависимость оставшегося слоя снега показана на нижней панели (зеленая кривая) вместе с несколькими контрольными гравиметрическими замерами толщины снега (красные точки).

Пытаясь максимально разделить проблему влажности почвы и снега, мы ограничились зимними периодами, когда влажность почвы практически не меняется. Ясно, что детектор эпитепловых нейтронов с разным весом чувствителен ко всей влаге — и в почве, и над ней. Экспериментально были взяты пробы грунта глубиной до 20 см. Влажность грунта в каждом замере отличалась мало, и средняя величина влаги в верхнем слое почвы составляет около 6 см в.э.

Черной кривой представлен результат мониторинга толщины снежного покрова по данным детектора эпитепловых нейтронов, вычисленный согласно (6). Этот результат сравнивается с результатом, полученным прямыми методами (синяя кривая). В це-

лом наблюдается хорошее согласие. Нужно отметить, что получены средние значения толщины снежного покрова в радиусе пробега нейтронов (около 220 м). Во второй половине февраля 2021 г. результат детектора эпитепловых нейтронов фиксирует повышение количества снега. Это связано с сильным снегопадом, после которого над детектором произошло локальное накопление снега, исказившее полученные значения. На рисунке просматривается расхождение в период после февраля–марта, небольшое в 2021 г. и существенное в 2022 г., которое сегодня не удается доказательно объяснить. Объяснению упомянутого расхождения будет уделено особое внимание позже. В обоих случаях расхождение наблюдается в период таяния снега.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлен результат непрерывного мониторинга толщины снежного покрова в зимние периоды с 2020 по 2022 г. с помощью детектора эпитепловых нейтронов, работающего в ИЗМИРАН. Результат мониторинга за исследуемый период сравнивался с результатами данных об осадках с метеостанции, откалиброванных с помощью забора снежных проб и грунта. Полученные результаты подтверждают правильность используемой методики [Zweck, 2013], а также временную стабильность детектора эпитепловых нейтронов.

Описанный метод является интегральным, т. е. усредняет эффект на площади, определяемой пробегом нейтронов в нижней атмосфере (~220 м) и примерно равной 10 га.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Desilets D., Zreda M., Ferre T.P.A. Nature's neutron probe: Land surface hydrology at an elusive scale with cosmic rays. *Water Resour. Res*. 2010. Vol. 46, W11505. DOI: 10.1029/2009WR008726.

Kobelev P., Belov A., Mavromichalaki E., et al. Variations of barometric coefficients of the neutron component in the 22–23 cycles of solar activity. *Proc. 32nd ICRC*. 2011. Vol. 11. P. 382–385. DOI: 10.7529/ICRC2011/V11/0654.

Pirazzini R., Leppänen L., Picard G., et al. European in-situ snow measurements: practices and purposes. *Sensors*. 2018. Vol. 18. 2016. DOI: 10.3390/s18072016.

Zreda M., Shuttleworth W.J., Xeng X., et al. The Cosmic-ray Soil Moisture Observing System. *Hydrol. Earth Syst. Sci. Discuss*. 2012. Vol. 9. P. 4505–4551. DOI: 10.5194/hessd-9-4505-2012.

Zweck C., Zreda M., Desilets D. Snow shielding factors for cosmogenic nuclide dating inferred from monte carlo neutron transport simulations. *Earth Planet. Sci. Lett*. 2013. Vol. 379. P. 64–71. DOI: 10.1016/j.epsl.2013.07.023.

URL: http://sibnigmi.ru/documents/school/Gordeev.pdf (дата обращения 30 июля 2022 г.).

URL: https://www.cbpf.br/~icrc2013/papers/icrc2013-0878.pdf (дата обращения: 30 июля 2022 г.).

*Секция В. Физика атмосферы Земли, включая околоземное космическое пространство. БШФФ-2022. С. 319–321.*

УДК 550.388.2

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛНОГО ВЕКТОРА СКОРОСТИ ПИВ

**Е.А. Трофимов, А.В. Медведев**

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия
kolowator@gmail.com

# EXPERIMENTAL STUDY OF THE TID TOTAL VELOCITY VECTOR

**E.A. Trofimov, A.V. Medvedev**

Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia
kolowator@gmail.com

**Аннотация.** Изложена методика исследования пространственно-временной структуры и характеристик распространения перемещающихся ионосферных возмущений (ПИВ) с использованием радиофизического комплекса Института солнечно-земной физики. Комплекс включает в себя Иркутский радар некогерентного рассеяния и Иркутский ионозонд DPS-4. Приводятся различные алгоритмы выделения ПИВ и расчета полного вектора скорости их распространения. Предполагается дальнейшее усовершенствование алгоритма и автоматизация процесса детектирования ПИВ.

**Ключевые слова:** ионосфера, неоднородности, перемещающиеся ионосферные возмущения, радиосигналы, диагностика.

**Abstract.** We present the method for studying the spatio-temporal structure and propagation characteristics of traveling ionospheric disturbances (TID) using the radiophysical complex of the Institute of Solar-Terrestrial Physics. The complex includes the Irkutsk Incoherent Scatter Radar (IISR) and Irkutsk Ionosonde (DPS-4). Various algorithms for identifying TIDs and calculating the total velocity vector of their propagation are given. Further improvement of the algorithm and automation of the TID detection process are expected.

**Keywords:** ionosphere, irregularities, traveling ionospheric disturbances, radio signals, diagnostics.

## ВВЕДЕНИЕ

Ионосфера как открытая динамико-физическая система нестабильна. Основные параметры ионосферной плазмы (степень ионизации, химический состав, температура заряженных и нейтральных компонент) различаются в разных временных и пространственных масштабах. Общепринято выделять в группу колебания, которые могут распространяться на значительные расстояния без изменения своей формы. Эти колебания обычно называются перемещающимися ионосферными возмущениями (ПИВ). Экспериментальные и теоретические исследования ПИВ показывают важную роль акустико-гравитационных волн в процессах взаимодействия нижней, средней и верхней атмосферы [Савина, 1993; Yigit et al., 2016]. В последние несколько лет мы наблюдаем новый всплеск интереса к этой проблеме, связанный с радиофизическими системами нового поколения для наблюдения за ионосферой, которые позволяют получить репрезентативную статистику 2D и 3D ПИВ-параметров [Nicolls, Heinselman, 2007]. В настоящее время наиболее полную информацию о высотной структуре ПИВ дают радары некогерентного рассеяния (НР). Однако для определения полного вектора скорости ПИВ необходимо проводить измерения параметров среды вдоль трех не лежащих в одной плоскости направлений. Большие полноповоротные антенные системы существующих радаров требуют значительного времени на изменение направления зондирования и, следовательно, не дают необходимого временного разрешения. Радары НР с электронным сканированием имеют ограниченный сектор обзора и, соответственно, недостаточную пространственную базу для подобных исследований. Такие измерения проводились с использованием нескольких лучей радара MU [Oliver et al., 1988] и радара EISCAT [Ma et al., 1998]. При этом полный вектор скорости распространения ПИВ как функция высоты исследовался только во второй работе. Таким образом, определение пространственно-временной структуры скорости и направления распространения ПИВ по данным только одного радиофизического инструмента часто бывает затруднено или невозможно. Совместный анализ данных нескольких инструментов может значительно улучшить ситуацию.

В ИСЗФ СО РАН создан уникальный комплекс радиофизических инструментов для ионосферных исследований. В работе представлен метод определения высотной структуры характеристик распространения ПИВ с помощью кросскорреляционного анализа данных радара НР и ионозонда DPS-4. Исходными данными являются профили электронной концентрации, измеренные двумя лучами радара НР и ионозондом DPS-4. Электронная концентрация как функция времени, разделялась на медленную (фоновую) и быструю (возмущенную) составляющие. Измерялись задержки между ПИВ, наблюдаемыми на двух лучах радара НР и ионозонде DPS-4, а также межвысотные задержки на ионозонде. Задержки определялись по максимуму коэффициента кросскорреляции. В приближении плоской волны для каждой высоты была получена система линейных уравнений, позволяющая определить скорость и направление движения ПИВ.

## ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

На рис. 1 показана схема расположения инструментов. Радар НР расположен в начале координат. Луч 1 (Beam 1) соответствует частоте 154 МГц, луч 2 (Beam 2) — 158 МГц. В режиме измерения динамических характеристик ПИВ радар осуществляет

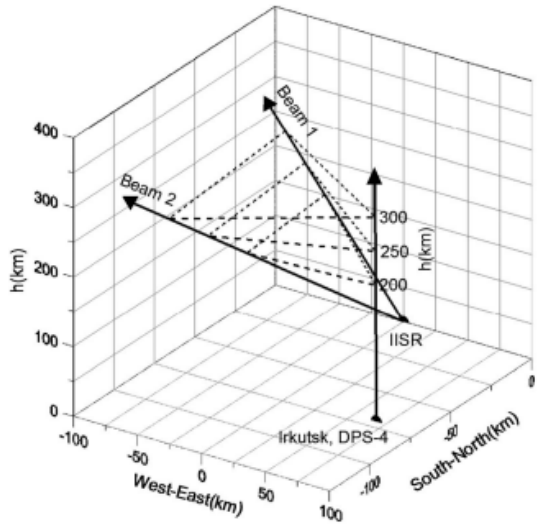



*Рис. 1.* Схема расположения инструментов

измерения высотных профилей рассеянных сигналов на частотах 154 и 158 МГц поочередно с изменением частоты ~25 раз/с. Частота 154 МГц соответствует наклону луча радара 10° от зенита в азимутальном направлении 263° от севера по часовой стрелке. Частота 158 МГц соответствует наклону луча радара 16° от зенита с азимутом 211°. В зависимости от отношения сигнал/шум число реализаций статистического усреднения может изменяться от 1000 до 10000, что соответствует временному разрешению при определении профилей электронной концентрации от 80 с до 13 мин в каждом из направлений.

Ионозонд DPS-4 расположен непосредственно в Иркутске и измеряет вертикальный профиль. Расстояние между инструментами ~100 км.

В основу метода определения характеристик распространения ПИВ было положено измерение времени распространения возмущений в горизонтальном и вертикальном направлениях.

Предполагалось, что в любой момент в каждой точке пространства ПИВ имеет форму плоской волны

$$\Delta N_e\left(\vec{R},t\right) = \Delta N_0(z)A\left(t-\tau\left(\vec{R}\right)\right). \quad (1)$$

Задержка между $\Delta N_e$ и ПИВ, наблюдаемыми в точках с радиус-векторами $\vec{R}_1$ и $\vec{R}_2$ в каждый момент времени определяется по формуле

$$\Delta\tau\left(\vec{R}_1,\vec{R}_2\right) = \vec{q}\cdot\left(\vec{R}_1-\vec{R}_2\right), \quad (2)$$

где $\vec{q}=\vec{e}/V$. Используя задержки между $\Delta N_e$, наблюдаемыми на двух лучах радара НР и ионозонде DPS-4, на каждой высоте из (2) получаем систему линейных уравнений, определяя из них полный вектор $\vec{q}$, можно вычислить характеристики ПИВ ($V$, $\theta$, $\psi$) для всех высот наблюдения согласно известным выражениям преобразования координат

$$V = \sqrt{1/\left(q_x^2+q_y^2+q_z^2\right)},$$

$$\theta = \mathrm{arctg}\left(q_z\Big/\sqrt{q_x^2+q_y^2}\right),$$

$$\psi = \begin{cases} \mathrm{arctg}\left(q_y/q_x\right), & q_y>0,\ q_x>0 \\ \mathrm{arctg}\left(q_y/q_x\right)+\pi, & q_x<0 \\ \mathrm{arctg}\left(q_y/q_x\right)+2\pi, & q_y<0,\ q_x>0 \end{cases}.$$

## РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Описанные выше методы были применены для выделения возмущений и определения динамических характеристик ПИВ во время длительных периодов непрерывной работы радара НР в сентябре 2005, марте 2006 и июне 2007 г. Рассмотрим результаты обработки экспериментальных данных на примере возмущений 11 сентября 2005 г. После фильтрации в полосе периодов 1–4 ч наиболее высокий коэффициент корреляции данных (0.9 и выше) на всех трех лучах наблюдался в интервалы времени 2–4 UT в диапазоне высот 230–370 км и в 10–12 UT на высотах 280–380 км. Результаты определения параметров движения ПИВ для этих интервалов показаны на рис. 2 штриховыми линиями.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В мире существует только несколько установок, позволяющих реконструировать высотно-временную структуру неоднородностей в F2-области ионосферы. Работы на эту тему носят единичный характер и оставляют много вопросов. В частности, не находит объяснения в литературе наблюдаемая значительная вариативность азимута и наклона волнового вектора ПИВ по высоте. Многочисленные работы на основе регистрации одномерных величин (вариации критической частоты и полного электронного содержания, доплеровские измерения на одной частоте) дают порой противоречивые значения скоростей возмущений.

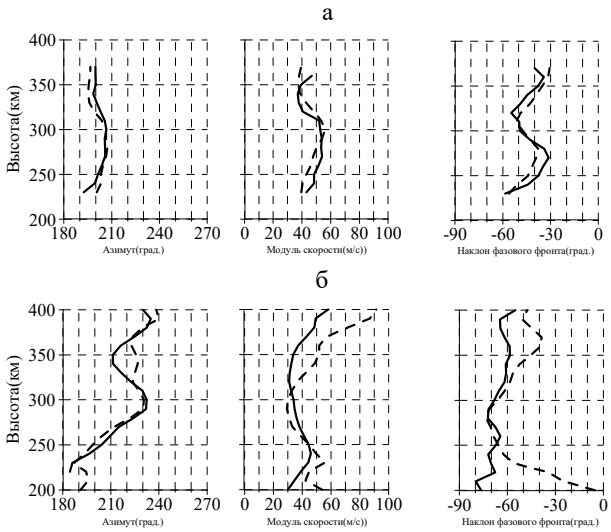



*Рис. 2.* Высотные профиля параметров распространения ПИВ, вычисленные кросскорреляционным и фазоразностным методами: *а* — кросскорреляционный метод, 2–4 UT (штриховая линия), фазоразностный метод, 2:30–5:30 UT (сплошная линия). Период доминантной гармоники 1.5 ч; *б* – кросскорреляционный метод, 10–12 UT (штриховая линия), фазоразностный метод, 7:00–12:30 UT (сплошная линия). Период доминантной гармоники 2.8 ч

В работе изложен метод, объединяющий данные установок радиофизического комплекса ИСЗФ СО РАН: радара НР, ионозонда DPS-4, которые образуют интерферометр с базой около 100 км и позволяют определять параметры ПИВ различных масштабов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Савина О.Н. Влияние турбулентности средней атмосферы на флуктуации электронной концентрации. *Анн. геофиз*. 1993. 11. 365.

Ma S.Y., Schlegel K., Xu J.S. Case studies of the propagation characteristics of auroral TIDs with EISCAT CP2 data using maximum entropy crossspectral analysis. *Ann. Geophys*. 1998. Vol. 16, no. 2. P. 161–167.

Nicolls M.J., Heinselman C.J. Three-dimensional measurements of traveling ionospheric disturbances with the Poker Flat Incoherent Scatter Radar. *Geophys. Res. Lett*. 2007. Vol. 34.

Oliver W.L., Fukao S., Sato T., et al. Ionospheric incoherent scatter measurements with the middle and upper atmosphere radar: Observations during the large magnetic storm of February 6–8, 1986. *J. Geophys. Res*. 1988. Vol. 93, no. A12. P. 14649–14655.

Yigit E., Koucka K.P., Geogieva K., Ward W. A review of vertical coupling in the atmosphere-ionosphere system: Effects of waves, sudden stratospheric warming, space weather, and solar activityю. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys*. 2016. Vol. 141. P. 1–12.

УДК 533.95

# К ВОПРОСУ О ДИНАМИКЕ РАДИАЦИОННЫХ ПОЯСОВ ЗЕМЛИ

**[1, 2]В.А. Французов, [3, 1]А.В. Артемьев, [1, 2]П.И. Шустов, [1]А.А. Петрукович**

[1]Институт космических исследований РАН, Москва, Россия
vafrantsuzov@yandex.ru
[2]Национальный исследовательский институт «Высшая школа экономики», Москва, Россия
[3]Институт геофизики и планетарной физики, УКЛА, Лос-Анджелес, США

# ON THE EARTH'S RADIATION BELT DYNAMICS

**[1, 2]V.A. Frantsuzov, [3, 1]A.V. Artemyev, [1, 2]P.I. Shustov, [1]A.A. Petrukovich**

[1]Space Research Institute RAS, Moscow, Russia
abunin@izmiran.ru
[2]National Research University Higher School of Economics, Moscow, Russia
[3]Institute of Geophysics and Planetary Physics, UCLA, Los Angeles, USA

**Аннотация.** Резонансное взаимодействие электронов со свистовыми волнами значительно влияет на динамику плазменных систем за счет рассеяния по питч-углу и ускорения электронов. При достаточно широком спектре волн или сильной неоднородности внешнего магнитного поля динамика подобных систем подчиняется квазилинейной теории. Однако в околоземном плазменном пространстве регулярно наблюдаются высокоинтенсивные свистовые волны, которые не могут быть описаны данным приближением вследствие наличия нелинейных резонансных эффектов. В этой работе рассматривается применение диффузионной теории для таких интенсивных волн с учетом волновых модуляций, которые значительно подавляют эффекты, связанные с нелинейным резонансным взаимодействием.

**Ключевые слова:** резонансное взаимодействие волн и электронов, свистовые волны, теория диффузии, квазилинейная теория, нелинейное резонансное взаимодействие.

**Abstract.** Resonant electron interaction with whistler-mode waves significantly affects the dynamics of plasma systems through pitch-angle scattering and particle acceleration. With a sufficiently wide wave spectrum or a strong inhomogeneity of the background magnetic field, the dynamics of such systems obey the quasi-linear theory. But many of the observed high-intensity waves cannot be described by this approximation due to the presence of nonlinear effects. In this paper, we consider the application of diffusion theory for waves of this type, taking into account wave modulations, which significantly suppresses the effects associated with nonlinear interaction.

**Keywords:** resonant wave-particle interaction, whistler-mode waves, diffusion theory, quasi-linear theory, nonlinear resonant interaction.

## INTRODUCTION

Resonant electron interaction with whistler-mode waves is one of the main drivers of electron pitch-angle scattering and acceleration in various space plasma systems, e.g. solar wind [Tong et al., 2019] shock waves [Hull et al., 2012; Wilson et al., 2013; Oka et al., 2017; Page et al., 2021], planetary radiation belts [Menietti et al., 2002], and magnetic reconnection regions [Deng, Matsumoto, 2001]. The basic theoretical framework for description of such interaction is the quasi-linear model [Vedenov et al., 1962; Drummond, Pines, 1962; Andronov, Trakhtengerts, 1964; Kennel, Engelmann, 1966] that is based on assumption of weak perturbation of particle dynamics by each single resonance. This assumption reduces the Vlasov equation to the Fokker–Plank diffusion equation [Vedenov et al., 1962; Drummond, Pines, 1962] where the main characteristics of wave-particle resonant interactions are diffusion rates. The requirement of a weak perturbation of particle trajectories for a single resonance is equivalent to the requirement that such interaction should not last for a long time, and there are several mechanisms responsible for particle escape from the resonance.

The original quasi-linear diffusion model assumes the broad spectrum of waves resonating with charged particles [Vedenov et al., 1962; Drummond, Pines, 1962], when the resonance width in velocity space $\Delta v_R$ equals to the difference of resonance $v_R$ velocity and wave group velocity $v_g = \partial\omega/\partial k$ (where ω and $k$ are wave frequency and wave number). Thus, change of the resonant particle velocity on $\Delta v_R \sim \left|v_R - v_g\right| \Delta k / k$ will remove particle from the resonance. As small factor $\Delta k/k$ is determined by the wave spectrum width in wavenumber space, $\Delta k$. This mechanism determines the shortness of individual resonance and justifies applicability of the diffusion approximation for modeling the dynamics of charged particle ensemble [Karpman, 1974; Le Queau, Roux, 1987; Shapiro, Sagdeev, 1997]. This description works well for low-amplitude whistler-mode waves resonating with electrons in homogeneous systems (without spatial gradients of the background plasma and magnetic field), e.g. in the solar wind?

An assumption about background magnetic field homogeneity, however, does no work for many space plasma systems. Resonant electron scattering by whistler-mode waves are often observed in magnetic field traps, regions with spatially localized minimum of magnetic field magnitude, where charged particles can be trapped and bouncing. Important examples of such traps are radiation belt dipole field [Lyons, Williams, 1984; Schulz, Lanzerotti, 1974] and magnetic holes generated by compressional perturbations on the bow shock [Oka et al., 2019]. Bouncing within magnetic traps, electrons periodically resonate with whistler-mode waves and resonance width for such interactions is determined by the spatial (field-aligned) gradient of the resonant velocity $\Delta v_R \sim \left|\partial v_R / \partial s\right| / k$ [Trakhtengerts, Rycroft, 2008]. If $\Delta v_R$ is finite, the quasi-linear diffusion model works even for monochromatic waves $(\Delta k \to 0)$ resonating with electrons in magnetic traps [Albert, 2001;

Albert, 2010]. Thus, the only condition required for application of quasi-linear diffusion mode is the smallest of wave intensity: the mirror force due to background magnetic field gradient should be stronger than the Lorentz force of wave field [Karpman, 1974].

The small wave intensity approximation, however, is often violated for whistler-mode waves observed in highly unstable plasma of shock waves [Zhang et al., 1999; Artemyev et al., 2022] and plasma injections [Zhang et al., 2018b; Zhang et al., 2019]. Such intense waves may resonate with electrons in nonlinear regime, including effects of phase trapping and phase bunching [Nunn, 1971; Nunn, 1974; Karpman et al., 1974; Inan et al., 1978]. Although phase bunching is the strongly nonlinear effect [Albert, 1993; Bortnik et al., 2008], due to smallness of electron energy and pitch-angle changes in a single resonant phase bunching, it can be incorporated as a drift term into the Fokker Plank equation [Artemyev et al., 2014; Allanson et al., 2021; Gan et al., 2020]. Changes of electron energy and pitch-angle due to the phase trapping are comparable to the initial energies/pitch-angles [Omura et al., 2007; Summers, Omura, 2007], and thus this effect cannot be described by differential operators in the Fokker–Plank equation. Several approaches with different integral operators describing the phase trapping contribution to the electron flux dynamics have been proposed [Omura et al., 2015; Artemyev et al., 2018; Vainchtein et al., 2018; Hsieh et al., 2020; Allanson et al., 2022], but evaluation of such operators is computationally expansive and significantly change the Fokker–Plank equation. Thus, it's important and practically useful to propose an approach for incorporation of nonlinear effects without significant altering models based on the Fokker–Plank equation.

The principal possibility for such approach has been proposed in [Solovev, Shkliar, 1986]: the total contribution of trapping and bunching may compensate each other. This idea has been reinvestigated in [Mourenas et al., 2018], where effects of wave modulation were taken into account. Spacecraft observations [Zhang et al., 2019; Zhang et al., 2020b; Foster et al., 2021; Oka et al., 2019; Artemyev et al., 2022] and numerical simulations [Nunn, Omura, 2012; Katoh, Omura, 2016; Demekhov et al., 2017; Tao et al., 2020; Zhang et al., 2021] show that intense whistler-mode waves are mostly propagating in a form of short modulated wave-packets. Typical wave-packets include only few wave periods ( Figure 1), that can be an effect of sideband instability of wave generation [Nunn, 1986] or overlapping of several waves with close wave frequencies [Zhang et al., 2020b; Nunn et al., 2021]. Such modulation reduces the efficiency of phase trapping [Tao et al., 2012; Tao et al., 2013], and make a net effect of electron resonant interactions with waves more diffusive [Zhang et al., 2020a; Allanson et al., 2020; Allanson et al., 2021; Gan et al., 2020; An et al., 2022]. Thus, derivation of diffusion rates is the main question for theoretical description of such regime of wave-particle interaction.

In this work, we propose an approach for evaluation of diffusion rates including nonlinear effects for intense, but strongly modulated waves. Firstly, we derive basic model equations for the relativistic electron in the background magnetic field including equations of motion. Secondly, we introduce wave modulations that can fit the experimental data (see Figure 1). Thirdly, we compare the results of computations for the constant amplitude case and for the modulated one to evaluate the reduction of nonlinear effects by modulations.

## BASIC CONCEPT AND MAIN EQUATIONS

To propose the approach for evaluation of such diffusion rate, let us illustrate the wave modulation effect on nonlinear wave-particle interactions. We consider electron bouncing in a magnetic trap modelled by curvature free dipole field [Bell, 1984] and their resonant interaction with monochromatic intense whistler-mode wave. Using the wave model from [Vainchtein et al., 2018], we evaluate a set of test particle trajectories resonating once with whistler-mode waves. We start with the Hamiltonian of a relativistic electron (rest mass is $m_e$ and charge is $-e$) bouncing in the magnetic trap and interacting with a field-aligned whistler-mode wave:

$$H = \sqrt{\left(\mathbf{p} - \frac{e}{c}\mathbf{A}\right)^2 c^2 + m^2 c^4},$$

where $\mathbf{p}$ is a canonical momentum and $\mathbf{A}$ is a vector potential. Potential $\mathbf{A}$ can be derived from the equation $\mathbf{B}=\mathrm{rot}\mathbf{A}$. Magnetic field induction $\mathbf{B}$ consists of two separate terms: $\mathbf{B}=\mathbf{B}_0+\mathbf{B}_w$ where $\mathbf{B}_0$ is the background magnetic field of Earth and $\mathbf{B}_w$ corresponds to the induction of the wave. Strong background magnetic field $\mathbf{B}_0$ makes the coordinate space highly anisotropic. That suggests that the particle will mainly propagate along the magnetic vector $\mathbf{B}_0$. Thus, relations $\partial_z \gg \partial_x, \partial_y$ hold. We define $\mathbf{B}_0$ as a magnetic field of a dipole and can write down $\mathbf{A}$ as

$$A = \left(-\frac{B_w}{k}\cos\phi,\ xB_0 - \frac{B_w}{k}\sin\phi,\ 0\right)$$

where $k$ is the wave number and $\phi$ is the wave phase. Using this equation for the potential, the Hamiltonian can be written as

$$H = m_e c^2 \times \sqrt{\left(1+\left(\frac{p_z}{m_e c}\right)^2 + \left(\frac{p_x}{m_e c}\right)^2 + \frac{\Omega_{ce}}{kc}\frac{B_w}{B_0}\cos\phi\right)^2 + \left(\frac{x\Omega_{ce}}{c} - \frac{\Omega_{ce}^2}{kc}\frac{B_w}{B_0}\sin\phi\right)}$$

where $\Omega_{ce}=eB_0/(m_{ec})$ is the cyclotron frequency of electron. The wavenumber can be determined by the cold plasma approximation: $kc/\Omega_{pe}=(\Omega_{ce}/\omega-1)^{-1/2}$, where $\Omega_{pe}=\sqrt{4\pi n_e e^2/m_e}$ is the plasma frequency of electrons.

To separate the perturbed and unperturbed parts, it is convenient to introduce another pair of canonical variables $(\psi, I_x)$ where $Ix = (2\pi)^{-1}\oint dx\, p_x$ is the adiabatic invariant of the system

$$x = \frac{c}{\Omega_{ce}}\sqrt{\frac{2I_x\Omega_{ce}}{m_e c^2}}\sin\psi,$$

$$px = m_e c\sqrt{\frac{2I_x\Omega_{ce}}{m_e c^2}}\cos\psi.$$

Substituting these equations into the Hamiltonian, gives

$$H = m_e c^2 \sqrt{\left(1+\left(\frac{p_z}{m_e c}\right)^2 + \frac{2I_x\Omega_{ce}}{m_e c^2} + 2\sqrt{\frac{2I_x\Omega_{ce}}{m_e c^2}}\frac{\Omega_{ce}}{kc}\frac{B_w}{B_0}\cos(\phi+\psi) + \left(\frac{\Omega_{ce}}{kc}-\frac{B_w}{B_0}\right)^2\right)}$$

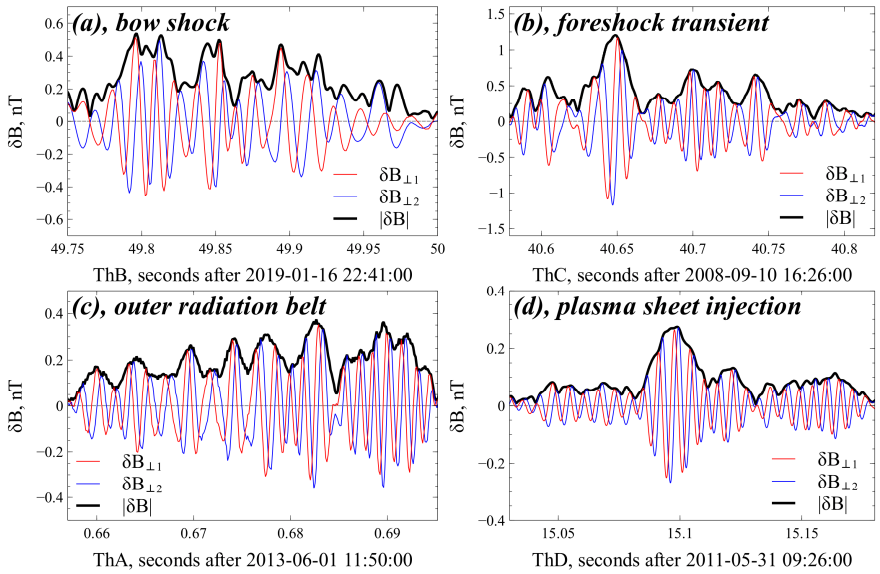



*Figure 1.* Examples of typical wave-packets of whistler-mode waves captured by THEMIS spacecraft [Angelopoulos, 2008] in Earth bow shock (*a*), foreshock transient (*b*), outer radiation belt (*c*), plasma injection region (*d*). These events are picked up from statistics published in [Artemyev et al., 2022; Shi et al., 2020; Zhang et al., 2018b, a]

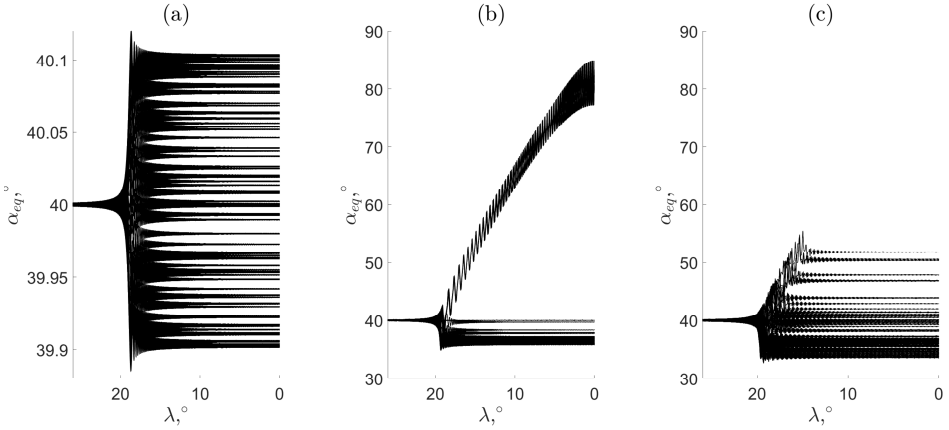



*Figure 2.* Set of trajectories for low amplitude wave with diffusive scattering (*a*), coherent high-amplitude wave with trapping and bunching (*b*), modulated high-amplitude wave with diffusive-like scattering (*c*). System parameters are: electron energy $E_0$=100 keV, equatorial pitch-angle $\alpha_0$=40°, number of particles $N$=100, wave amplitude $B_w$=5 pT (*a*), $B_w$=500 pT (*b*, *c*)

## PHASE MODULATION

The Hamiltonian derived in the previous section fully determines the evolution of the system parameters. In a general case, $B_w$ is a function of $\phi$. Such modulation of the wave amplitude strongly affects the dynamics of the system as it suppresses the effects of nonlinear interactions. Figure 2 shows the simulation results for various sets of parameters: wave amplitudes and $B_w(\phi)$. The modulations force particles to escape from the trapping, and thus make wave-particle resonant interactions more diffusive.

We define the diffusion coefficient $D_{EE} = \left\langle (\Delta E)^2 \right\rangle$ as a function of the wave intensity and compare the results to the quasi-linear theory. Numerical results presented on Figure 3 suggest that wave modulations effectively reduce the impact of the nonlinear interaction: there is no trapped particles with energy deviations comparable to the initial energy and phase bunching is now greatly balanced by enhanced trapped population. But for the higher wave amplitudes the diffusion process does not obey the quasi-linear theory ($D_{EE}\sim\varepsilon^2$) as its power asymptote goes lower than the theoretical prediction: $D_{EE}\sim\varepsilon^q$ $0<q<2$.

## CONCLUSIONS

To conclude, the resonant electron interaction with highly intense whistler-mode waves cannot be described by the quasi-linear theory considering the effect of nonlinear interactions, but the wave intensity modulations

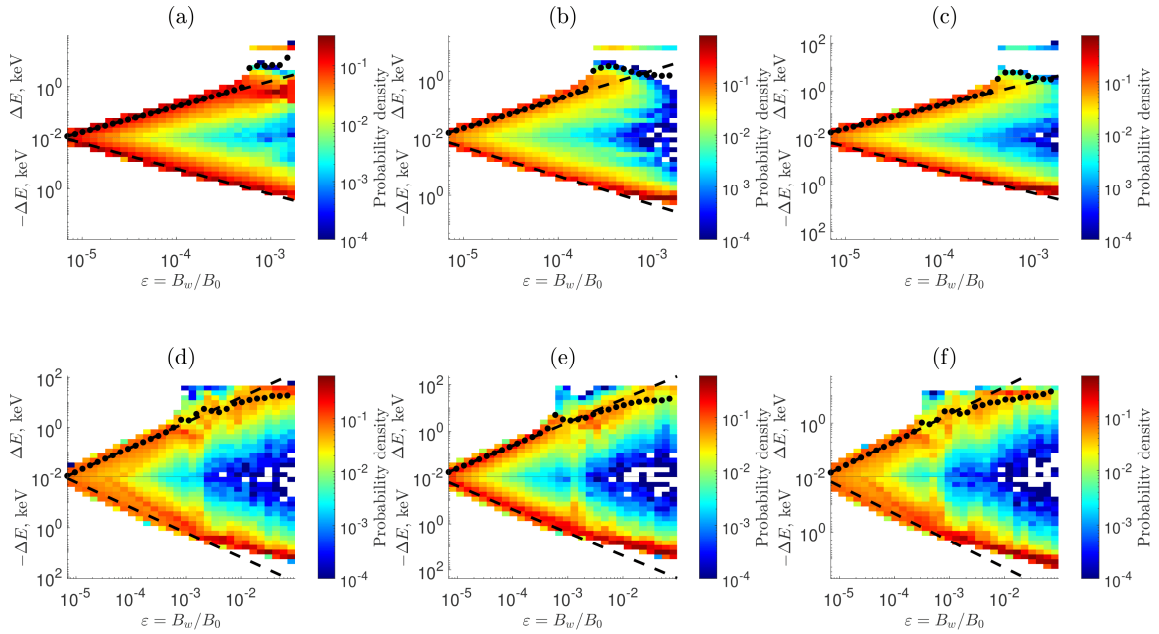



*Figure 3*. The probability density as a function of the wave amplitude coefficient ε and particle's energy deviation Δ*E*. The top row corresponds to the system with a constant amplitude and the bottom one – to a modulated intensity. Three sets of initial conditions were taken: $E_0$=100 keV, $\alpha_0$=40° (*a*, *d*); $E_0$=100 keV, $\alpha_0$=60° (*b*, *e*); $E_0$=300 keV, $\alpha_0$=60° (*c*, *f*)

resolves this issue: the modulation of wave amplitude suppresses the trapping process and reduces the net effect of phase bunching. However, the diffusion coefficient $D_{EE}$ derived for such intense modulated waves has a different scaling with the wave amplitude in comparison with one predicted by the quasi-linear theory: $D_{EE} \sim \varepsilon^q$, $0<q<2$. The factor $q$ can be determined from the Hamiltonian equations that were derived in this paper.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ


Albert J.M. Cyclotron resonance in an inhomogeneous magnetic field. *Phys. Fluids B: Plasma Phys*. 1993. Vol. 5. P. 2744–2750. DOI: 10.1063/1.860715.

Albert J.M. Comparison of pitch angle diffusion by turbulent and monochromatic whistler waves. *J. Geophys. Res*. 2001. Vol. 106. P. 8477–8482. DOI: 10.1029/2000JA000304.

Albert J.M. Diffusion by one wave and by many waves. *J. Geophys. Res*. 2010. Vol. 115. A00F05. DOI: 10.1029/2009JA014732.

Allanson O., Thomas E., WattC. E. J., Neukirch T. Weak turbulence and quasilinear diffusion for relativistic wave-particle interactions via a Markov approach. *Front. Astron. Space Sci*. 2022. Vol. 8. 805699. DOI: 10.3389/fspas.2021.805699.

Allanson O., Watt C.E.J., Allison H.J., Ratcliffe H. Electron diffusion and advection during nonlinear interactions with whistler mode waves. *J. Geophys. Res.: Space Phys*. 2021. Vol. 126, iss. 5. e28793.

Allanson O., Watt C.E.J., Ratcliffe H., et al. Particle-in-cell experiments examine electron diffusion by whistler-mode waves: 2. Quasi-linear and nonlinear dynamics. *J. Geophys. Res.: Space Phys*. 2020. Vol. 125, iss. 7. e27949.

An Z., Wu Y., Tao, X. Electron dynamics in a chorus wave field generated from particle-in-cell simulations. *Geophys. Res. Lett*. 2022. Vol. 49, iss. 3. e97778.

Andronov A.A., Trakhtengerts V.Y. Kinetic instability of the Earth's outer radiation belt. *Geomagnetism and Aeronomy*. 1964. Vol. 4. P. 233–242.

Angelopoulos V. The THEMIS Mission. *Space Sci. Rev*. 2008. Vol. 141. P. 5–34.

Artemyev A.V., Neishtadt A.I., Vasiliev A.A., Mourenas D. Long-term evolution of electron distribution function due to nonlinear resonant interaction with whistler mode waves. *J. Plasma Phys*. 2018. Vol. 84. 905840206.

Artemyev A.V., Shi X., Liu T.Z., et al. Electron resonant interaction with whistler waves around foreshock transients and the bow shock behind the terminator. *J. Geophys. Res.: Space Phys*. 2022. Vol. 127, iss. 2. e29820.

Artemyev A.V., Vasiliev A.A., Mourenas D., et al. Electron scattering and nonlinear trapping by oblique whistler waves: The critical wave intensity for nonlinear effects. *Phys. Plasmas*. 2014. Vol. 21, iss. 10. 102903.

Bell T.F. The nonlinear gyroresonance interaction between energetic electrons and coherent VLF waves propagating at an arbitrary angle with respect to the earth's magnetic field. *J. Geophys. Res*. 1984. Vol. 89. P. 905–918.

Bortnik J., Thorne R.M., Inan U.S. Nonlinear interaction of energetic electrons with large amplitude chorus. *Geophys. Res. Lett*. 2008. Vol. 3. 21102.

Demekhov A.G., Taubenschuss U., Santol´ık O. Simulation of VLF chorus emissions in the magnetosphere and comparison with THEMIS spacecraft data. *J. Geophys. Res*. 2017. Vol. 122. P. 166–184.

Drummond W.E., Pines D. Nonlinear stability of plasma oscillations. *Nuclear Fusion*. 1962. Suppl. pt. 3. P. 1049–1058.

Foster J.C., Erickson P.J., Omura Y. Subpacket structure in strong VLF chorus rising tones: characteristics and consequences for relativistic electron acceleration. *Earth, Planets and Space*. 2021. Vol. 73, iss. 1. 140.

Gan L., Li W., Ma Q., et al. Nonlinear interactions between radiation belt electrons and chorus waves: Dependence on wave amplitude modulation. *Geophys. Res. Lett*. 2020. Vol. 47, iss. 4. e85987.

Hsieh Y.-K., Kubota Y., Omura Y. Nonlinear evolution of radiation belt electron fluxes interacting with oblique whistler mode chorus emissions. *J. Geophys. Res.: Space Phys*. 2020. Vol. 125, iss. 2. e2019JA027465.

Hull A.J., Muschietti L., Oka M., et al. Multiscale whistler waves within Earth's perpendicular bow shock. *J. Geophys. Res*. 2012. Vol. 117. 12104.

Inan U.S., Bell T.F., Helliwell R.A. Nonlinear pitch angle scattering of energetic electrons by coherent VLF waves in

the magnetosphere. *J. Geophys. Res*. 1978. Vol. 83, iss. A7. P. 3235–3254.

Karpman V.I. Nonlinear effects in the ELF waves propagating along the magnetic field in the magnetosphere. *Space Sci. Rev*. 1974. Vol. 16. P. 61–388.

Karpman V.I., Istomin J.N., Shklyar D.R. Nonlinear theory of a quasi-monochromatic whistler mode packet in inhomogeneous plasma. *Plasma Phys*. 1974. Vol. 16. P. 685–703.

Katoh Y., Omura Y. Electron hybrid code simulation of whistler-mode chorus generation with real parameters in the Earth's inner magnetosphere. *Earth, Planets, and Space*. 2016. Vol. 68, 192.

Kennel C.F., Engelmann F. Velocity Space Diffusion from Weak Plasma Turbulence in a Magnetic Field. *Phys. Fluids*. 1966. Vol. 9. P. 2377–2388.

Le Queau D., Roux A. Quasi-monochromatic wave-particle interactions in magnetospheric plasmas. *Solar Phys*. 1987. Vol. 111. P. 59–80.

Lyons L.R., Williams D.J. *Quantitative Aspects of Magnetospheric Physics*. Dordrecht: Springer Science+Business Media, 1984. 231 p.

Mourenas D., Zhang X.-J., Artemyev A. V., et al. Electron nonlinear resonant interaction with short and intense parallel chorus wave packets. *J. Geophys. Res*. 2018. Vol. 123. P. 4979–4999.

Nunn D. Wave-particle interactions in electrostatic waves in an inhomogeneous medium. *J. Plasma Phys*. 1971. Vol. 6, iss. 2. P. 291.

Nunn D. A self-consistent theory of triggered VLF emissions. *Plan. Space Sci*. 1974. Vol. 22. P. 349–378.

Nunn D. A nonlinear theory of sideband stability in ducted whistler mode waves. *Planetary Space Sci*. 1986. Vol. 34. P. 429–451.

Nunn D., Omura Y. A computational and theoretical analysis of falling frequency VLF emissions. *J. Geophys. Res*. 2012. Vol. 117. A08228.

Nunn D., Zhang X.J., Mourenas D., Artemyev A.V. Generation of realistic short chorus wave packets. *Geophys. Res. Lett*. 2021. Vol. 48, iss. 7. e2020GL092178.

Oka M., Otsuka F., Matsukiyo S., et al. Electron scattering by low-frequency whistler waves at Earth's bow shock. *Astrophys. J*. 2019. Vol. 886, iss. 1. 53.

Oka M., Wilson III L.B., Phan T. D., et al. Electron scattering by high-frequency whistler waves at Earth's bow shock. *Astrophys. J. Lett*. 2017. Vol. 842. L11.

Omura Y., Furuya N., Summers D. Relativistic turning acceleration of resonant electrons by coherent whistler mode waves in a dipole magnetic field. *J. Geophys. Res*. 2007. Vol. 112. 6236.

Omura Y., Miyashita Y., Yoshikawa M., et al. Formation process of relativistic electron flux through interaction with chorus emissions in the Earth's inner magnetosphere. *J. Geophys. Res*. 2015. Vol. 120. P. 9545–9562.

Page B., Vasko I.Y., Artemyev A.V., Bale S.D. Generation of high-frequency whistler waves in the Earth's quasi-perpendicular bow shock. *Astrophys. J. Lett*. 2021. Vol. 919, iss. 2. L17.

Schulz M., Lanzerotti L.J. *Particle Diffusion in the Radiation Belts*. Springer, 1974. 217 p.

Shapiro V.D., Sagdeev R.Z. Nonlinear wave-particle interaction and conditions for the applicability of quasilinear theory. *Physics Rep*. 1997. Vol. 283. P. 49–71.

Shi X., Liu T.Z., Angelopoulos V., Zhang X.-J. Whistler mode waves in the compressional boundary of foreshock transients. *J. Geophys. Res.: Space Phys*. 2020. Vol. 125, iss. 8. e27758.

Solovev V.V., Shkliar D.R. Particle heating by a low-amplitude wave in an inhomogeneous magnetoplasma. *Sov. Phys. JETP*. 1986. Vol. 63. P. 272–277.

Summers D., Omura Y. Ultra-relativistic acceleration of electrons in planetary magnetospheres. *Geophys. Res. Lett*. 2007. Vol. 34. L24205.

Tao X., Bortnik J., Albert J.M., et al. The importance of amplitude modulation in nonlinear interactions between electrons and large amplitude whistler waves. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys*. 2013. Vol. 99. P. 67–72.

Tao X., Bortnik J., Thorne R.M., et al. Effects of amplitude modulation on nonlinear interactions between electrons and chorus waves. *Geophys. Res. Lett*. 2012. Vol. 39. 6102.

Tao X., Zonca F., Chen L., Wu Y. Theoretical and numerical studies of chorus waves: A review. *Science China Earth Sci*. 2020. Vol. 63, iss. 1. P. 78–92.

Tong Y., Vasko I.Y., Artemyev A.V., et al. Statistical study of whistler waves in the solar wind at 1 au. *Astrophys. J.* 2019. Vol. 878, iss. 1, 41. arXiv: 1905.08958.

Trakhtengerts V.Y., Rycroft M. J. *Whistler and Alfven Mode Cyclotron Masers in Space*. Cambridge University Press, 2008. 366 p.

Vainchtein D., Zhang X.J., Artemyev A.V., et al. Evolution of electron distribution driven by nonlinear resonances with intense field-aligned chorus waves. *J. Geophys. Res.: Space Phys*. 2018. Vol. 123, iss. 10. P. 8149–8169. arXiv: 1806.00066.

Vedenov A.A., Velikhov E., Sagdeev R. Quasilinear theory of plasma oscillations. *Nuclear Fusion*. 1962. Suppl. pt. 2. P. 465–475.

Wilson L. B., Koval A., Szabo A., et al. Electromagnetic waves and electron anisotropies downstream of supercritical interplanetary shocks. J. *Geophys. Res*. 2013. Vol. 118. P. 5–16. arXiv: 1207.6429.

Zhang X., Angelopoulos V., Artemyev A.V., Liu J. Whistler and electron firehose instability control of electron distributions in and around dipolarizing flux bundles. *Geophys. Res. Lett*. 2018a. Vol. 45. P. 9380–9389.

Zhang X.J., Agapitov O., Artemyev A.V., et al. Phase decoherence within intense chorus wave packets constrains the efficiency of nonlinear resonant electron acceleration. *Geophys. Res. Lett*. 2020a. Vol. 47. iss. 20, e89807.

Zhang X.J., Demekhov A.G., Katoh Y., et al. Fine structure of chorus wave packets: Comparison between observations and wave generation models. *J. Geophys. Res.: Space Phys*. 2021. Vol. 126, iss. 8. e29330.

Zhang X.J., Mourenas D., Artemyev A.V., et al. Nonlinear electron interaction with intense chorus waves: Statistics of occurrence rates. *Geophys. Res. Lett*. 2019. Vol. 46, iss. 13. P. 7182–7190.

Zhang X.J., Mourenas D., Artemyev A.V., et al. Rapid frequency variations within intense chorus wave packets. *Geophys. Res. Lett*. 2020b. Vol. 47, iss. 15. e88853.

Zhang X.J., Thorne R., Artemyev A., et al. Properties of Intense field-aligned lower-band chorus waves: Implications for nonlinear wave-particle interactions. *J. Geophys. Res.: Space Phys*. 2018b. Vol. 123, iss. 7. P. 5379–5393.

Zhang Y., Matsumoto H., Kojima H., Omura Y. Extremely intense whistler mode waves near the bow shock: Geotail observations. *J. Geophys. Res*. 1999. Vol. 104. P. 449–462.

УДК 533.951

# ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ ДИНАМИКА ИСКУССТВЕННОЙ ИОНОСФЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПО ДАННЫМ ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА НАГРЕВНОМ СТЕНДЕ АРЕСИБО В 2018 Г.

**В.Р. Хашев[1], С.М. Грач[1], А.В. Шиндин[1], Е. Носса[2], М.П. Сулцер[3]**

[1]Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского (ННГУ), Нижний Новгород, Россия
xashev2013@gmail.com
[2]Naval Research Laboratory, Wash., DC, USA
[3]National Astronomy and Ionosphere Center, Arecibo, USA

# SPATIO-TEMPORAL EVOLUTION OF ARTIFICAL IONOSPHERIC TURBULENCE ACCORDING TO THE ARECIBO HEATING EXPERIMENT IN 2018

**V.R. Hashev[1], S.M. Grach[1], A.V. Shindin[1], E. Nossa[2], M.P. Sulzer[3]**

[1]National Research Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod (UNN), Nizhny Novgorod, Russia
xashev2013@gmail.com
[2]Naval Research Laboratory, Wash., DC, USA
[3]National Astronomy and Ionosphere Center, Arecibo, USA.

**Аннотация.** Представлен анализ данных экспериментов, выполненных при различных режимах воздействия КВ-радиоизлучения нагревного стенда Аресибо (Пуэрто-Рико, США) на F-слой ионосферы. В экспериментах исследовались сигналы некогерентного радара, рассеянные на ленгмюровских волнах (плазменная линия), и сигналы искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ).

**Ключевые слова:** Аресибо, радар некогерентного рассеяния, плазменная линия

**Abstract.** Data analysis of the experiments on the HF-pumping of the ionosphere at the Arecibo heating facility (Puerto Rico, USA) for different pumping modes is presented. In the experiments, the signals of an incoherent radar scattered on Langmuir waves (plasma line) and signals of stimulated electromagnetic emission were studied.

**Keywords:** Arecibo, incoherent scatter radar, plasma line

## ВВЕДЕНИЕ

В работе представлены результаты исследований искусственной ионосферной турбулентности на низкоширотном нагревном стенде (угол наклона геомагнитного поля к вертикали ≈ 40°) в обсерватории Аресибо (Пуэрто-Рико, США) 7–8 ноября 2018 г. с помощью радара некогерентного рассеяния. Одновременно проводились измерения искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ). Воздействие на ионосферу осуществлялось мощной радиоволной обыкновенной (О) поляризации с эффективной мощностью излучения $P_э \approx 100$ МВт вертикально вверх на частоте волны накачки (ВН) $f_{ВН} = 5095$ кГц. Излучение ВН осуществлялось в различных режимах для исследования формирования искусственной ионосферной турбулентности на разных стадиях ее развития: короткие импульсы с большой скважностью ($\tau_и = 5$–$100$ мс, $T_и = 2$–$20$ с, режим «холодного старта») для исследования процессов формирования ленгмюровской турбулентности; квазинепрерывный нагрев ($\tau_и = 165$ мс, $T_и = 200$ мс) с длительностью посылок 15 и 150 с. Для диагностики динамики искусственной плазменной линии радар некогерентного рассеяния излучал импульсы длительностью 440 мкс с нулевой секунды каждой минуты, модулированные псевдослучайной последовательностью, с периодом следования 10 мс на частоте $f_р = 430$ МГц. Методика проведения эксперимента и анализа данных описана в работах [Sulzer, 1986; Hashev et al., 2020].

### Короткие импульсы, режим «холодного старта»

На стадии развития искусственной плазменной турбулентности обнаружено, что максимальная интенсивность в спектре плазменной линии и, соответственно, плазменных волн наблюдается на нулевых отстройках от $f_{ВН}$ уже ко 2–6-й мс воздействия, а сами спектры имеют форму типа continuum в области отрицательных отстроек от $f_{ВН}$ на высотах вблизи уровня отражения ВН.

С увеличением длительности нагрева до 12–20 мс на более низких высотах, а затем и на высотах вблизи уровня отражения ВН, для плазменной линии начинают наблюдаться спектры распадного типа с выраженными максимумами интенсивности (сателлитами) на отстройках $\Delta f = f_{ПЛ} - f_{ВН} \approx -(2.5…12)$ кГц, а интервал высот, занимаемый областью генерации плазменных волн, возрастает от 1 км для 5–10 мс воздействия до 2.5 км для 100 мс воздействия.

### Квазинепрерывный нагрев

При дальнейшем увеличении длительности нагрева до секунд и минут область плазменной турбулентности расширяется вниз от уровня отражения ВН ($h_0$) вплоть до высот верхнегибридного резонанса ($h_{ВГР}$) и ниже. Обработка ионограмм, полученных перед сеансом нагрева, показывает, что $h_{ВГР}$, где локальная плазменная частота на ~80 кГц ниже частоты ВН, лежит на 3–4 км ниже $h_0$.

При этом область генерации плазменных волн вблизи $h_0$ к 30-й секунде нагрева практически полностью экранируется. С увеличением длительности нагрева более 40 с наблюдалось дальнейшее расширение высотной области генерации плазменных волн до 3–5 км (вплоть до 10 км при воздействии вблизи критической частоты слоя F2) и ее стратификация.

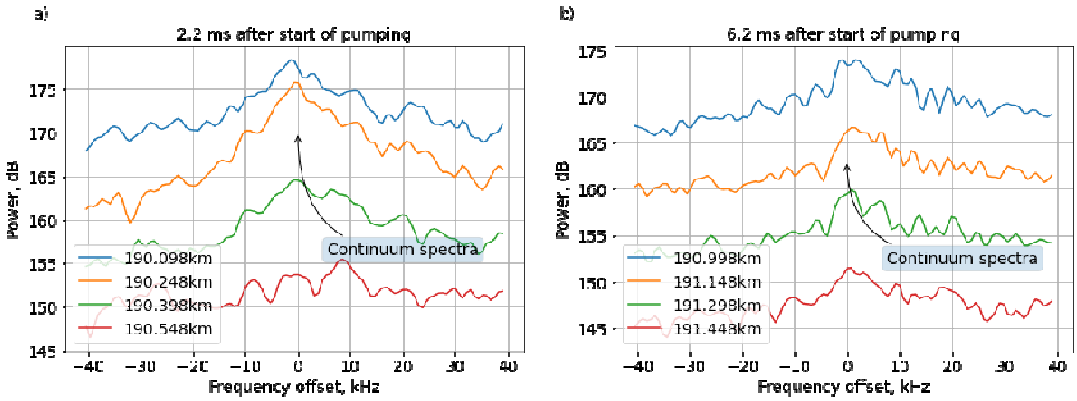



*Рис. 1*. Спектры сдвинутой вниз плазменной линии на высотах вблизи точки отражения ВН на 2.2 мс (панель *a*) и на 6.2 мс (панель *b*) после начала воздействия. Проведено усреднение по 50–55 импульсам ВН. Для построения использован дополнительный сдвиг на 7 дБ каждого из спектров

Высотно-временная динамика развития наиболее интенсивных спектров сдвинутой вниз плазменной линии на первых 30 секундах квазинепрерывного нагрева приведена на рис. 2 (верхний ряд). В демонстрируемых измерениях наблюдалось две области генерации плазменной турбулентности с максимальной интенсивностью плазменной линии на высотах $h \sim 214$ и $\sim 210.2$ км. В верхней части области турбулентности вблизи области отражения ВН наблюдались спектры распадного типа с максимальной интенсивностью на 1–2 секундах нагрева и уменьшающиеся по интенсивности к 10–15 секундам воздействия. В нижней части области турбулентности (в области высот верхнегибридного резонанса и ниже) наблюдалось усиление плазменной линии к 10–15 секундам нагрева и дальнейший рост интенсивности плазменной линии к 30-й секунде. Спектры при этом приобретали вид широкополосных максимумов в полосе (–40…+10) кГц с пиковой интенсивностью на отстройке $\Delta f \approx -10$ кГц и более слабым максимумом на $\Delta f \approx -(21…25)$ кГц. При этом в первые секунды воздействия сигнал с высоты $h \sim 210.2$ км не наблюдался, а к 30-й секунде пропадал сигнал с высоты отражения $h_0$.

При анализе данных зондирования плазменной турбулентности с помощью радара некогерентного рассеяния проводилось их сопоставление с результатами измерений искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ). Примеры спектров ИРИ на начальной стадии воздействия и при длинном нагреве приведены на рис. 2 (нижний ряд).

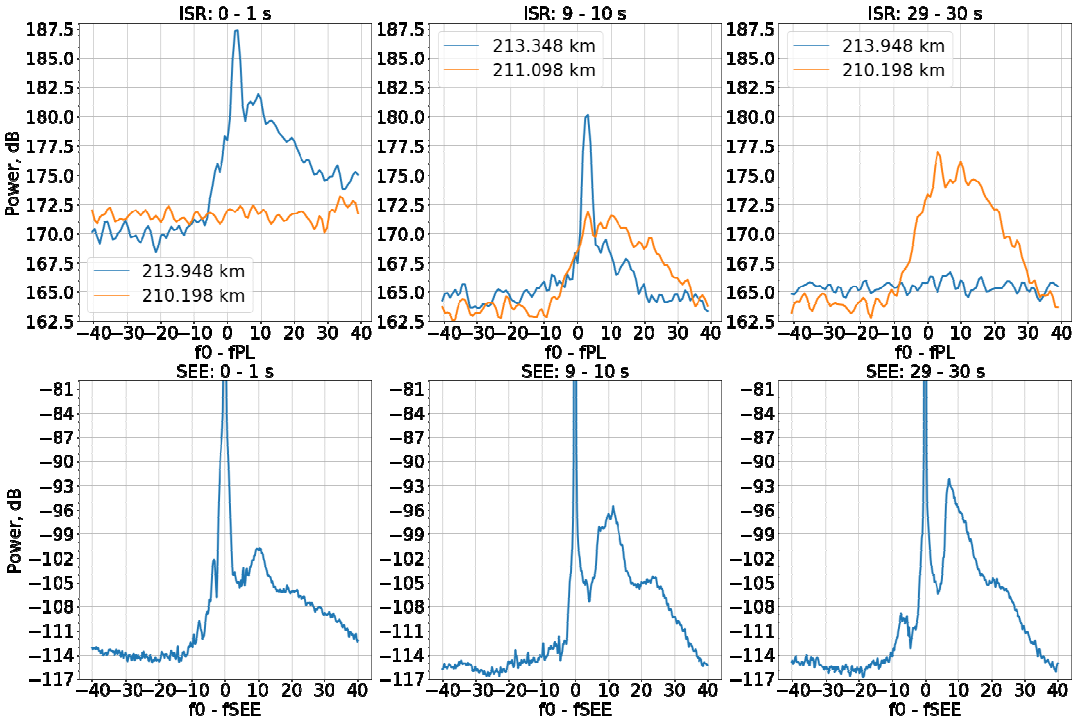



*Рис. 2*. Пространственно-временная динамика наиболее интенсивных спектров сдвинутой вниз плазменной линии на 0–1, 9–10 и 29–30 секундах квазинепрерывного нагрева (верхний ряд панелей), и динамика спектров ИРИ (SEE) для квазинепрерывного режима излучения (нижний ряд панелей). Хорошо видно последовательное развитие DM ($\Delta f = -11$ кГц), 2DM компонент ИРИ и, через 10–20 с, IDM ($\Delta f = -8$ кГц) и UM ($\Delta f = +8$ кГц) компонент

Наши измерения плазменной линии и ИРИ показывают подобие основных характеристик спектров плазменной линии и ИРИ (ширины до 30–40 кГц и формы спектров типа continuum) на стадии развития ленгмюровской турбулентности в первые 100 мс. При более длинном квазинепрерывном нагреве формирование в спектре ИРИ основной его верхнегибридной компоненты, такой как главный спектральный максимум (Downshifted Maximum, DM) на отстройках $\Delta f_{DM} = f_{DM} - f_{BH} \approx -(8...11)$ кГц, коррелирует с наблюдаемыми характеристиками развития широкополосного максимума плазменной линии в нижней части области плазменной турбулентности.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из анализа данных по пространственно-временной динамике искусственной плазменной линии в экспериментах на нагревном стенде в Аресибо установлено следующее:

1. На стадии развития искусственной плазменной турбулентности максимальная интенсивность в спектре плазменной линии и, соответственно, плазменных волн наблюдается на нулевых отстройках от $f_0$ уже ко 2-6-й мс воздействия, а сами спектры имеют форму типа continuum.

2. С увеличением времени воздействия область генерации расширяется вниз от области отражения ВН на 2–3 км при длительности воздействия до 100 мс и вплоть до 10 км при увеличении длительности воздействия до секунд и минут;

3. Наблюдается стабильно две области генерации искусственной плазменной линии. Вблизи уровня отражения с первых миллисекунд до нескольких секунд наблюдаются спектры распадного типа с максимумами на отстройках 0, −4 кГц, связанными с развитием здесь ленгмюровской турбулентности (волновые вектора плазменных волн вдоль магнитного поля с последующей изотропизацией углового спектра, что делает их доступными для наблюдения), и на 2–3 км ниже по высоте вблизи уровня верхнегибридного резонанса. Здесь плазменные волны ортогональны магнитному полю Земли, но также наблюдаются вследствие изотропизации их спектра. Наблюдаемые спектры плазменной линии качественно отличаются от ленгмюровских, обладая широкой формой типа continuum без резко выраженных максимумов;

4. Развитие верхнегибридной турбулентности плазменных волн приводит к экранировке генерации ленгмюровских волн через 15–30 с после включения волны накачки;

5. При дальнейшем увеличении времени нагрева (больше 40 с) может наблюдаться расслоение области генерации искусственной плазменной линии, хотя это утверждение требует проверки, поскольку здесь уже необходимо учитывать естественные вариации высот генерации плазменной линии и времена усреднения потока данных;

6. Сопоставление результатов наблюдений искусственной плазменной линии (для определенной длины волны плазменных волн) и искусственного радиоизлучения ионосферы (для интегрального процесса высвечивания плазменных волн) показывают качественное согласие структуры спектров.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ, грант № 20-12-00197.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Hashev V.R., Shindin A.V., Sergeev E.N., Grach S.M., Nossa E., Sulzer M.P. Results of artificial ionospheric turbulence studies using the ISR and SEE Techniques at the Arecibo Low-Latitude Heating Facility. *IEEE Xplore: 2020 XXXIIIrd General Assembly and Scientific Symposium of the International Union of Radio Science*. 2020. p. 9232319.

Sulzer M.P. A radar technique for high range resolution incoherent scatter autocorrelation function measurements utilizing the full average power of klystron radars. *Radio Sci*. 1986. Vol. 21, no. 6. P. 1033–1040.

*Секция В. Физика атмосферы Земли, включая околоземное космическое пространство. БШФФ-2022. С. 330–332.*

УДК 528.8, 551.510.535

# АМПЛИТУДНЫЕ КАРТЫ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ КОМПОНЕНТ СИГНАЛОВ ЛЧМ-ЗОНДИРОВАНИЯ ИОНОСФЕРЫ

**М.В. Цедрик**

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия
mark7cedrick@gmail.com

# IONOSPHERE CHIRP-SOUNDING SIGNALS POLARIZATION COMPONENTS AMPLITUDE MAPS

**M.V. Cedrik**

Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia
mark7cedrick@gmail.com

**Аннотация.** В работе кратко описывается сеть многопозиционного приема сигналов ЛЧМ-зондирования ионосферы, развернутая на базе ИСЗФ СО РАН и состоящая из ионозондов «Ионозонд МС». Данные, получаемые сетью, представлены в формате амплитудных карт обыкновенной моды отраженного от ионосферы сигнала.

**Ключевые слова:** амплитудная карта, А-карта, слабонаклонное зондирование, ЛЧМ-зондирование, вертикальное зондирование ионосферы.

**Abstract.** This paper briefly describes ionosphere Chirp-sounding signals reception multi-position network, deployed on the basis of the ISZF SB RAS and consisting of ionosonds “Ionosonde MS”. The data obtained with the network is presented in the format of amplitude maps of the ordinary mode of the signal reflected from the ionosphere.

**Keywords:** A-map, near-vertical sounding, Chirp-sounding, vertical incidence ionosphere sounding.

## ВВЕДЕНИЕ

Для исследования характеристик мелкомасштабных и среднемасштабных перемещающихся ионосферных возмущений (ПИВ) с высоким пространственным и временным разрешением применяется разнесенный прием отраженных от ионосферы сигналов слабонаклонного зондирования (СНЗ) в учащенном режиме [Medvedev et al., 2013; Vybornov et al., 2022].

В условиях работы с данными ионосферного зондирования, получаемыми в учащенном режиме на нескольких приемных пунктах, возникает необходимость в использовании способов представления данных, позволяющих в пределах одного графика отобразить динамику изменения ионосферных характеристик и проявления возмущений на длительном временном интервале, поскольку такой подход позволяет существенно ускорить предварительный анализ получаемых данных.

Одним из таких способов представления данных являются амплитудные карты (А-карты), построенные на основе максимумов амплитуд отраженного сигнала [Акчурин и др., 2013; Куркин и др., 2014; Цедрик и др., 2019].

Для упрощения задачи автоматической обработки и интерпретации данных радиозондирования ионосферы применяется разделение магнитоионных компонент зондирующего сигнала [Harris, Pederick 2017]. На ионозонде «Ионозонд МС» [Подлесный и др., 2013] реализовано аппаратное разделение поляризационных компонент сигнала при помощи приема на поляриметрические системы ортогональных антенн.

В связи с реализацией алгоритма аппаратного разделения поляризационных компонент сигнала, прошедшего ионосферный радиоканал, появляется возможность построения и анализа амплитудных карт сигналов обыкновенной и необыкновенной мод по отдельности.

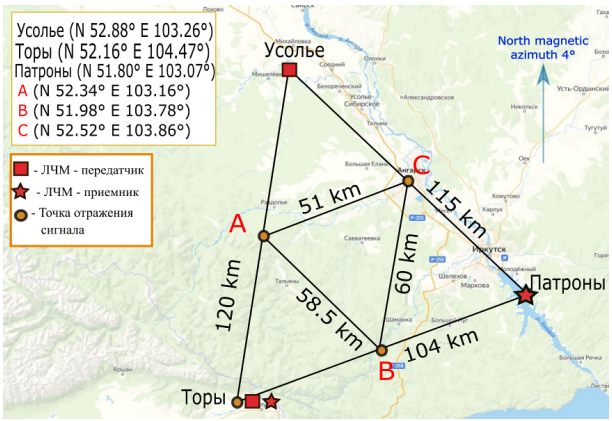



*Рис. 1.* Схема расположения пунктов и средних точек радиотрасс СНЗ: А — Усолье — Торы, В — Торы — Патроны, С — Усолье — Патроны

## СЕТЬ СЛАБОНАКЛОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ИОНОСФЕРЫ

В 2021 г. существующая сеть ЛЧМ-ионозондов ИСЗФ СО РАН была дополнена еще одним приемным пунктом в п. Патроны. Таким образом, была организована сеть разнесенного приема сигналов слабонаклонного зондирования ионосферы (СНЗ), геометрия которой показана на рис. 1.

В эксперименте используются два ЛЧМ-передатчика и два приемника. Вместе они образуют три слабонаклонные трассы радиозондирования и реализуют вертикальное зондирование (ВЗ) в с. Торы.

Из-за конструктивных особенностей и различия используемых трасс распространения зондирующего сигнала режимы работы двух используемых передатчиков различаются, что отражено в таблице. Мощности передатчиков составляют 10 Вт.

Трассы радиозондирования и параметры режимов зондирования

| Трасса | Начальная частота, МГц | Конечная частота, МГц | Скорость Перестройки частоты, кГц/с | Скважность, с | Протяженность, км |
|---|---|---|---|---|---|
| Усолье — Торы | 1.5 | 15 | 600 | 60 | 120 |
| Усолье — Патроны | 1.5 | 15 | 600 | 60 | 115 |
| Торы — Патроны | 1 | 14 | 1000 | 15 | 104 |
| Торы — Торы | 1 | 14 | 1000 | 15 | ВЗ |

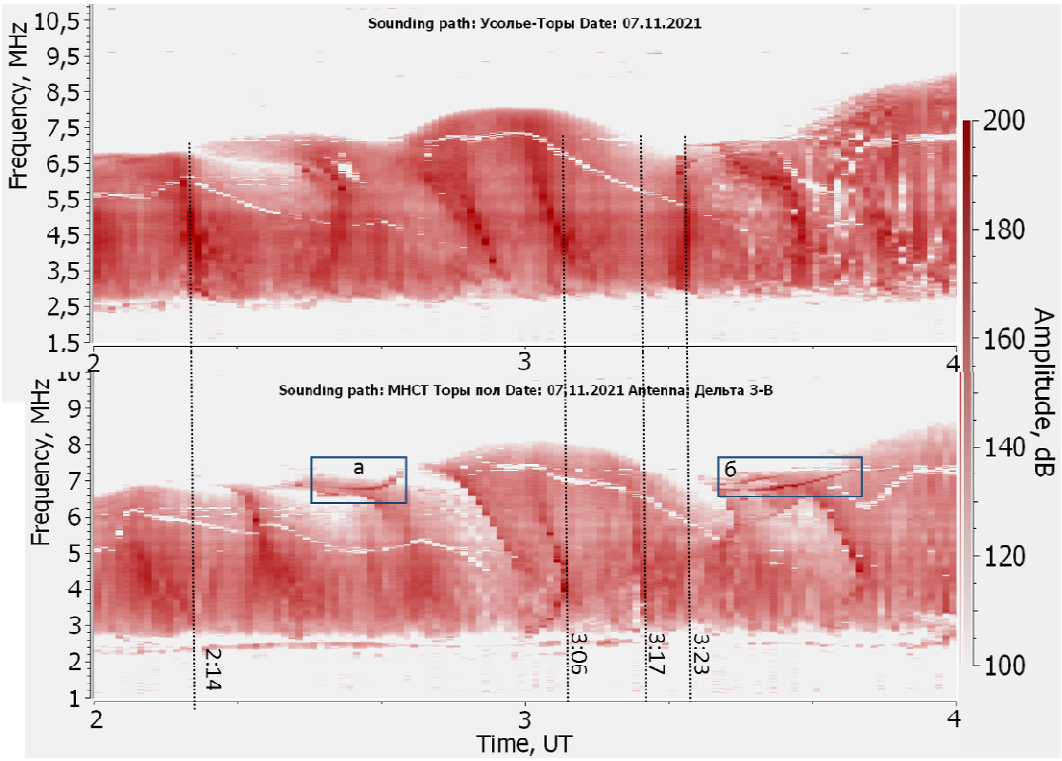



*Рис. 2.* Сравнение фрагментов А-карт обыкновенной моды сигнала для трасс Усолье — Торы (вверху) и Торы ВЗ (внизу)

## АМПЛИТУДНЫЕ КАРТЫ СИГНАЛОВ, РАЗДЕЛЕННЫХ НА ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ КОМПОНЕНТЫ

Поскольку скважность сеансов зондирования на разных радиотрассах различна, перед построением А-карт данные радиотрасс с большей скважностью сеансов были для удобства сравнения унифицированы с данными радиотрасс с более редкими сеансами зондирования путем прореживания.

На рис. 2 представлены А-карты двухчасового временного интервала для дня с возмущенными ионосферными условиями (значение индекса $K_p$=4). Можно видеть, что даже для точек отражения сигнала, находящихся в 60 км друг от друга, есть разница как во времени проявления ПИВ, так и в поведении их следов на А-карте.

Особого внимания заслуживают следы возмущений, выделенные рамками а и б. Они являют собой не что иное, как след ПИВ, удаляющегося от точки отражения зондирующего сигнала. На последовательных ионограммах такая особенность, как правило, выглядит как серповидное искажение трека, движущееся вверх. В рамке б можно наблюдать следы сразу двух удаляющихся ПИВ, что случается довольно редко.

На рис. 3 показаны двухчасовые фрагменты А-карт для трасс Усолье — Патроны и Торы — Патроны, также входящих в систему многопозиционного приема сигналов СНЗ. Как и на рис. 2, здесь можно видеть, что сигнал передатчика в Усолье выглядит более мощным, что объясняется его меньшей скоростью перестройки частоты и, следовательно, большим временем накопления. Видно, что аналогично с рис. 2 даже в точках, расположенных в 60 км друг от друга, возмущения наблюдаются по-разному, а также имеют разную горизонтальную скорость. Не всегда ПИВ, проявившееся в одной точке, проявляется и в другой. В ходе анализа массива данных отслеживались времена появления схожих по виду следов ПИВ на А-картах для разных трасс, входящих в сеть. Например, в точке А в 2:14 UT было замечено возмущение, которое в 2:18 прошло через точку С, а в 2:22 — точку В. Соответственно, горизонтальная проекция скорости возмущения двигалась на восток.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Созданная сеть многопозиционного приема сигналов СНЗ ионосферы позволяет решать следующие задачи: регистрация ПИВ с высоким пространственным и временным разрешением, их классификация

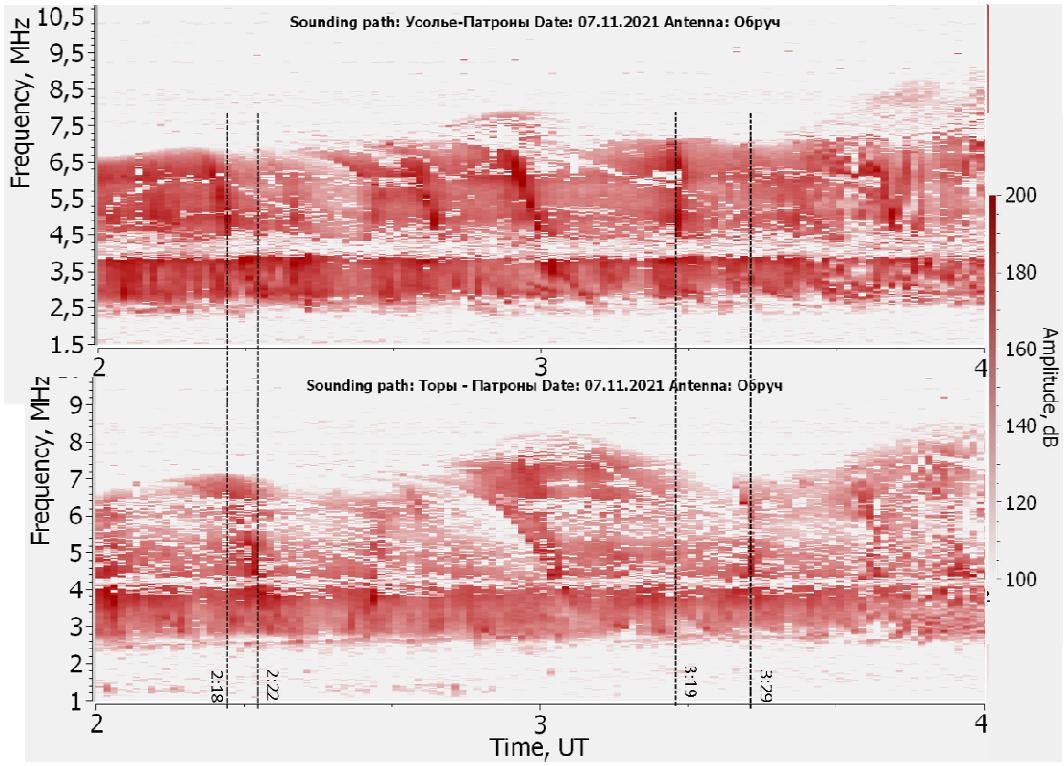



*Рис. 3.* Сравнение фрагментов А-карт обыкновенной моды сигнала для трасс Усолье—Патроны (вверху) и Торы—Патроны (внизу)

и оценка параметров, таких как горизонтальная проекция скорости и направление движения в режиме непрерывного мониторинга.

На основе полученных данных были построены и проанализированы амплитудные карты разделенных на поляризационные компоненты сигналов, прошедших ионосферный радиоканал.

Результаты получены с использованием оборудования Центра коллективного пользования «Ангара» [http://ckp-rf.ru/ckp/3056]. Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России (субсидия № 075-ГЗ/Ц3569/278).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Акчурин А.Д., Юсупов К.М., Шерстюков О.Н., Ильдиряков В.Р. Выделение быстротекущих и мелкомасштабных неоднородностей на одноминутных ионограммах ионозонда «Циклон». *Гелиогеофизические исследования.* 2013. № 4. С. 101–110.

Куркин В.И., Ларюнин О.А., Подлесный А.В. Анализ квазиволновых возмущений ионосферы с помощью амплитудных карт по данным ЛЧМ-ионозонда ИСЗФ СО РАН. *Распространение радиоволн (РРВ-24): труды конференции*. 2014. С. 1.214–1.215.

Подлесный А.В., Брынько И.Г., Куркин В.И. и др. Многофункциональный ЛЧМ-ионозонд для мониторинга ионосферы. *Гелиогеофизические исследования*. 2013. Вып. 4. С. 24–31.

Цедрик М.В., Подлесный А.В., Науменко А.А., Куркин В.И. Анализ динамических амплитудных характеристик по данным сигналов вертикального ЛЧМ-зондирования // Распространение радиоволн. *Труды XXVI Всероссийской открытой научной конференции. В 2 тт. 2019*. С. 110–112.

Harris T.J., Pederick L.H. A robust automatic ionospheric O/X mode separation technique for vertical incidence sounders. *Radio Sci*. 2017. Vol. 52, no. 12. P. 1534–1543.

Medvedev A., Ratovsky K., Tolstikov M., et al. Studying of the spatial-temporal structure of wavelike ionospheric disturbances on the base of Irkutsk Incoherent Scatter Radar and Digisonde data. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys*. 2013. Vol. 105/106. P. 350–357.

Vybornov F., Sheiner O., Kolchev A., et al. On the results of a special experiment on the registration of traveling ionospheric disturbances by a system of synchronously operating chirp ionosondes. *Atmosphere*. 2022 Vol. 13. 84. DOI: 10.3390/atmos13010084.

*Секция В. Физика атмосферы Земли, включая околоземное космическое пространство. БШФФ-2022. С. 333–334.*

УДК 533.951

# НАБЛЮДЕНИЕ РЕЗОНАНСА УНЧ-ВОЛНЫ И ЭЛЕКТРОНОВ С ПОМОЩЬЮ СПУТНИКОВ MMS

**М.А. Челпанов, Д.Ю. Климушкин, П.Н. Магер**

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия
max_chel@iszf.irk.ru

# ULF WAVE–ELECTRONS DRIFT RESONANCE OBSERVED WITH THE MMS SPACECRAFT

**M.A. Chelpanov, D.Yu. Klimushkin, P.N. Mager**

Institute of Solar-Terrestrial Physics, Irkutsk, Russia
max_chel@iszf.irk.ru

**Аннотация.** Ультранизкочастотные (УНЧ) волны в магнитосфере могут взаимодействовать как с энергичными протонами, так и с электронами. Однако резонанс волн с электронами наблюдается относительно редко. В работе представлен случай наблюдения волнового события, включающего два цуга колебаний. На спутниках Magnitospheric Multiscale Mission (MMS) колебания были зарегистрированы в послеполуночном секторе в области магнитной оболочки $L \sim 11$. Первый цуг, с амплитудой ~1.5 нТл, наблюдался примерно 20 мин, волна имела смешанную поляризацию и существенную продольную компоненту. Второй цуг имел меньшую амплитуду, в магнитном поле волны доминировала азимутальная компонента. Такая трансформация волны может быть объяснена разбеганием по фазам собственных альфвеновских колебаний силовых линий. Волна распространялась на восток, ее азимутальное волновое число составляло примерно 25.

Одновременно с волной на спутниках было зарегистрировано облако энергичных электронов, инжектированных в магнитосферу во время суббури. Интенсивность потока частиц менялась с частотой волны (3 мГц). Источником колебаний, вероятно, был дрейфовый резонанс с электронами с энергией ~89 кэВ.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект № 21-72-10139.

**Ключевые слова:** УНЧ-волны, взаимодействие волна — частица, магнитосфера.

**Abstract.** Ultra-low frequency waves in the magnetosphere are known to interact both with energetic protons and electrons. However, electron-wave resonance is a relatively rare phenomenon in observations. In this study, we present a case of the wave event that includes two wave packets. The Magnetospheric Multiscale Mission spacecraft registered the oscillations in the post-midnight sector of the magnetosphere at a distance of about 11 RE. The first wave packet with amplitude of about 1.5 nT was registered during ~20 minutes. It features mixed polarization with considerable field-aligned component. The second one had predominantly azimuthal polarization and a lower amplitude. This complies with the theory of Alfvén wave transformation due to phase mixing. The wave was propagating to the east and had azimuthal wavenumber m ~25.

Simultaneously, a cloud of substorm-injected energetic electrons was registered by the spacecraft. The flux was modulated with the wave frequency (3 mHz). The oscillations were apparently induced via drift resonance, with the resonance energy of about 89 keV.

The study was supported by the Russian Science Foundation under Grant 21-72-10139.

**Keywords:** ULF waves, wave — particle interaction, magnetosphere.

Ультранизкочастотные (УНЧ) волны эффективно взаимодействуют с энергичными частицами в магнитосфере, перенося их энергию в энергию колебаний и замедляя их, либо, наоборот, ускоряя при передаче им энергии. Такие взаимодействия могут влиять на состав и распределение по питч-углам частиц, участвовать в их переносе поперек магнитных оболочек.

Большое значение при взаимодействии волна — частица играют азимутальное направление распространения волны, а также величина азимутального волнового числа $m$. Азимутально-крупномасштабные волны ($m$ порядка единиц) связывают с источниками в солнечном ветре или на границе магнитосферы [Chen, Hasegawa, 1974; Southwood, 1974]. Для азимутально-мелкомасштабных волн ($m$ порядка десятков) источниками энергии служат взаимодействия с потоками заряженных частиц внутри магнитосферы. Волны, распространяющиеся на восток ($m>0$), могут эффективно взаимодействовать с электронами, которые в магнитном поле Земли также дрейфуют на восток. При распространении на запад ($m<0$) волны могут обмениваться энергией с положительно заряженными ионами. От величины азимутального волнового числа зависит резонансная энергия частиц, поскольку от их энергии зависит скорость азимутального дрейфа в магнитосфере.

Волны с $m>0$, распространяющиеся на восток, наблюдаются реже волн, распространяющихся на запад [Eriksson et al., 2006; Le et al., 2011]. Часто они регистрируются к востоку от суббуревых инжекций — в направлении распространения электронов [James et al., 2013; Hori et al., 2018].

В работе рассмотрен случай наблюдения распространяющейся на восток азимутально-мелкомасштабной волны, зарегистрированной с помощью спутников Magnitospheric Multiscale Mission (MMS). Рассмотрено ее взаимодействие с потоком энергичных электронов, показано, что источником колебаний был дрейфовый резонанс.

Система спутников MMS представляет собой четыре аппарата на эллиптической орбите с наклоном относительно географического экватора около 28° [Burch et al., 2016]. Главная цель спутниковой миссии — получение данных о процессах в области магнитных пересоединений с высоким временным

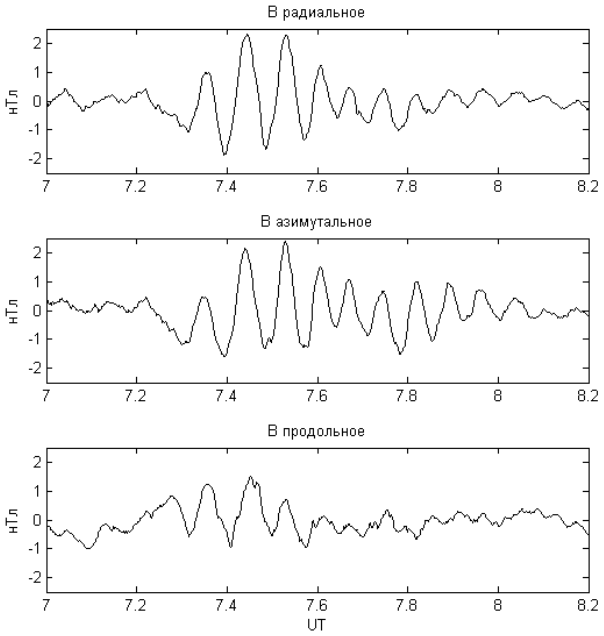



*Рис. 1*. Магнитное поле в координатах, ориентированных вдоль локального магнитного поля (фильтрация оконным фильтром 40 мин)

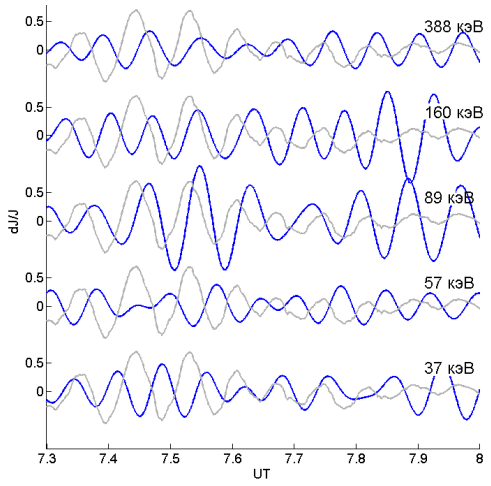



*Рис. 2*. Относительные изменения потоков электронов различных энергий (синий). Радиальная компонента магнитного поля (серый)

разрешением, но MMS также хорошо подходит для изучения процессов внутри магнитосферы. Спутники MMS расположены в форме тетраэдра, что позволяет, помимо полного вектора магнитного и электрического полей, получать градиенты и роторы величин.

Измерения магнитного поля преобразовывались к системе координат, сориентированной вдоль локального магнитного поля, с осями X и Y поперек силовой линии, от Земли и на восток соответственно, и осью Z вдоль поля. Волна в данных о магнитном поле была зарегистрирована 07.07.2020 г. в период 07:20–08:05 UT (рис. 1). В этот время спутники двигались в направлении Земли в послеполуночном секторе, пересекая магнитные оболочки 9–11. Волна включала в себя два пакета колебаний. Первый (07:20–07:40 UT) имел смешанную поляризацию, азимутальная и радиальная компоненты колебаний были практически одинаковы по амплитуде. Частота постепенно возрастала с 3 до 4 мГц. Во втором пакете, с частотой 4 мГц, азимутальная компонента магнитного поля превышала радиальную примерно в два раза. Амплитуда волны достигала 1.5 нТл. В первом волновом пакете продольная компонента магнитного поля была существенной, с амплитудой до 1 нТл, во втором она была мала. При сравнении данных спутников было определено, что волна распространялась на восток и в сторону Земли, азимутальное волновое число $m \sim 25$.

Одновременно с наблюдением волны на спутниках была зарегистрирована модуляция потоков энергичных электронов. Частота модуляции совпадала с частотой волны. Наибольшая модуляция наблюдалась для частиц с энергией 89 кэВ. Для электронов этой энергии разность фаз между радиальной компонентой волны и модуляцией потока была около 90°, что соответствует условию дрейфового и дрейфово-баунсового резонансов.

Отношение давлений плазмы и магнитного поля β было в пределах 0.1–0.2, что является малой величиной для выполнения условий дрейфово-зеркальной неустойчивости. В распределении частиц по энергиям не наблюдалось инверсного участка (большего количества частиц с меньшими энергиями), что исключает появление неустойчивости, связанной с таким распределением по энергиям. Однако наблюдался положительный пространственный градиент функции распределения в радиальном направлении. Это является условием градиентной неустойчивости. Показано, что выполнялись условия дрейфового резонанса с энергичными электронами, который, вероятно, и являлся источником энергии волны.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Burch J.B., Moore T.E., Torbert R.B., Giles B.L. Magnetospheric multiscale overview and science objectives. *Space Sci. Rev.* 2016. Vol. 199, iss. 1-4. P. 5–21. DOI: 10.1007/s11214-015-0164-9.

Chen L., Hasegawa A. A theory of long-period magnetic pulsations: 1. Steady state excitation of field line resonance. *J. Geophys. Res.* 1974. Vol. 79, iss. 7. P. 1024–1032. DOI: 10.1029/JA079i007p01024.

Eriksson P.T.I., Blomberg L.G., Glassmeier K.-H. Cluster satellite observations of mHz pulsations in the dayside magne-tosphere. *Adv. Space Res*. 2006. Vol. 38. P. 1730–1737. DOI: 10.1016/j.asr.2005.04.103.

James M.K., Yeoman T.K., Mager P.N., Klimushkin D.Y. The spatio-temporal characteristics of ULF waves driven by substorm injected particles. *J. Geophys. Res.: Space Phys*. 2013. Vol. 118. P. 1737–1749. DOI: 10.1002/jgra.50131.

Hori T., Nishitani N., Shepherd S.G., et al. Substorm-associated ionospheric flow fluctuations during the 27 March 2017 magnetic storm: SuperDARN-Arase conjunction. *Geophys. Res. Lett*. 2018. Vol. 45, iss. 18. P. 9441–9449. DOI: 10.1029/2018GL079777.

Le G., Chi P.J., Strangeway R.J., Slavin J.A. Observations of a unique type of ULF wave by low-altitude Space Technology 5 satellites. *J. Geophys. Res*. 2011. Vol. 116. A08203. DOI: 10.1029/2011JA016574.

Southwood D.J. Some features of field line resonances in the magnetosphere. *Planet. Space Sci*. 1974. Vol. 22, iss. 3. P. 483–491. DOI: 10.1016/0032-0633(74)90078-6.

*Секция В. Физика атмосферы Земли, включая околоземное космическое пространство. БШФФ-2022. С. 335–336.*

УДК 520.16

# ИЗМЕРЕНИЯ ВЕРТИКАЛЬНЫХ ПРОФИЛЕЙ АТМОСФЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ С ПОМОЩЬЮ ДАТЧИКА ШЭКА—ГАРТМАНА

**А.Ю. Шиховцев, А.В. Киселев, Д.Ю. Колобов, И.В. Русских**

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия
Ashikhovtsev@iszf.irk.ru

# MEASUREMENTS OF VERTICAL PROFILES OF ATMOSPHERIC TURBULENCE USING SHACK–HARTMANN SENSOR

**A.Yu. Shikhovtsev, A.V. Kiselev, D.Yu. Kolobov, I.V. Russkikh**

Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia
Ashikhovtsev@iszf.irk.ru

**Аннотация.** В работе приведены результаты восстановления вертикальных профилей характеристик микротурбулентных флуктуаций показателя преломления воздуха в атмосферном пограничном слое, определенных по данным наблюдений субизображений солнечной фотосферы. Для восстановления вертикальных профилей микротурбулентных характеристик применяется триангуляция мелкомасштабных искажений волновых фронтов, регистрируемых на разнесенных в плоскости апертуры телескопа разных фрагментах изображений солнечной фотосферы. Показано, что составляющие мелкомасштабных искажений волновых фронтов, которые формируются под воздействием турбулентности в атмосферном слое на некоторой высоте, изменяются синхронно на участках апертуры телескопа, разнесенных на расстояние, пропорциональное высоте этого слоя. По данным наблюдений на Большом солнечном вакуумном телескопе получены вертикальные профили характеристик микротурбулентных флуктуаций показателя преломления воздуха.

**Ключевые слова:** телескоп, волновой фронт, качество изображения.

**Abstract.** This paper presents the results of reconstructing the vertical profiles of characteristics of microturbulent fluctuations of the air refractive index in the atmospheric boundary layer, which were determined from observations of subimages of the solar photosphere. To reconstruct the vertical profiles of the microturbulent characteristics, we use triangulation of small-scale distortions of the wavefronts recorded by different fragments of images of the solar photosphere spaced in the plane of the telescope aperture. It is shown that the components of small-scale distortions of wavefronts, which are formed under the influence of turbulence in the atmospheric layer at a height, change synchronously in the areas of the telescope aperture, separated by the distance proportional to the height of this layer. Vertical profiles of characteristics of microturbulent fluctuations in the air refractive index are obtained from observations at the Large Solar Vacuum Telescope.

**Keywords:** telescope, wavefront, image quality.

## ВВЕДЕНИЕ

В основе исследований воздействия Солнца на процессы в земной атмосфере лежит информация о природе явлений на Солнце в широком диапазоне пространственных масштабов, включая наименьшие из них. Изучение физических процессов и явлений на Солнце указывает на высокую значимость энергетического обмена на малых пространственных масштабах в фотосфере, хромосфере, а также в короне Солнца, недоступных для непосредственного наблюдения с существовавшими до недавнего времени телескопами, даже крупнейшими.

Для решения фундаментальных задач, связанных с наблюдениями наиболее мелкомасштабной структуры солнечной атмосферы, сегодня разрабатываются все более крупные, технически сложные солнечные телескопы наземного базирования. Наиболее известными среди них являются 4-метровые телескопы DKIST в США и EST в Европе. В России, начиная с 2013 г., ведется разработка одного из самых больших солнечных телескопов в мире — Крупного солнечного телескопа с диаметром питающего зеркала 3 м, который должен стать составной частью Национального гелиогеофизического комплекса РАН [Григорьев, 2020].

Астрономические телескопы РФ, включая Крупный солнечный телескоп, сегодня рассматриваются как инструменты, которые будут оснащены системами адаптивной оптики (АО), позволяющей улучшать качество астрономических изображений, а в ряде случаев, при отличных астроклиматических условиях (2–5 % наблюдательного времени), достичь высоких «осевых» значений параметра Штреля в пределах поля зрения 1–4 угл. сек. [Антошкин и др., 2002; Лукин и др., 2011].

## РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Работа направлена на расширение представлений об особенностях формирования турбулентных искажений волновых фронтов в широком поле зрения в плоскости апертуры телескопа от разнесенных источников света при прохождении одной или более турбулентных областей, удаленных от апертуры на разные расстояния. При распространении излучения от Солнца в турбулентной земной атмосфере волновой фронт искажается за счет флуктуаций плотности воздуха по лучу зрения [Носов и др., 2012; Ботыгина и др., 2013]. Атмосферные турбулентные слои, располагающиеся на разных высотах, определенным образом влияют на формирование искажений волнового фронта, падающего на апертуру телескопа, от каждого источника зрения. Параметры регистрируемых волновых фронтов в плоскости апертуры, в том числе полученные с помощью триангуляции искажений в скрещенных оптических пучках, определяются: а) интегральной интенсивностью атмосферной турбулентности; б) пространственными масштабами турбулентности; в) интенсивностью

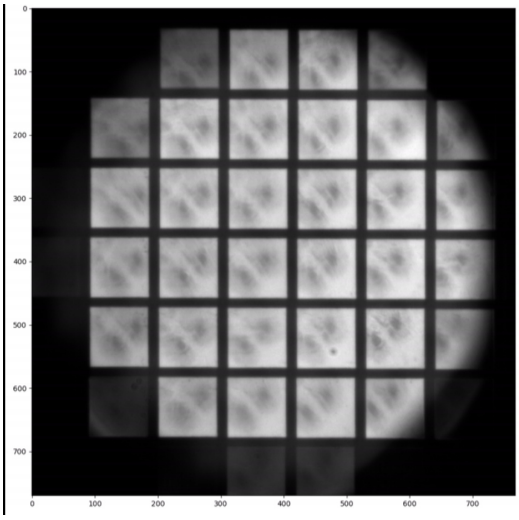


*Рис. 1.* Гартманограмма, полученная на основе наблюдений на Большом солнечном вакуумном телескопе

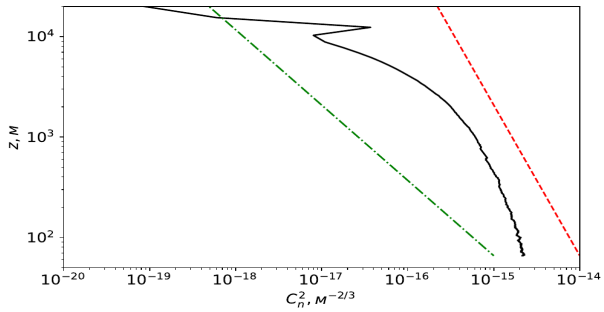



*Рис. 2.* Вертикальный профиль оптической турбулентности, полученный по наблюдениям на Большом солнечном вакуумном телескопе

турбулентности в исследуемом слое; г) соотношением между интенсивностью турбулентности «до» и «после» области перекрещивания световых пучков.

При восстановлении вертикальных профилей оптической турбулентности мы используем данные измерений, выполненных с помощью датчика волнового фронта (гартманограмма, полученная на основе наблюдений на Большом солнечном вакуумном телескопе, показана на рис. 1).

Для восстановления вертикальных профилей оптической турбулентности мы применяли метод, описанный в работе [Шиховцев и др., 2019]. Результат восстановления показан на рис. 2.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе показано, что метод измерений когерентной части изменений искажений волнового фронта может быть успешно применен в восстановлении вертикальных профилей турбулентности.

Результаты получены с использованием Уникальной научной установки Большой солнечный вакуумный телескоп [http://ckp-rf.ru/usu/200615]. Измерения выполнены при финансовой поддержке Минобрнауки России. Анализ волнового фронта выполнен при поддержке гранта МК-444.2021.4, 075-15-2021-392.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Григорьев В.М., Демидов М.Л., Колобов Д.Ю. и др. Проект Крупного солнечного телескопа с диаметром зеркала 3 м. *Солнечно-земная физика*. 2020. Т. 6, № 2. С. 19–36.

Антошкин Л.В., Ботыгина Н.Н., Емалеев О.Н. и др. Адаптивная оптическая система с корреляционным датчиком смещения. *Оптика атмосферы и океана*. 2002. Т. 15, № 11. С. 1027–1030.

Лукин В.П., Антошкин Л.В., Ботыгина Н.Н. и др. Развитие элементов адаптивной оптики для солнечного телескопа. *Оптика атмосферы и океана*. 2011. Т. 24, № 12. С. 1099–1104.

Ботыгина Н.Н., Ковадло П.Г., Копылов Е.А. и др. Оценка качества астрономического видения в месте расположения Большого солнечного вакуумного телескопа по данным оптических и метеорологических измерений. *Оптика атмосферы и океана*. 2013. Т. 26, № 11. С. 942–947.

Носов В.В., Григорьев В.М., Ковадло П.Г. и др. Флуктуации астрономических изображений в когерентной турбулентности. *Известия высших учебных заведений. Физика*. 2012. Т. 55, № 9-2, С. 223–224.

Шиховцев А.Ю., Киселев А.В., Ковадло П.Г. и др. Метод определения высот турбулентных слоев в атмосфере. *Оптика атмосферы и океана*. 2019. Т.32, № 12. С. 994–1000.

URL: http://ckp-rf.ru/usu/200615.

*Секция В. Физика атмосферы Земли, включая околоземное космическое пространство. БШФФ-2022. С. 337–339.*

УДК 537.876, 535.36, 535.44

# ХАРАКТЕРИСТИКИ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ НА АТМОСФЕРНЫХ ЛЕДЯНЫХ КРИСТАЛЛАХ НЕПРАВИЛЬНОЙ ФОРМЫ В ОПТИЧЕСКОМ И МИКРОВОЛНОВОМ ДИАПАЗОНАХ ИЗЛУЧЕНИЯ

**В.А. Шишко, Д.Н. Тимофеев, Н.В. Кустова, А.В. Коношонкин, А.Г. Боровой**

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, Томск, Россия
sva@iao.ru

# BACKSCATTERING PROPERTIES OF ATMOSPHERIC ICE CRYSTALS OF IRREGULAR SHAPE IN THE OPTICAL AND MICROWAVE RANGES

**V.A. Shishko, D.N. Timofeev, N.V. Kustova, A.V. Konoshonkin, A.G. Borovoi**

V.E. Zuev Institute of Atmospheric Optics SB RAS, Tomsk, Russia
sva@iao.ru

**Аннотация.** В данной работе была решена задача рассеяния излучения на ледяных кристаллах, характерных для перистых облаков, для 94 ГГц радара (длина волны 3189 мкм) и лидара (длина волны 0.355 мкм), с показателями преломления льда 1.7864+0.0032i и 1.3249+0i соответственно. Решения получены в рамках приближения физической оптики и приближения дискретных диполей для случая хаотически ориентированных частиц. Размеры частиц варьировались от 4 до 1000 мкм. Полученные результаты предполагается использовать при создании алгоритмов интерпретации данных совместного зондирования лидаром и радаром на инструментах спутника EarthCare.

**Ключевые слова:** рассеяние света, лидар, радар, физическая оптика, приближение дискретных диполей, атмосферные ледяные кристаллы, перистые облака.

**Abstract.** The problem of electromagnetic scattering on ice crystals of cirrus clouds was solved for the 94-GHz radar (wavelength 3189 μm) and lidar (wavelength 0.355 μm) with the refractive indices of ice – 1.7864+0.0032i and 1.3249+0i, respectively. The solutions were calculated within the physical optics approximation and the discrete dipole approximation for the case of randomly oriented particles. The particle sizes varied from 4 to 1000 μm. The obtained results are supposed to be used in the development of algorithms for interpreting data from joint sensing by lidar and radar on EarthCare satellite instruments.

**Keywords:** light scattering, lidar, radar, physical optics, discrete dipole approximation, atmospheric ice crystals, cirrus clouds.

## ВВЕДЕНИЕ

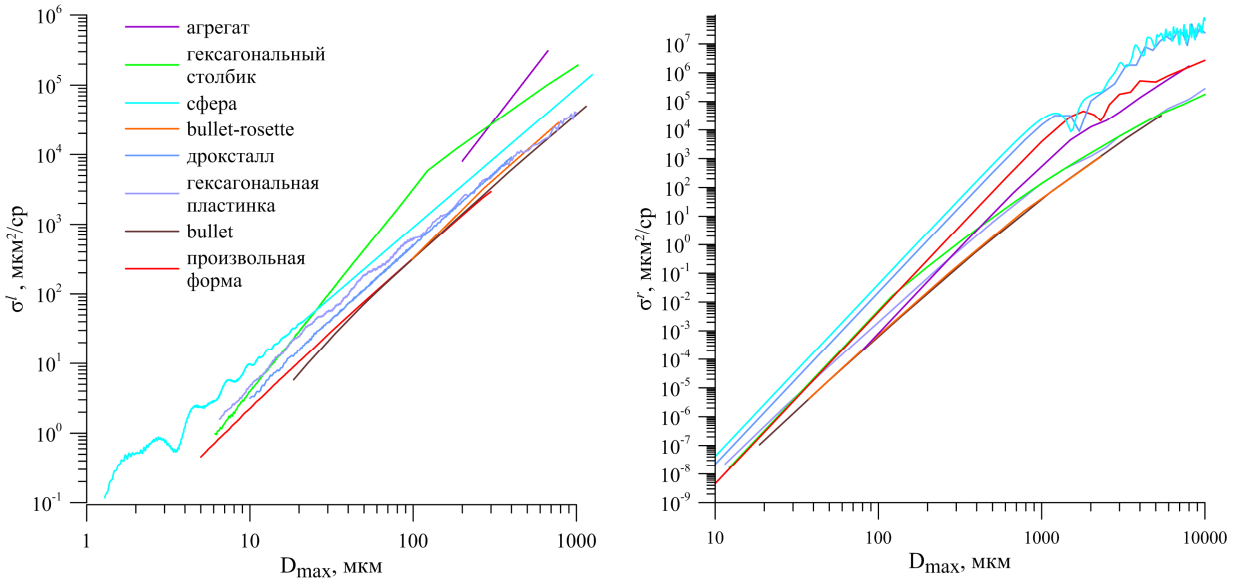
Глобальные климатические изменения, наблюдаемые в последнее время, диктуют необходимость более пристального и детального изучения климатообразующих факторов [Baker, 1997]. Одним из основных источников неопределенности в современных численных моделях прогнозирования изменений климата являются перистые облака, которые являются важными компонентами атмосферы, существенно влияющими на радиационный баланс Земли [Wendling et al., 1979; Liou, 1986]. Перистые облака обычно располагаются на высотах от 7 до 12 км и состоят, как правило, из ледяных кристаллических частиц преимущественно гексагональной формы [Um, McFarquhar, 2015].

В настоящее время микрофизические свойства (размер, форма, ориентация и т. д.) атмосферных кристаллов льда плохо изучены из-за их высокой степени изменчивости во времени и пространстве, а также в силу того, что полевые измерения микрофизических свойств атмосферных кристаллов являются малоэффективными из-за нарушения структуры частиц в момент наблюдения [Um et al., 2015]. Поэтому единственными эффективными инструментами исследования атмосферы остаются различные дистанционные методы, среди которых выделяются методы лидарного и радарного зондирования атмосферы, обеспечивающие активное зондирование облаков. Преимущество этих инструментов в том, что они не вносят изменения в пространственную ориентацию кристаллов, более того, они широко распространены: имеют наземное, воздушное и космическое базирование [Moshary et al., 2016; Veselovskii et al., 2017; Zabukovec et al., 2021].

В марте 2023 г. будет запущен на орбиту Земли спутник EarthCare (Earth Clouds, Aerosols and Radiation Explorer) [Illingworth et al., 2015], на борту которого будут совместно работать лидар ATLID (длина волны 0.355 мкм) и радар CPR (Cloud Profiling Radar) работающий на частоте 94 ГГц (длина волны 3189 мкм). В связи с чем возникает необходимость в построении оптической модели перистой облачности для длин волн лидара ATLID и радара CPR, установленных на спутнике, с целью интерпретации данных совместного зондирования лидаром и радаром на инструментах спутника EarthCare. Данная работа посвящена решению именно этой задачи.

## МЕТОДЫ

Для построения оптической модели перистой облачности для длин волн лидара ATLID и радара CPR, установленных на спутнике EarthCare, в рамках настоящей работы на вычислительном кластере ИОА СО РАН была рассчитана база данных, необходимая для интерпретации совместных измерений радаром и лидаром. Для лидара ATLID (длина волны 0.355 мкм) расчет матриц обратного рассеяния света для сферических частиц выполнялся в рамках теории рассеяния Лоренца — Ми [Wiscombe, 1980], а для всех остальных типов частиц использовался метод физической оптики [Shishko, 2019], показатель преломления льда принимался равным 1.3249+0i. Для 94 ГГц радара CPR (длина волны 3189 мкм) расчеты матриц обратного рассеяния




Рассчитанные дифференциальные сечения рассеяния для хаотически ориентированных кристаллов различных форм, построенные в зависимости от максимального размера $D_{max}$ частицы для длин волн лидара ATLID 0.355 мкм (слева) и радара CPR 3189 мкм (справа)

микроволнового излучения выполнялись в приближении дискретных диполей, разработанном М. Юркиным [Yurkin, Hoekstra, 2011], в этом случае показатель преломления льда принимался равным 1.7864+0.0032i.

Моделировались следующие формы хаотически ориентированных частиц: гексагональные столбики и пластинки, bullet, дрокстаплы, агрегаты, bullet-rosette, частицы произвольной формы, сферические частицы. При моделировании методом дискретных диполей частицы представлялись набором от 4000 до 20000 диполей в зависимости от размера частицы. Размеры крупных несферических частиц перистых облаков в литературе принято определять их максимальным размером (расстояние между наиболее удаленными точками частицы) $D_{max}$ [Yang, Lio, 2006], который в наших расчетах варьировался в диапазоне от 4 до 1000 мкм.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

В теоретических расчетах вместо экспериментально измеряемых величин обычно используется дифференциальное сечение рассеяния одного кристалла в направлении назад, которое усредняется по статистическому ансамблю кристаллов в облаке — $\sigma^{r,l}$, где r, l соответствуют радарным и лидарным измерениям. В качестве примера на рисунке представлено дифференциальное сечение рассеяния, рассчитанное для длин волн лидара ATLID 0.355 мкм (слева) и радара CPR 3189 мкм (справа).

Хорошо известно, что при решении задачи рассеяния света на частицах, размер которых много меньше длины волны падающего излучения, решение может быть представлено аналитически — это так называемое рэлеевское рассеяние (приближение Рэлея). Однако полученные методом дискретных диполей расчеты показали, что для частиц размером более 800 мкм приближение Рэлея уже неприменимо для длины волны радара 3189 мкм и возникает необходимость в расчете точными методами.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в рамках приближения физической оптики и метода дискретных диполей была решена задача рассеяния в оптическом и микроволновом диапазонах излучения для реалистичной модели размеров и форм ледяных кристаллов перистого облака. Полученные результаты предполагается использовать при создании алгоритмов интерпретации данных совместного зондирования лидаром и радаром на инструментах спутника EarthCare.

Решение задачи рассеяния в оптическом и микроволновом диапазонах излучения для типичных форм ледяных кристаллов перистых облаков и построение банка данных выполнены при финансовой поддержке РНФ № 21-77-00083.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Baker B.M. Cloud microphysics and climate. *Science*. 1997. Vol. 276. P. 1072–1078.

Illingworth A.J., Barker H.W., Beljaars A., et al. The EarthCARE Satellite: The next step forward in global measurements of clouds, aerosols, precipitation, and radiation. *Bull. Am. Meteorol. Soc*. 2015. Vol. 96, iss. 8. P. 1311–1332.

Liou K.N. Influence of cirrus clouds on weather and climate processes: A global perspective. *Mon. Weather Rev*. 1986. Vol. 114, iss. 6. P. 1167–1199.

Moshary F., Han Z., Wu Y., et al. New results from the NOAA CREST Lidar Network (CLN) observations in the US Eastcoast. *EPJ Web of Conf*. 2016. Vol. 119. P 19005.

Shishko V.A., Konoshonkin A.V., Kustova N.V., et al. Coherent and incoherent backscattering by a single large particle of irregular shape. *Opt. Express*. 2019. Vol. 27, iss. 23. P. 32984–32993.

Um J., McFarquhar G.M. Formation of atmospheric halos and applicability of geometric optics for calculating single-scattering properties of hexagonal ice crystals: Impacts of aspect ratio and ice crystal size. *JQSRT*. 2015. Vol. 165. P. 134–152.

Um J., McFarquhar G.M., Hong Y.P., et al. Dimensions and aspect ratios of natural ice crystals. *Atmos. Chem. Phys*. 2015. Vol. 15. P. 3933–3956.

Veselovskii I., Goloub P., Podvin T., et al. Spectral dependence of backscattering coefficient of mixed phase clouds over West Africa measured with two-wavelength Raman polarization lidar: features attributed to ice-crystals corner reflection. *JQSRT*. 2017. Vol. 202. P 74–80.

Wendling P., Wendling R., Weickmann H.K. Scattering of solar radiation by hexagonal ice crystals. *Appl. Opt*. 1979. Vol. 18. P. 2663–2671.

Wiscombe W.J. Improved Mie scattering algorithms. *Appl. Opt*. 1980. Vol. 19. P. 1505–1509.

Yang P., Liou K. N. Light scattering and absorption by nonspherical ice crystals. *Light Scattering Reviews*. Chichester: Springer-Praxis, 2006. P. 31–71.

Yurkin M.A., Hoekstra A.G. The discrete-dipole-approximation code ADDA: Capabilities and known limitations. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf*. 2011. Vol. 112. P. 2234–2247.

Zabukovec A., Ancellet G., Penner I.E., et al. Characterization of aerosol sources and optical properties in siberia using airborne and spaceborne observations. *Atmosphere.* 2021. Vol. 12, 244.

*Секция В. Физика атмосферы Земли, включая околоземное космическое пространство. БШФФ-2022. С. 340–342.*

УДК 350.338.2, 550.385

# ЭФФЕКТЫ ГЕОМАГНИТНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В ДНЕВНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛОТНОСТИ НА ВЫСОТАХ СЛОЯ F1 (СТ. НОРИЛЬСК)

**О.Е. Яковлева, †Г.П. Кушнаренко, Г.М. Кузнецова**

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия
yakovleva@iszf.irk.ru

# EFFECTS OF GEOMAGNETIC DISTURBANCES IN THE DAYTIME ELECTRON DENSITY AT HEIGHTS OF THE F1 LAYER (NORILSK STATION)

**O.E. Yakovleva, †G.P. Kushnarenko, G.M. Kuznetsova**

Institute Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia
yakovleva@iszf.irk.ru

**Аннотация.** Исследованы изменения электронной плотности $N_e$ на высотах слоя F1 во время геомагнитных бурь на ионосферной станции Норильск (69.4° N, 88.1° E). Геомагнитные бури разной интенсивности, а также спокойные дни для каждого события были выбраны для зимних и летних сезонов 2003 г., характеризующегося большим количеством возмущенных дней. Анализ электронной плотности во время возмущений проведен для дневного периода на высотах 150–190 км. Обнаружены различия в воздействии геомагнитных бурь на $N_e$ в разные сезоны на этих высотах. Наблюдается незначительное изменение $N_e$ во время летних геомагнитных бурь. С другой стороны, имеет место интересный эффект, указывающий на летне-зимнюю асимметрию геомагнитных бурь на этих высотах в 2003 г.: зимой заметно существенное влияние возмущений на высоте 190 км и в меньшей степени — на нижних высотах.

**Ключевые слова:** электронная концентрация, зимне-летняя асимметрия, геомагнитная активность.

**Abstract.** We studied variations in electron density $N_e$ at the ionospheric F1-layer heights during geomagnetic storms at the Norilsk ionospheric station (69.4° N, 88.1° E). The geomagnetic storms of varying intensity and quiet days for each event were selected for the winter and summer seasons of 2003. We analyzed electron density in the daytime during geomagnetic storms at altitudes of 150–190 km. Different effects of geomagnetic storms on $N_e$ at these altitudes in different seasons were found. There is a slight change in the electron density during summer geomagnetic storms. On the other hand, there is an interesting effect in winter, indicating the summer-winter asymmetry of geomagnetic storms at these altitudes in 2003: in winter, there is a significant influence of disturbances on $N_e$ at an altitude of 190 km and a less significant influence at lower altitudes.

**Keywords:** coronal mass ejections, coronal holes, high-energy magnetospheric electrons.

## ВВЕДЕНИЕ

Известно, что основной причиной изменений электронной плотности $N_e$ во время геомагнитных возмущений являются изменения нейтрального состава термосферы. Каждая ионосферная область имеет различный нейтральный состав и свои собственные уникальные структурные особенности, и поэтому мы можем ожидать различный ответ каждой области ионосферы на вызванные штормом возмущения.

Многочисленные публикации по влиянию геомагнитных штормов на ионосферу [Buresova, Lastovicka, 2003; Buresova et al., 2002; Кушнаренко и др., 2013] не дают достаточно ясного понимания некоторых механизмов, объясняющих реакцию ионизации во время геомагнитных бурь на высотах F1-слоя. Наша работа связана с анализом дневной электронной плотности в интервале 150–190 км. Этот диапазон высот — часть нижней ионосферы, где при некоторых условиях образуется F1-слой как отдельный слой. Во время достаточно сильных геомагнитных бурь F1-слой развивается даже зимой [Полех и др., 2019].

Целью этого исследования является расширение знаний об ответе высокоширотной ионосферной F1-области на геомагнитные возмущения. Данная работа является продолжением наших предыдущих работ, например, [Кушнаренко и др., 2018].

## ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ

Для анализа выбран 2003 г., в течение которого наблюдалось много возмущенных дней как в летний сезон (май—август), так и в зимние месяцы [Панасюк и др., 2004]. Использовались значения $N_e$, полученные по измерениям с помощью Норильского дигизонда (69.4° N, 88.1° E) в дневное время в интервале высот 150–190 км. В табл. 1 и 2 перечислены геомагнитные события, проанализированные в этой работе, и соответствующие им геомагнитные индексы: $A_p$ (среднедневные) и *Dst* [http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp]. Спокойные дни с $A_p$<10 были выбраны для сравнения с каждой бурей. Поскольку сильные геомагнитные бури вблизи равноденствий происходят приблизительно в пять раз чаще, чем вблизи зимнего или летнего солнцестояний, число летних и зимних событий в нашем анализе меньше и они меньшей интенсивности по сравнению с весенними и осенними бурями [Кушнаренко и др., 2018].

## ЭЛЕКТРОННАЯ КОНЦЕНТРАЦИЯ ВО ВРЕМЯ ЛЕТНИХ ВОЗМУЩЕНИЙ

В летний период 2003 г. геомагнитные возмущения по силе воздействия относятся к слабым и умеренным с $A_p$=~20÷60 (см. табл. 2), но встречается и несколько сильных бурь. Дневные вариации $N_e$ в течение всех дней максимального развития возмущений довольно похожи. В электронной плотности на высотах области F1 отсутствует заметный эффект летних геомагнитных штормов даже во время сильных возмущений. Так, сильная буря 29.05 ($A_p$=108), умеренная 11.07 ($A_p$=52) и слабая 03.06 ($A_p$=29) почти не различаются по своему воздействию

Таблица 1

Анализируемые геомагнитные бури, наблюдавшиеся зимой 2003 г.

| Спокойные дни | День начала бури | Индексы ($A_p$, *Dst*) | Время максимума бури (UT) |
|---|---|---|---|
| (14–16).01 | 25.01 | $A_p$=28, *Dst*= –46 | 25.01 в 24:00 |
| (14–16).01 | 20.01 | $A_p$=39, , *Dst*= –33 | 20.01 в 05:00 |
| (14–16).01 | 30.01 | $A_p$=48, , *Dst*= –66 | 30.01 в 01:00 |
| 24.02 | 02.02 | $A_p$=52, *Dst*= –59 | 02.02 в 16:00 |
| 24.02 | 04.02 | $A_p$=31, *Dst*= –54 | 04.02 в 10:00 |
| 25.02 | 27.02 | $A_p$=30, *Dst*= –60 | 27.02 в 21:00 |
| 27.11 | 11.11 | $A_p$=61, *Dst*= –50 | 11.11 в 14:00 |
| 27.11 | 13.11 | $A_p$=52, *Dst*= –36 | 14.11 в 07:00 |
| 27.11 | 20.11 | $A_p$=150, *Dst*= –156 | 21.11 в 07:00 |
| 17.12 | 05.12 | $A_p$=39, *Dst*= –48 | 06.12 в 04:00 |
| 18.12 | 10.12 | $A_p$=41, *Dst*= –50 | 10.12 в12:00 |
| 19.12 | 21.12 | $A_p$=24, *Dst*= –22 | 21.12 в 17:00 |

Таблица 2

Анализируемые геомагнитные бури, наблюдавшиеся в летний сезон 2003 г.

| Спокойные дни | День начала бури | Индексы ($A_p$, *Dst*) | Время максимума бури (UT) |
|---|---|---|---|
| 17.05 | 29.05 | $A_p$=108 *Dst*= –133 | 30.05 в 02:00 |
| 17.05 | 31.05 | $A_p$=20, *Dst*= –46 | 31.05 в 05:00 |
| 05.06 | 01.06 | $A_p$=22, *Dst*= –40 | 02.06 в 04:00 |
| 05.06 | 02.06 | $A_p$=38, *Dst*= –91 | 02.06 в 09:00 |
| 05.06 | 03.06 | $A_p$=29, *Dst*= –38 | 03.06 в 01:00 |
| 20.06 | 11.07 | $A_p$=52, *Dst*= –55 | 11.07 в 11:00 |
| 09.07 | 12.07 | $A_p$=52, *Dst*= –105 | 12.07 в 06:00 |
| 09.07 | 16.07 | $A_p$=48, *Dst*= –70 | 16.07 в 14:00 |
| 09.07 | 08.08 | $A_p$=33, *Dst*= –40 | 08.08 в 09:00 |
| 05.08 | 12.08 | $A_p$=39, *Dst*= –20 | 12.08 в 09:00 |
| 05.08 | 18.08 | $A_p$=108, *Dst*= –119 | 18.08 в 09:00 |
| 05.08 | 21.08 | $A_p$=39, *Dst*= –62 | 21.08 в 24:00 |

на ионизацию на высоте 190 км (см. рис. 1, лето): в возмущенные дни значения $N_e$ меняются, как и в спокойные дни, от $2.5\times10^5$ до $3.5\times10^5$ см$^{-2}$. Следует отметить сильное возмущение 18.08. ($A_p$=108): $N_e$ значительно уменьшается на 190 км до $2.5\times10^5$ (спокойные значения — $3.6\times10^5$), на нижних высотах величины $N_e$ также заметно меньше (рис. 2). Эта буря подтверждает вывод [Кушнаренко и др., 2018] о более глубоком проникновении эффектов сильных геомагнитных возмущений на высоты слоя F1.

На рис. 2 (верхние панели) показаны вариации $N_e$ на трех высотах в спокойный и возмущенный летние дни: они слабые или отсутствуют вовсе. Летние возмущения почти не влияют или влияют слабо на ионизацию на высотах слоя F1. Воздействие других анализируемых летних бурь на $N_e$ аналогично описанному выше.

## ЭЛЕКТРОННАЯ КОНЦЕНТРАЦИЯ В ПЕРИОДЫ ЗИМНИХ ВОЗМУЩЕНИЙ

Зимние возмущения можно условно разделить на две группы (см. табл. 1): бури в начале года (январь—февраль) и в конце (ноябрь—декабрь). Первый период почти сплошь характеризуется наличием умеренных и довольно сильных геомагнитных возмущений. Сложно найти для сравнения спокойные дни. В зимней половине года эффект, обусловленный геомагнитными возмущениями, значительно проявляет

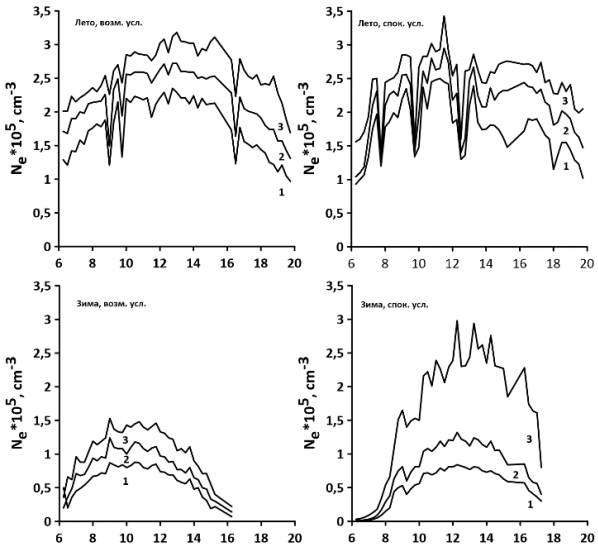



*Рис. 1.* Вариации $N_e$ на высотах 150 км (1), 170 км (2), 190 км (3) в летний (вверху) и зимний (внизу) сезоны в возмущенные (левые панели) и в спокойные дни (правые панели). Для лета в качестве возмущенного выбран 152-й, в качестве спокойного 190-й день года, для зимы — 58-й и 55-й дни соответственно

себя в $N_e$ на высоте 190 км и ниже. Высота 190 км является показателем воздействия геомагнитных бурь на $N_e$. Здесь нагляднее всего проявляются изменения электронной концентрации в возмущение.

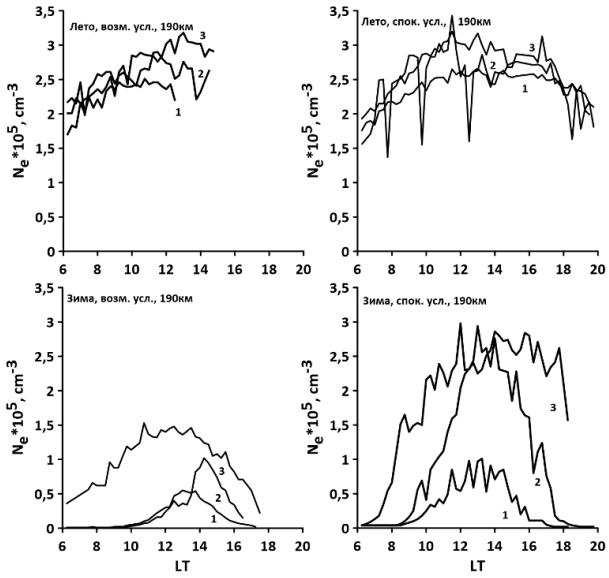



*Рис. 2.* Вариации $N_e$ на высоте 190 км в летний (вверху) и зимний (внизу) сезоны: левые панели — в возмущенные дни (лето: 1 — 197, 2 — 152, 3 — 192; зима: 1 — 58, 2 — 355, 3 — 339), правые панели — в спокойные дни (лето: 1 — 171, 2 — 190, 3 — 217; зима: 1 — 55, 2 — 15, 3 — 56)

На рис. 2 (нижние панели) показано дневное поведение $N_e$ на высоте 190 км для нескольких зимних бурь в начале и в конце 2003 г. в сравнении со спокойными днями. В конце года (ноябрь—декабрь) дневная вариация $N_e$ на высоте 190 км аналогична изменениям в начале года. Существует большой разброс в значениях $N_e$ для бурь с разной интенсивностью, причем это разделение не зависит от величины индекса $A_p$.

Значительное изменение $N_e$ на трех высотах в возмущенный день 05.121. (339-й день года) показано на рис. 2 (левая нижняя панель): на 190 км в околополуденный период $N_e$ уменьшаются на 50 % — до значений $1.5\times10^5$ от $3\times10^5$ см$^{-2}$ в спокойный день. На нижних высотах влияние возмущения также заметно, но в меньшей степени. Анализ изменений $N_e$ в другие бури показал, что эффекты зимних геомагнитных событий на всех высотах различаются по силе воздействия, даже при одинаковых характеристиках $A_p$ и *Dst*: они бывают и более значительными, и более слабыми.

Таким образом, зимнее влияние возмущений заключается в уменьшении электронной концентрации во время главной фазы магнитной бури в основном на высоте 190 км и в меньшей степени на нижних высотах.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описанные результаты указывают на летне-зимнюю асимметрию геомагнитных возмущений на высотах слоя F1 на высокоширотной ст. Норильск в 2003 г.:

- Во время летней половины года влияние геомагнитных штормов на электронную плотность незначительно на всех рассматриваемых высотах.
- Зимний эффект состоит в существенном уменьшении электронной плотности во время главной фазы магнитной бури на всех высотах. Все зимние возмущения сильнее всего воздействуют на $N_e$ на высоте 190 км, и в меньшей степени — на нижних высотах.
- На высотах слоя F1 во все сезоны для всех рассмотренных возмущений эффект в электронной плотности всегда состоит в уменьшении значений $N_e$.

Работа выполнена в рамках базового финансирования проекта «Изучение состояния и динамики атмосферы Земли на различных временных масштабах под влиянием геофизических, космических и антропогенных воздействий». Результаты получены с использованием оборудования Центра коллективного пользования «Ангара» [http://ckp-rf.ru/ckp/3056].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Кушнаренко Г.П., Кузнецова Г.М., Полех Н.М., Ратовский К.Г. Эффекты геомагнитных бурь на высотах ионосферного слоя F1 в регионе Иркутска в период спада и минимума солнечной активности. *Солнечно-земная физика*. 2013. Вып. 22. С. 31–34.

Кушнаренко Г.П., Яковлева О.Е., Кузнецова Г.М. Эффекты геомагнитных бурь на высотах слоя *F*1 в разные периоды солнечной активности (ст. Иркутск). *Геомагнетизм и аэрономия*. 2018. Т. 58, № 2. С. 211–216. DOI: 10.7868/S0016794018020062.

Панасюк М.И. и др. Магнитные бури в октябре 2003 г. Коллаборация «Солнечные экстремальные события 2003 года» (СЭС-2003). *Космические исследования*. 2004. Т. 42, № 5. С. 509–554.

Полех Н.М., Черниговская М.А., Яковлева О.Е. К вопросу о формировании слоя F1 во время внезапных стратосферных потеплений. *Солнечно-земная физика*. 2019. Т. 5, № 3. С. 140–152. DOI: 10.12737/szf-53201914.

Buresova D., Lastovicka J. Changes in the F1 region electron density during geomagnetic storms at low solar activity. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys*. 2001. Vol. 63. P. 537–544.

Buresova D., Lastovicka J., Altadill D., Miro G. Daytime electron density at the F1-region in Europe during geomagnetic storms. *Ann. Geophys*. 2002. Vol. 20. P. 1007–1021.

URL: http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp (дата обращения 30 мая 2022 г.).

URL: http://ckp-rf.ru/ckp/3056 (дата обращения 30 мая 2022 г.).

*Секция В. Физика атмосферы Земли, включая околоземное космическое пространство. БШФФ-2022. С. 343–344.*

УДК 551.521.3

# СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АЭРОЗОЛЬНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ТОЛЩИ В УСЛОВИЯХ ДЫМОВ ЛЕСНЫХ ПОЖАРОВ В БАЙКАЛЬСКОМ РЕГИОНЕ

**И.П. Яковлева, М.А. Тащилин**

Институт солнечно-земной физики СО РАН, г. Иркутск, Россия
resels@iszf.irk.ru

# AEROSOL OPTICAL DEPTH SPECTRAL CHARACTERISTICS UNDER EXPOSURE TO FOREST FIRE SMOKE IN THE BAIKAL REGION

**I.P. Yakovleva, M.A. Tashchilin**

Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia
resels@iszf.irk.ru

**Аннотация.** В работе рассматриваются особенности спектральных характеристик аэрозольной оптической толщи (АОТ) в условиях дымов лесных пожаров по отношению к фоновым условиям в Байкальском регионе с использованием результатов экспедиционных измерений в 2018–2020 гг. с помощью портативного фотометра SPM. Для двух типов условий (фоновые и условия дымов лесных пожаров) приводятся оптические характеристики АОТ, мелко- и грубодисперсной компонент АОТ, параметры Ангстрема, восстановленные параметры микроструктуры аэрозоля.

**Ключевые слова:** аэрозольная оптическая толща, АОТ, дымовой аэрозоль, параметры микроструктуры.

**Abstract.** In this work, the features of the aerosol optical depth (AOD) spectral character-istics under the forest fire smoke conditions are considered in comparison with the background conditions in the Baikal region. The results of expedition measurements in 2018–2020 were used applying a portable SPM photometer. For two types of conditions (background and forest fire smoke conditions), the AOD optical characteristics, fine and coarse AOD components, Angstrom parameters, and reconstructed parameters of the aerosol microstructure are presented.

**Keywords:** aerosol optical depth, AOD, smoke aerosol, microstructure parameters.

Исследование вариаций радиационно-значимых компонентов атмосферы является одной из задач в контексте проблемы изменения климата Земли. Важную роль в радиационных процессах, наряду с парниковыми газами и облачностью, играет атмосферный аэрозоль. Основной и наиболее изученной оптической характеристикой аэрозоля является аэрозольная оптическая толща (АОТ) атмосферы. Дым от лесных пожаров оказывает сильное воздействие на радиационные характеристики атмосферы в летний период и является важной составляющей оптической погоды в ряде регионов, включая Байкальский регион.

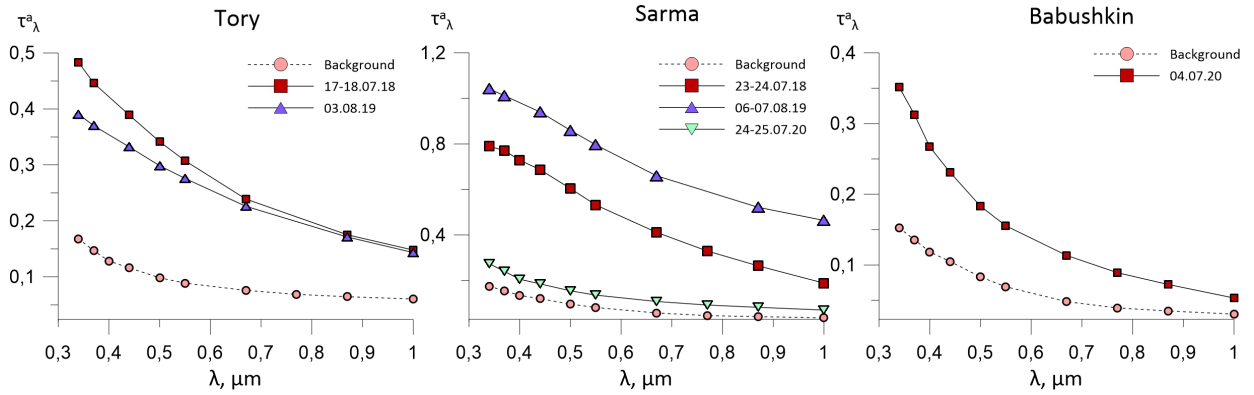
Методы солнечной фотометрии остаются одним из наиболее эффективных для получения информации о параметрах аэрозоля. В настоящей работе для измерения АОТ атмосферы были использованы данные двух фотометров: мобильного фотометра SPM (разработка ИОА им. В.Е. Зуева СО РАН) и стационарного CIMEL CE-318, входящего в сеть автоматизированного мониторинга аэрозолей AERONET [https://aeronet.gsfc.nasa.gov]. Фотометр CE-318 установлен в Геофизической обсерватории ИСЗФ СО РАН (ГО ИСЗФ СО РАН) вблизи с. Торы (Тункинская долина, Бурятия).

В рамках данного исследования были проведены измерения характеристик атмосферного аэрозоля в фоновых условиях и в условиях дымов лесных пожаров в постоянном пункте наблюдений в ГО ИСЗФ СО РАН с. Торы (51.78° N, 103° E), а также в ходе экспедиций вблизи д. Сарма (53.08° N, 106.83° E) и г. Бабушкин (51.83° N, 106.06° E).

Фоновые характеристики АОТ были получены в апреле месяце 2018 и 2020 гг., до начала периода пожароопасного сезона. Характеристики АОТ для пирогенных событий были получены в экспедиционных условиях в результате контроля ситуаций возникновения пожаров, дымового смога вблизи пунктов наблюдения на основе доступных источников информации (визуальные наблюдения, спутниковые данные мониторинга пожароопасной обстановки [http://gis.iszf.irk.ru], сообщения средств массовой информации и т. д.).

При сравнении результатов в условиях дымов лесных пожаров и в фоновых условиях использовались следующие характеристики АОТ: значения спектральных АОТ $\tau_\lambda^a$, влагосодержание атмосферы $W$ (г/см$^2$), показатель селективности Ангстрема α, коэффициент мутности β, вклады в АОТ грубодисперсного $\tau^c$ и мелкодисперсного $\tau_{0.5}^f$ аэрозоля, полученные по методике, описанной в [Сакерин, Кабанов, 2007], объемный фактор заполнения $V$ (см$^3$/м$^2$), средний радиус частиц $<r>$ (мкм), средние радиусы для субмикронной ($<r_1>$) и грубодисперсных ($<r_2>$) фракций.

Средние спектральные зависимости АОТ в трех пунктах наблюдения для фоновых условий, а также для шести случаев наличия дымового аэрозоля приведены на рисунке. Как видно из рисунка, экспедиционные измерения были проведены как при умеренных пирогенных событиях, когда средние значения АОТ в коротковолновой области спектра превышали фоновые значения в два–три раза, так и в экстремальных дымовых ситуациях, при которых значения $\tau_\lambda^a$ превышали фоновые в шесть–восемь раз, причем в большей части спектра. Для фоновых условий наблюдаются характерные гиперболические спектральные зависимости $\tau_\lambda^a$, как и для умеренных




Средние спектральные зависимости $\tau_{\lambda}^{a}$ в трех пунктах наблюдения в фоновых условиях и в условиях дымов лесных пожаров

замутнений, тогда как при экстремальных пирогенных событиях зависимость становится ближе к линейной.

Как следует из рисунка, наиболее существенные изменения АОТ в условиях дымов происходят в коротковолновой и видимой частях спектра за счет более высоких значений мелкодисперсной компоненты $\tau_{\lambda}^{f}$.

При умеренных пирогенных событиях мелкодисперсная компонента $\tau_{0.5}^{f}$ увеличивается в среднем в три–пять раз, тогда как грубодисперсная компонента $\tau^{c}$ практически не изменяется, что является следствием преобладания в составе дымового аэрозоля мелких частиц. Селективность спектральной зависимости $\tau^{a}(\lambda)$ изменяется несущественно, тогда как коэффициент мутности увеличивается в три раза, т. е. увеличение мелкодисперсной компоненты обусловлено не изменением размера частиц, а ростом их концентрации.

Для фоновых условий и условий дымов лесных пожаров, помимо оптических характеристик, была проведена оценка изменения дисперсного состава аэрозольных частиц с помощью методики, описанной в работе [Свириденков, 2001]. Были рассмотрены следующие параметры микроструктуры аэрозоля: объемный фактор заполнения $V$ (см$^3$/м$^2$), определяющий объем аэрозольных частиц в столбе атмосферы с единичным основанием, средний радиус частиц $<r>$ (мкм), определяемый как отношение объемного фактора заполнения к суммарному геометрическому сечению частиц.

Было получено, что в условиях умеренной пирогенной активности по сравнению с фоновыми условиями объемные факторы заполнения для субмикронного аэрозоля увеличиваются в среднем в три раза, для грубодисперсного в 1.5 раза, тогда как во время экстремальных событий объемный фактор для субмикронного аэрозоля увеличивается до пяти раз, для грубодисперсного — на один порядок. При этом средние радиусы $<r_1>$ во время пирогенных событий возрастают в среднем на 20 %, в то время как значения $<r_2>$ меняются в сторону увеличения и уменьшения, в зависимости от пирогенных событий, но изменения эти незначительны.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России (субсидия № 075-ГЗ/Ц3569/278).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Сакерин С.М., Кабанов Д.М. О взаимосвязях параметров формулы Ангстрема и аэрозольной оптической толщи атмосферы в области спектра 1–4 мкм. *Оптика атмосферы и океана*. 2007. Т. 20, № 03. С. 222–228.

Свириденков М.А. Определение характеристик атмосферного аэрозоля по спектральным измерениям прозрачности и малоуглового рассеяния. *Оптика атмосферы и океана*. 2001. Т. 14, № 12. С. 1115–1118.

URL: http://gis.iszf.irk.ru (дата обращения 4 августа 2022 г.).

URL: https://aeronet.gsfc.nasa.gov (дата обращения 4 августа 2022 г.).

*Секция В. Физика атмосферы Земли, включая околоземное космическое пространство. БШФФ-2022. С. 345–347.*

УДК 537.86

# ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ МОДЕЛЕЙ ИОНОСФЕРЫ В ЦЕЛЯХ КОРРЕКЦИИ ОДНОЧАСТОТНЫХ КООРДИНАТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ГНСС

**А.С. Ясюкевич, Ю.В. Ясюкевич, Д.А. Затолокин**

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия
annpol@iszf.irk.ru

# ASSESSING THE PERFORMANCE OF MODELS FOR IONOSPHERIC CORRECTION FOR SINGLE-FREQUENCY GNSS POSITIONING

**A.S. Yasyukevich, Yu.V. Yasyukevich, D.A. Zotolokin**

Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia
annpol@iszf.irk.ru

**Аннотация.** В настоящее время существует ряд моделей ионосферы, предназначенных для корректировки координатных измерений глобальных навигационных спутниковых систем. Точность моделей может существенно различаться в зависимости от времени года, местного времени, широты и геофизических условий. В исследовании мы анализируем пять моделей, предназначенных для ионосферной коррекции: модель Клобучара (GPS), ГЛОНАСС, Beidou (BDGIM), NeQuick-G (Galileo), а также модель GEMTEC. Анализ моделей проводится исходя из значений электронного содержания (ПЭС), которое они предоставляют, а также на основе окончательного координатного решения методом одночастотного позиционирования. Для получения релевантной статистики обработан набор данных за длительный период времени (2000–2020 гг.). Сделан вывод, что к наиболее перспективным моделям с точки зрения ионосферной коррекции одночастотного решения следует отнести модели BDGIM и NeQuick.

**Ключевые слова:** ГНСС, позиционирование, ионосферная коррекция, операционные ионосферные модели.

**Abstract.** Currently, there are a number of ionospheric models to correct coordinate measurements of global navigation satellite systems. The accuracy of the models can vary significantly depending on the season, local time, latitude and geophysical conditions. In the study, we analyze five models designed for ionospheric correction: Klobuchar's model (GPS), GLONASS, Beidou (BDGIM), NeQuick-G (Galileo), and GEMTEC. Models are analyzed in terms of the total electron content (TEC) they provide, as well as on the basis of the final coordinate solution by the single frequency positioning method. To obtain relevant statistics, a data set for a long period of time was processed (2000–2020). It is concluded that the most promising models in terms of ionospheric correction of a single-frequency solution are the BDGIM and NeQuick models.

**Keywords:** GNSS, positioning, ionospheric correction, operational ionospheric models.

## ВВЕДЕНИЕ

Глобальные навигационные спутниковые системы (ГНСС) стали одним из стандартов позиционирования [Hofmann-Wellenhof et al., 2008]. При прохождении спутникового сигнала ГНСС через ионосферу происходит его задержка, зависящая от частоты радиосигнала. Эта задержка влияет на качество принимаемого сигнала, и, как следствие, на точность определения координат. Причем качество позиционирования наиболее существенно зависит от ионосферной поправки при работе в одночастотном режиме. Для учета ионосферной ошибки используются операционные модели, рекомендованные соответствующими интерфейсными контрольными документами разных систем ГНСС, а также эмпирические модели. При этом вопрос о точности моделирования ионосферы остается ключевым. В моделях может возникать как систематическая погрешность, так и случайная ошибка [Yasyukevich et al., 2010].

Обычно качество модели оценивается исходя из значений полного электронного содержания (ПЭС), которое она предоставляет [Farah, 2020]. Точность модели может значительно варьироваться в зависимости от сезона, местного времени, широты и геофизических условий. В настоящем исследовании мы анализируем четыре операционные модели ионосферы с позиции данных ПЭС. В исследовании мы также оцениваем эффективность каждой модели на основе величины ошибки окончательного координатного решения методом одночастотного позиционирования с коррекцией по данной модели. Анализируются следующие модели: модель Клобучара, используемая в системе GPS [Klobuchar, 1987], BDGIM, предложенная для использования в навигационной системе BeiDou [Yuan et al., 2019], NeQuick-G [NeQuick-G, 2016], используемая в системе Galileo, и ГЛОНАСС [ГЛОНАСС, 2016]. Кроме того, рассмотрена эмпирическая модель GEMTEC [Ivanov et al., 2011]. При тестировании моделей в качестве эталона использованы данные ПЭС глобальных карт ионосферы GIM UQRG [Hernández-Pajares et al., 2009].

### Точность моделей с точки зрения данных ПЭС

Использовались данные станций ГНСС, расположенных в разных широтных и долготных регионах. Для получения актуальной статистики был обработан набор данных за длительный период времени (2000–2020 гг.). Проведены расчеты отклонений получаемого при моделировании ПЭС и получены функции распределения отклонений ПЭС ($\Delta I$), выдаваемых моделью, от значений ПЭС по данным ионосферных карт. Оценена динамика отклонений $\Delta I$ и среднеквадратического отклонения (СКО).

На рис. 1 (слева) представлены функции распределения отклонения ПЭС $\Delta I$ для различных моделей на для ст. IRKJ (52° N, 104° E) за весь анализируемый период. Видно, что за исключением модели

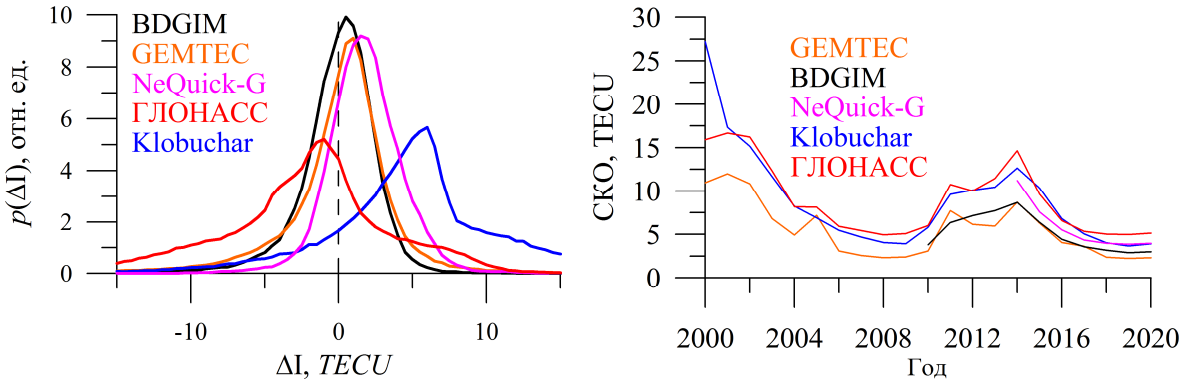



*Рис. 1*. Функции распределения отклонений Δ*I* между модельными значениями ПЭС и данными глобальных карт (слева), а также СКО ПЭС для ст. IRKJ за 2000–2020 гг. (справа)

Клобучара все модели дают почти несмещенные оценки ПЭС. При этом наименьшее отклонение между модельными и эталонными значениями ПЭС наблюдается для моделей BDGIM и NeQuick-G. Среднее значение отклонения Δ*I* не превышает 1 TECU для обеих моделей при любом уровне солнечной активности. Причем для Азиатского региона (где находится станция IRKJ) BDGIM превосходит NeQuick-G. Удовлетворительные результаты оценки ПЭС получены также для модели GEMTEC. Для модели Клобучара наблюдается значительное систематическое смещение в оценке ПЭС. Данная модель систематически завышает значения ПЭС в регионе.

На рис. 1 (справа) показана динамика СКО ПЭС для различных моделей за исследуемый период для ст. IRKJ. Видно, что отклонения в оценке ПЭС и СКО значительно увеличиваются в условиях роста солнечной активности для всех моделей. При этом величина СКО для разных моделей существенно различается. Лучшие результаты получены для моделей BDGIM и GEMTEC для условий как низкой, так и для повышенной солнечной активности. Модели Клобучара и ГЛОНАСС дают наибольшие значения СКО.

### Точность моделей с точки зрения одночастотного позиционирования

Для рассмотрения вопроса о качестве вышеуказанных моделей с точки зрения точности позиционирования поведен расчет полной трехмерной ошибки позиционирования $\sigma_{3D}$ в одночастотном режиме с применением коррекции по исследуемым моделям, а также по данным глобальных ионосферных карт GIM UQRG в качестве эталона. Координаты вычислялись как стандартное итеративное одночастотное решение на основе несглаженных псевдодальностей по C/A-коду. За истинное положение станции принималась суточная медиана полученных координат.

На рис. 2 приведены интегральные функции распределения полной ошибки $\sigma_{3D}$ для ст. IRKJ с ионосферной коррекцией по данным различных моделей (цветные кривые), а также без коррекции. Видно, что наиболее точное решение получается с применением коррекции по моделям BDGIM и NeQuick-G. Функции распределений ошибки для этих моделей наиболее близки к эталонному решению. Так, для модели NeQuick-G величина полной 3D-ошибки

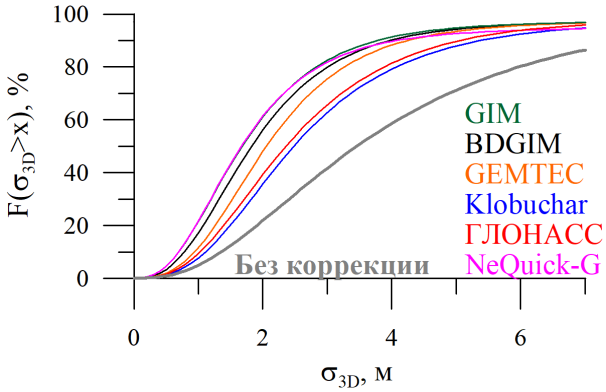



*Рис. 2*. Функции распределения трехмерной ошибки позиционирования $\sigma_{3D}$ для ст. IRKJ с ионосферной коррекцией по данным различных моделей (цветные кривые), а также без коррекции (серая кривая)

определения координат относительно истинного положения не превышает 2 м в 60 % случаев, для модели BDGIM — в 55 % случаев, в то время как для моделей Клобучара и ГЛОНАСС — только в ~ 40 % случаев.

На рис. 3 показаны функции распределения полной ошибки $\sigma_{3D}$ для различных моделей для ст. IRKJ при разных значениях индекса солнечной активности *F*10.7. Видно, что наиболее точное координатное решение получено для моделей NeQuick-G и BDGIM вне зависимости от уровня солнечной активности. При высоком уровне солнечной активности (*F*10.7 ≥ 250 с.е.п., рис. 3, справа) использование моделей Клобучара, ГЛОНАСС и GEMTEC приводит к ухудшению точности решения по сравнению с некорректированным решением.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сделан вывод, что к наиболее перспективным моделям с точки зрения ионосферной коррекции одночастотного решения следует отнести модели BDGIM и NeQuick-G. Недостатком данных моделей является то, что они предоставляют данные только с 2010 и 2016 гг. соответственно (имеется в виду последняя версия NeQuick-G).

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Правительства Иркутской области в рамках проекта № 20-45-383010, а также Министерства образования и науки РФ.

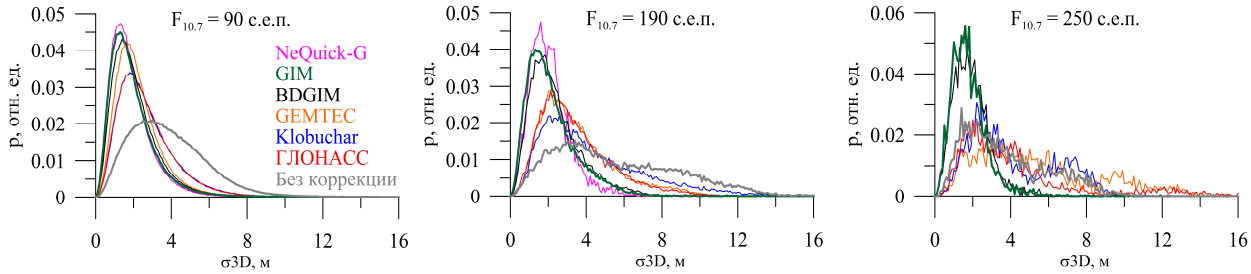



*Рис. 3*. Распределения $\sigma_{3D}$ для ст. IRKJ при различных уровнях солнечной активности

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

*ГЛОНАСС. Интерфейсный контрольный документ. Общее описание системы с кодовым разделением сигналов. Редакция 1.0* / АО «Российские космические системы». М., 2016.133 с.

Farah A. Behavior of Broadcast Ionospheric-Delay Models from GPS, Beidou, and Galileo Systems. *Artificial Satellites*. 2020. Vol. 55. P. 61–76.

Hernández-Pajares M., Juan J.M., Sanz J., et al. The IGS VTEC maps: a reliable source of ionospheric information since 1998. *J. Geodesy*. 2009. Vol. 83. P. 263–275.

Hofmann-Wellenhof B., Lichtenegger H., Wasle E. *GNSS-Global Navigation Satellite Systems*. Springer: Vienna, 2008. 516 p.

Ivanov V.B., Gefan G.D., Gorbachev O.A. Global Empirical Modeling of the Total Electron Content of the ionosphere for satellite radio navigation systems. *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys*. 2011. Vol. 73. P. 1703–1707.

Klobuchar J. Ionospheric time-delay algorithms for single-frequency GPS users. *IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems*. 1987. Vol. 3. P. 325–331.

*NeQuick-G. European GNSS (Galileo) Open Service-Ionospheric Correction Algorithm for Galileo Single Frequency Users. 1.2.* 2016. URL: http://www.gsc-europa.eu/system/files/galileo_documents/Galileo_Ionospheric_Model.pdf.

Yasyukevich Yu.V., Afraimovich E.L., Palamartchouk K.S., Tatarinov P.V. Cross testing of ionosphere models IRI-2001 and IRI-2007, data from satellite altimeters (Topex/Poseidon and Jason-1) and global ionosphere maps. *Adv. Space Res*. 2010. Vol. 46, no. 8. P. 990–1007.

Yuan Y., Wang N., Li Z., Huo X. The BeiDou global broadcast ionospheric delay correction model (BDGIM) and its preliminary performance evaluation results. *Navigation*. 2019. Vol. 66. P. 55–69.

УДК 533.9.07

# МАКЕТ БЫСТРОГО ИОНОЗОНДА ВЕРТИКАЛЬНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ НИРФИ НА БАЗЕ ДВУХ ОТЛАДОЧНЫХ ПЛАТ SDRLab 122-16

**К.К. Грехнева, В.А. Павлова, А.В. Шиндин, С.П. Моисеев, А.В. Востоков**

Научно-исследовательский радиофизический институт ННГУ им. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия
grekhneva@rf.unn.ru

# RRI FAST VERTICAL SOUNDING IONOSONDE BASED ON TWO DEVELOPMENT BOARDS SDRLab 122-16

**K.K. Grekhneva, V.A. Pavlova, A.V. Shindin, S.P. Moiseev, A.V. Vostokov**

Radiophysical Research Institute, Nizhny Novgorod, Russia
grekhneva@rf.unn.ru

**Аннотация.** Разработан макет быстрого ионозонда вертикального зондирования на базе двух отладочных плат SDRLab 122-16. Одна из плат используется в качестве задающего генератора в передающей части ионозонда, а другая — в качестве программируемого КВ-приемника. Устройство обладает передовыми техническими характеристиками: время регистрации ионограмм 0.9 с, пространственное разрешение 800 м, возможность быстрого изменения параметров зондирования. По себестоимости комплектующих ионозонд имеет значительное преимущество по сравнению с существующими на рынке аналогами. Разработка направлена на решение задачи быстрой диагностики ионосферы, ее результат — высотно-частотная характеристика. Произведены испытания макета устройства, результаты сопоставлены с известными коммерческими аналогами.

**Ключевые слова:** вертикальное зондирование ионосферы, ионограмма, ионозонд, диагностика ионосферы.

**Abstract.** The prototype of the fast vertical sounding ionosonde based on 2 development boards SDRLab 122-16 has been developed. One of the boards is used as a master oscillator in the transmitting part of the ionosonde, and the other is used as a programmable HF receiver. The device has advanced technical characteristics: ionogram registration time in 0.9 s, the spatial resolution is 800 meters, the ability to quickly change the sounding parameters. In terms of the cost of components, the ionosonde has a significant advantage over analogs existing on the market. The development is aimed at solving the problem of diagnostics of the ionosphere, and the result of its work is the height-frequency characteristic of the ionosphere. The prototype of the device was tested, its results were compared with well-known commercial analogs.

**Keywords:** vertical sounding of the ionosphere, ionogram, ionosonde, diagnostics of the ionosphere.

## ВВЕДЕНИЕ

Целью работы является разработка макета ионозонда вертикального зондирования, позволяющего регистрировать ионограммы за время порядка 1 с с минимальной себестоимостью компонентов при сохранении технических характеристик на уровне мировых.

Характерные времена физических процессов при таком воздействии составляют величину порядка 1 с. В связи с этим задача создания прибора, способного регистрировать подобные процессы, выходит на передний план. Существующие и доступные к покупке ионозонды вертикального зондирования не способны регистрировать ионограммы с требуемой скоростью, при этом они имеют запредельную стоимость и ограниченную функциональность.

В разработанном макете ионозонда вертикального зондирования нами были использованы электронные компоненты, доступные в свободной продаже, что обеспечило их низкую себестоимость. В классическую схему излучения ионозонда были внесены изменения, которые обеспечили время регистрации ионограммы 0.9 с [Shindin, 2022].

## МЕТОДИКА

Блок-схема устройства передающей части ионозонда показана на рис. 1.

Имеющийся в НИРФИ ННГУ ионозонд CADI обладает номинальной выходной мощностью зондирующих импульсов 600 Вт. Чтобы обеспечить сравнимую мощность в разрабатываемом устройстве, мы использовали линейный усилитель A600, работающий в диапазоне частот 1.8–72 МГц и усиливающий сигнал с 5 до 600 Вт. Для формирования сигнала мощностью 5 Вт используется связка из широкополосного предусилителя и программно-управляемого аттенюатора. Плата SDRLab используется в качестве задающего генератора ионозонда: она формирует амплитудно-манипулированную импульсную последовательность в диапазоне частот от 1 до 10 МГц [https://redpitaya.readthedocs.io/en/latest/developerGuide/hardware/122-16/top.html]. Манипуляция импульса представлена кодом Баркера длиной 13 бит с узкой четко выраженной автокорреляционной функцией и минимальным уровнем вторичных максимумов. Период следования импульсной посылки 5 мс. Шаг изменения частоты между последовательными импульсами 50 кГц. Для генерации сигнала использовался задающий генератор на однокристальной системе Red Pitaya SDRLab 122-16, являющийся измерительным модулем на основе системы на кристалле Xilinx Zynq 7020 SoC FPGA. В составе платы имеются двухъядерный процессор общего назначения ARM Cortex A9, ПЛИС и 512 МБ ОЗУ, а также двухканальный 16-битный аналого-цифровой преобразователь и двухканальный 14-битный цифро-аналоговый преобразователь. Для синхронизации процесса перестройки частоты передачи с приемной частью используется синхронизированный с GPS двухканальный опорный генератор Leo Bodnar Precision GPS Reference Clock (диапазон частот 450 Гц – 800 МГц), из которого были

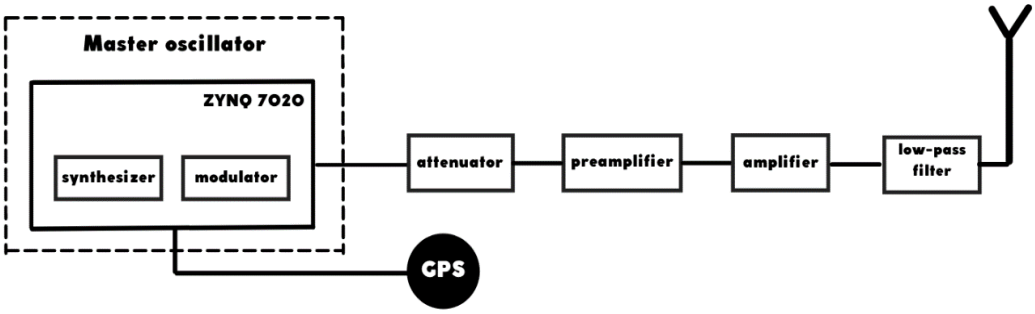



*Рис. 1.* Блок-схема устройства передающей части макета быстрого ионозонда вертикального зондирования

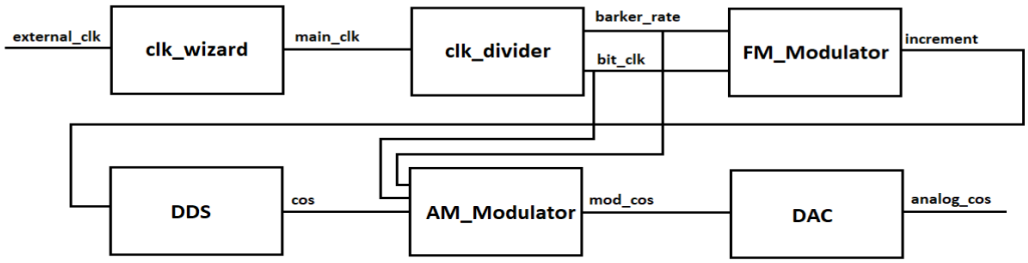



*Рис. 2*. Функциональная блок-схема прошивки задающего генератора

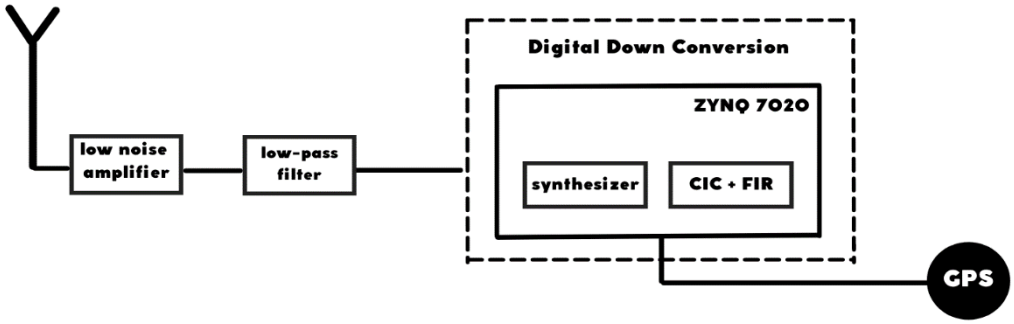



*Рис. 3*. Блок-схема устройства приемной части макета быстрого ионозонда вертикального зондирования

выведены на плату SDRLab PPS-импульсы (импульсы 100 мс с периодом 1 с, синхронизованные с UT) [http://www.leobodnar.com/shop/index.php?main_page=product_info&cPath=107&products_id=234&zenid=974fd2f393793a8e7aba077f2c2b2559]. Также в состав макета входят НЧ-фильтр с полосой пропускания 30 МГц и КВ-антенна CT-HF-FD.

Для контроля работоспособности макета передающей части ионозонда в лабораторных условиях использовалась согласованная нагрузка с максимально допустимой мощностью 200 Вт.

Функциональная блок-схема программной части задающего генератора на плате Red Pitaya SDRLab 122-16 показана на рис. 2.

Прошивка задающего генератора была реализована с помощью среды проектирования Vivado Xilinx на языке описания аппаратуры Verilog с использованием встроенных IP-ядер Xilinx.

Проект состоит из отдельных модулей, имеющих функциональную связь друг с другом: блок clk_wizard преобразует тактовую частоту, блок clk_divider — делитель тактовой частоты, блок FM_Modulator изменяет инкремент фазы гармонического сигнала раз в 5 мс с шагом по частоте 50 кГц, блок DDS — цифровой вычислительный синтезатор, блок AM_Modulator выполняет амплитудную модуляцию сигнала по приходу PPS-сигнала, блок DAC — выполняет функции цифро-аналогового преобразователя.

Блок-схема устройства приемной части ионозонда представлена на рис. 3.

В структуру приемной части макета входит КВ-антенна CT-HF-FD, малошумящий усилитель с коэффициентом усиления 20 дБ, НЧ-фильтр с полосой пропускания 10 МГц, отладочная плата SDRLab, реализующая автоматически перестраиваемый приемник на основе цифрового понижающего преобразователя, синхронизированный с GPS двухканальный опорный генератор Leo Bodnar Precision GPS Reference Clock для синхронизации процесса перестройки частоты приема с передающей частью.

В макете используется открытый проект конфигурации ПЛИС платы SDRLab, реализующий универсальный двухканальный приемник на основе цифрового понижающего преобразователя [http://pavel-demin.github.io/red-pitaya-notes/sdr-transceiver-122-88]. Указанная конфигурация была модифицирована с це-

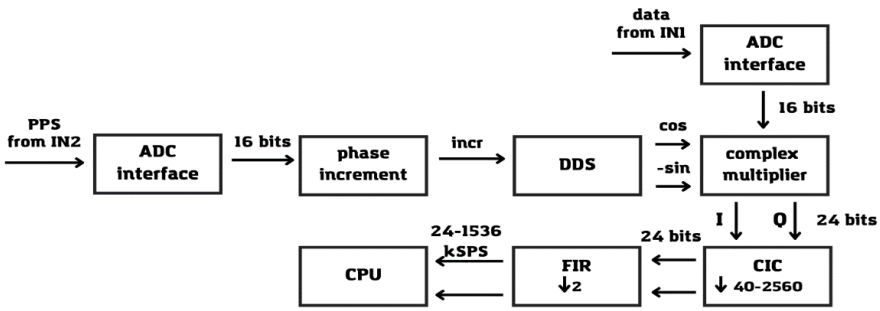



*Рис. 4*. Функциональная блок-схема цифрового понижающего преобразователя

лью реализации автоматической перестройки центральной частоты приема.

Функциональная блок-схема цифрового понижающего преобразователя показана на рис. 4.

В плате, реализующей цифровой понижающий преобразователь, имеются два аналоговых входа, на один из которых поступает сигнал из антенны, а на другой — PPS-сигнал с опорного генератора. Оба сигнала оцифровываются АЦП с частотой дискретизации 122.88 Мвыб/с. Оцифрованные отсчеты PPS-сигнала поступают в блок фазового инкремента, где по верхнему фронту этого сигнала перестраивается частота с шагом 50 кГц. Выходной инкремент поступает в блок DDS-генератора (цифрового вычислительного синтезатора), который выполняет роль гетеродина. Настраивать скорость передачи данных можно путем изменения коэффициентов децимации цифрового CIC-фильтра. Нами была использована скорость передачи 192 квыб/с.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При создании макета быстрого ионозонда вертикального зондирования были разработаны конфигурации ПЛИС и программное обеспечение, реализующие передающую и приемную части прибора, а также реализована возможность синхронной работы передающей и приемной частей ионозонда с помощью PPS-сигналов GPS приемника.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 21-72-10131).

Работа по монтажу системы охлаждения усилителя A600 выполнена Востоковым А.В. при поддержке проекта № 0729-2020-0057 Государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Shindin A.V., Moiseev S.P., Vybornov F.I., et al. The Prototype of a Fast Vertical Ionosonde Based on Modern Software-Defined Radio Devices. *Remote Sensing*. 2022. Vol. 14, iss. 3. P. 547. DOI: 10.3390/rs14030547.

URL: http://pavel-demin.github.io/red-pitaya-notes/sdr-transceiver-122-88/ (дата обращения 25 мая 2022 г.).

URL: https://redpitaya.readthedocs.io/en/latest/developerGuide/hardware/122-16/top.html (дата обращения 21 декабря 2021 г.).

URL: http://www.leobodnar.com/shop/index.php?main_page=product_info&cPath=107&products_id=234&zenid=974fd2f393793a8e7aba077f2c2b2559 (дата обращения 25 мая 2022 г.).

УДК 53.05

# СОЗДАНИЕ ЛАБОРАТОРНОГО МАКЕТА ПО РАДИОЭЛЕКТРОНИКЕ С ВОЗМОЖНОСТЬЮ УДАЛЕННОГО ДОСТУПА

**Ю.В. Давыдов, А.Д. Баранов, Р.Р. Латыпов, Ф.Ф. Мухаметзянов, М.А. Попов, Р.Ф. Бабаев**

Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия
davydovkfu@mail.ru

# DEVELOPMENT OF RADIOELECTRONICS LABORATORY MOCK-UPS WITH REMOTE ACCESS

**Yu.V. Davydov, A.D. Baranov, R.R. Latypov, F.F. Mykhametzyanov, M.A. Popov, R.F. Babaev**

Kazan (Volga region) Federal University, Kazan, Russia
davydovkfu@mail.ru

**Аннотация.** Целью представленного проекта является разработка лабораторного макета с возможностью удаленного доступа, включающего в себя полный набор лабораторных работ по курсу радиоэлектроники для ВУЗов. Для его создания был выбран подход, исключающий компьютерное моделирование и использование виртуальных приборов. В результате был создан макет с возможностью удаленного доступа к нему, состоящий из нескольких ключевых блоков, описанных в статье, и семь сменных стендов лабораторных работ для курса по радиоэлектронике.

**Ключевые слова:** лабораторный макет, блок управления, лабораторный стенд, удаленный доступ.

**Abstract.** The project is aimed at developing a laboratory mock-up with remote access, which includes a complete set of laboratory classes on radio electronics course taught at universities. To create it, we chose the approach that did not comprise computer simulation or virtual instruments. As a result, we created the remote access mock-up consisting of several key blocks described in this paper and seven interchangeable stands for laboratory classes on radio electronics course.

**Keywords:** laboratory mock-up, control unit, laboratory stand, remote access.

## ВВЕДЕНИЕ

Основы радиоэлектроники — один из базовых курсов практически любого технического вуза. Удаленное выполнение лабораторных работ позволяет снизить нагрузку на учебно-вспомогательный и преподавательский состав, а также обеспечивает практически круглосуточный доступ к лабораторным работам.

Конечной целью является повышение качества знаний учащихся за счет обеспечения возможности непрерывного доступа и наглядности, т. е. использования реальных компонентов, присутствующих в схемах, и реального измерительного оборудования.

Этим выбранный подход отличается от аналогов: среды LabVIEW, предлагающей подход графического программирования [https://www.ni.com/ru-ru/shop/labview.html], и SPICE-симуляторов, например LTspice [https://www.analog.com/en/design-center/design-tools-and-calculators/ltspice-simulator.html].

## ОБЗОР СУЩЕСТВУЮЩИХ РЕШЕНИЙ

На данный момент существует несколько основных подходов к организации дистанционных лабораторных работ по радиоэлектронике. Самый простой способ — компьютерное моделирование. Комплекс лабораторных работ по радиоэлектронике с использованием LTSpice описан в [Антонов и др., 2019]. Этот подход бесплатный, но ему не хватает наглядности, потому что учащиеся не используют для работы никаких электронных компонентов или измерительного оборудования.

Существует также подход с использованием виртуальных приборов. Наиболее распространенным является лабораторно-техническая платформа NI ELVIS, разработанная специально для образовательных учреждений. Использование NI ELVIS вместе со средой графического программирования LabVIEW для организации лабораторных работ по радиоэлектронике описано в [Цибалист, Силушкин, 2010]. К недостаткам такого подхода относится большая стоимость, а также некоторая нехватка наглядности, так как студенты не видят реального оборудования. Выполнение лабораторных работ потребует также от студентов навыков графического программирования и работы в специальном программном обеспечении.

В предлагаемом нами подходе мы постарались обеспечить наглядность, т. е. предоставить учащимся возможность увидеть и использовать реальное электронное оборудование и компоненты. Конечно, это приведет к дополнительным затратам на организацию комплекса, но они значительно меньше затрат на приобретение лабораторных наборов. Резюмируя, можно отметить, что наш подход основан на создании собственных лабораторных макетов без виртуальных приборов и компьютерной симуляции.

## АРХИТЕКТУРА ЛАБОРАТОРНОГО МАКЕТА

Представленный лабораторный макет состоит из нескольких основных блоков:

- универсальный блок управления макета;
- лабораторные стенды;
- специальное программное обеспечение;
- камера, транслирующая изображения с лабораторного стенда;
- осциллограф (по возможности);
- методические пособия для лабораторных работ.

На рис. 1 показана архитектура лабораторного макета. Пользователь через интернет подключается к серверу, получая удаленный доступ к макету и возможность управлять настройками параметров лабораторного стенда. Блок управления непосредственно изменяет рабочее состояние лабораторного стенда,

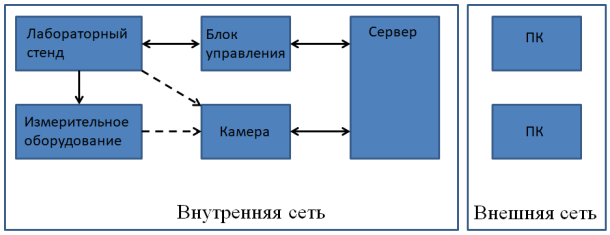



*Рис. 1.* Архитектура лабораторного макет

получая от стенда оцифрованные данные и передавая их студенту через сервер. Использование реальных компонентов подразумевает трансляцию изображения лабораторного стенда и измерений с осциллографа пользователю с помощью камеры с технологией Ethernet.

Подобная архитектура позволяет организовать удаленный доступ к лабораторному практикуму для студентов и разгрузить лаборатории и преподавательский состав. Фактически для функционирования макета достаточно лаборанта, который будет контролировать работоспособность макета непосредственно в лаборатории.

Заменяя сервер персональным компьютером в архитектуре (рис. 1), мы можем также использовать лабораторный макет уже для выполнения практикума непосредственно в лаборатории.

## ОСНОВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ЛАБОРАТОРНОГО МАКЕТА

Блок управления расположен на задней стороне макета и включает в себя все элементы управления работой. Из ключевых принципов создания блока управления выделим следующие.

- Организация макета таким образом, чтобы студент на лицевой стороне (лабораторном стенде) видел исключительно элементы, относящиеся к конкретной лабораторной работе.
- Универсальность. Блок управления един для всех лабораторных стендов. Смена рабочей лабораторной работы выполняется только сменой лабораторного стенда.

Основные назначения блока управления:

- управление состоянием лабораторного макета;
- отправка пакетов с использованием Ethernet;
- оцифровка сигналов с лабораторных стендов;
- генерация дополнительных сигналов (по необходимости).

Следующим важным элементом всего макета является лабораторный стенд. На текущий момент создано семь лабораторных стендов для работ по курсу основ радиоэлектроники. Главное требование, предъявляемое к лабораторным стендам, — их наглядность. Поэтому они выполнены на больших печатных платах с применением крупных форм-факторов компонентов. Дополнительную наглядность обеспечивает схема, выделенная слоем шелкографии. При изменении схемы для выполнения пунктов лабораторных работ состояние схемы будет подсвечено светодиодами. В случае снятий осциллограмм с различных точек для создания отчета на стендах предусмотрены мультиплексоры. Все управляющие ком-

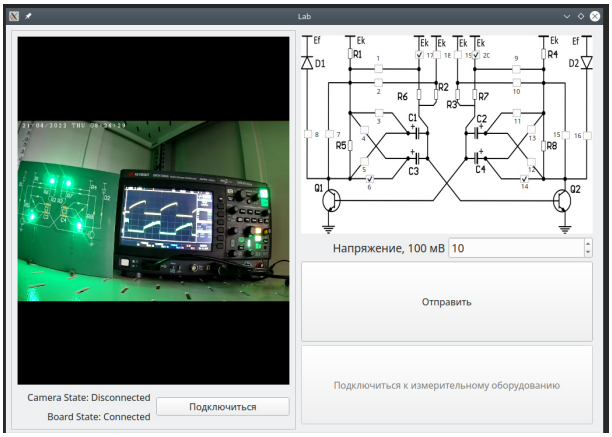



*Рис. 2.* Окно программного обеспечения для работы «Симметричный триггер»

поненты, не относящиеся к лабораторной работе, вынесены на заднюю сторону печатной платы.

Очевидно, что удаленное выполнение лабораторных работ потребует использование специализированного программного обеспечения. На рис. 2 представлено окно программного обеспечения для лабораторной работы «Симметричный триггер». В окне представлены состояние подключения стенда и камеры, а также изображение с камеры, транслирующее сам лабораторный стенд и сигнал на осциллографе с него. Настройки лабораторной работы осуществляются ключами справа на схеме и значениями параметров для работы.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленный лабораторный макет позволяет обеспечить возможность очного и дистанционного выполнения лабораторных работ по радиоэлектронике. Эти возможности связаны с использованием реального измерительного оборудования и компонентной базы, отсутствием компьютерных симуляций и виртуальных приборов. На данный момент макет включает в себя семь лабораторных работ.

Работа выполнена за счет субсидии, выделенной в рамках государственной поддержки Казанского (Приволжского) федерального университета в целях повышения его конкурентоспособности среди ведущих мировых научно-образовательных центров.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Антонов А.А., Быковский С.В., Кустарев П.В. и др. Функциональная схемотехника. Практикум. СПб.: Университет ИТМО, 2019. 97 с.

Цибалист Э.И., Силушкин С.В. Исследование аналоговых схем в программно-аппаратной среде NI ELVIS: учебное пособие. Томск: Из-во ТПУ, 2010. 264 с.

URL: https://www.ni.com/ru-ru/shop/labview.html (дата обращения 21 февраля 2022 г.).

URL: https://www.analog.com/en/design-center/design-tools-and-calculators/ltspice-simulator.html (дата обращения: 21 февраля 2022 г.).

УДК 621.396.67

# СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ МОДЕЛИРОВАНИЯ С РЕЗУЛЬТАТАМИ ИЗМЕРЕНИЯ ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ КВ-АНТЕННЫ ТИПА ДЕЛЬТА МЕТОДОМ ОБЛЕТА С ПРИВЛЕЧЕНИЕМ БЕСПИЛОТНОГО ЛЕТАТЕЛЬНОГО АППАРАТА DJI MATRICE 100

**В.Ю. Ермаков, В.П. Лебедев**

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия
ermakvlad1986@mail.ru

# COMPARISON OF SIMULATION RESULTS WITH EXPERIMENT MEASUREMENT DIAGRAM DIRECTIVITY OF THE HF ANTENNA OF THE DELTA TYPE BY THE FLYBY METHOD INVOLVING UNMANNED AERIAL VEHICLE DJI MATRICE 10

**V.Yu. Ermakov, V.P. Lebedev**

Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia
ermakvlad1986@mail.ru

**Аннотация.** В статье обсуждаются результаты измерения и моделирования направленных свойств КВ-антенны типа дельта, расположенной в Геофизической обсерватории ИСЗФ СО РАН (с.п. Торы, Республика Бурятия). Измерения проводились с привлечением беспилотного летательного аппарата DJI Matrice 100**.** Для визуализации эксперимента по оперативному расчету разработан программный комплекс, учитывающий поляризационную диаграмму направленности антенн, подобные возможности отсутствуют в бесплатных и популярных версиях программ по моделированию направленных свойств антенн, таких как MMANA, 4NEC2.

**Ключевые слова:** диаграмма направленности антенны, поляризация, беспилотный летательный аппарат, математическое моделирование.

**Abstract.** The results of measuring and modeling the directional properties of a delta-type HF antenna located in the Tory State Federal District, the Republic of Buryatia are discussed. Antenna measurements were carried out using the DJI Matrice 100 UAV. To visualize the operational calculation experiment, a software package was developed that takes into account the polarization radiation pattern of antennas; such capabilities are not available in free and popular versions of antenna simulation programs, such as MMANA, 4NEC2.

**Keywords:** antenna pattern, polarization, unmanned aerial vehicle, math modeling.

## ВВЕДЕНИЕ

Важной характеристикой любой антенны является ее поляризационная диаграмма направленности (ДН), которую необходимо учитывать для правильной интерпретации получаемых данных. Для расчета направленных свойств антенн разработаны такие программы как, например, MMANA, позволяющая строить ДН антенны для каждой компоненты поля. При этом представить, как ориентирован вектор поля, достаточно сложно, необходимо дополнительно обрабатывать выходные данные. 4NEC2 имеет подобный MMANA функционал, однако вид выходных данных также затрудняет объединение в расчетах приемной и передающей антенн. Для решения такой задачи разработан программный комплекс, позволяющий наглядно визуализировать поляризационную ДН антенн, с возможностью расчета канала связи двух антенн.

Разработанный программный комплекс использовался для моделирования эксперимента по облету КВ-антенны типа дельта, расположенной в Геофизической обсерватории Института солнечно-земной физики СО РАН (ГФО ИСЗФ СО РАН, с.п. Торы, Республика Бурятия). Для измерений привлекался беспилотный летательный аппарат (БПЛА) DJI Matrice 100 с закрепленными на корпусе передатчиком и антенной (электрический диполь). Измерения ДН проводились в диапазоне частот 1–7 МГц.

## КОНСТРУКЦИЯ ИЗМЕРЯЕМОЙ АНТЕННЫ

Конструкция измеряемой антенны представляет собой равнобедренный треугольник с основанием, состоящим из двух лучей по 18 м, расположенным параллельно поверхности земли на высоте 1.5 м. В центре основания через согласующий симметрирующий трансформатор проходит запитка антенны, а резистивная нагрузка номиналом 900 Ом находится на вершине антенны, в 9 м над основанием. В эксперименте методом облета замерялись параметры двух дельтаобразных антенн, использующихся в качестве приемных и расположенных ортогонально друг другу на общей опорной мачте.

При таких размерах антенны ее испытание в безэховой камере достаточно трудоемко и очень дорого. Направленные свойства смоделированной антенны с высокой вероятностью отличаются от реальных, поэтому, пожалуй, самым простым и доступным способом уточнения/корректировки ДН является облет с привлечением беспилотного летательного аппарата (БПЛА) [Virone, 2014: Picar et al., 2014; Bolli et al., 2016].

## ИЗМЕРЕНИЕ ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ КВ-АНТЕННЫ

Облет антенн осуществлялся в дальней зоне, в верхней полусфере радиусом 200 м. В дальней зоне выражение для мощности принятого сигнала:

$$P_{\mathrm{r}}(\vec{R}) = P_{\mathrm{t}} \frac{G_{\mathrm{t}}(\vec{R},\alpha,\beta,\gamma)}{4\pi R^2} \frac{\lambda^2 G_{\mathrm{r_ant}}(\vec{R})}{4\pi} \times \\ \times |\, \vec{p}_{\mathrm{t}}(\vec{R},\alpha,\beta,\gamma) \cdot \vec{p}_{\mathrm{r_ant}}(\vec{R}) \,| \, G_{\mathrm{r}}, \quad (1)$$

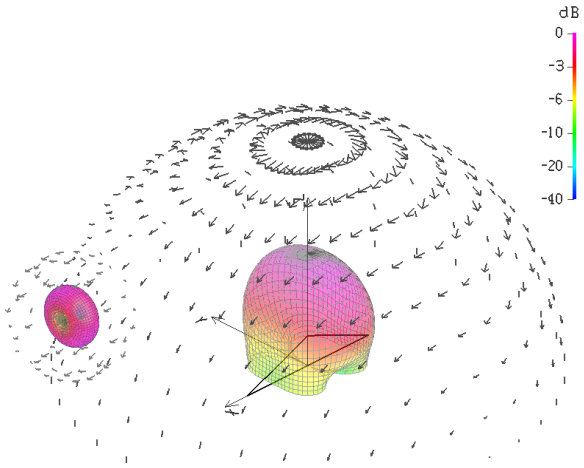



*Рис. 1*. Визуализация облета дельта-антенны, ее ДН и направления векторов напряженности электрического поля антенн

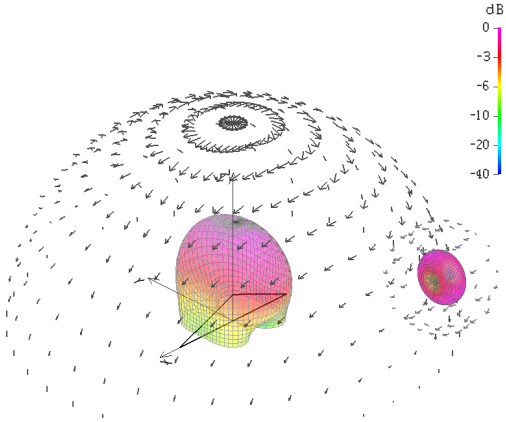



*Рис. 2*. Визуализация облета дельта-антенны, ее ДН и направления векторов напряженности электрического поля антенн

где $\vec{R}$ — радиус-вектор, направленный от измеряемой антенны на БПЛА; $R$ — дальность от измеряемой антенны до БПЛА; λ — длина волны; $G_{\mathrm{t}}(\vec{R},\alpha,\beta,\gamma)$ — коэффициент усиления тестирующей антенной, ориентация которой определяется углами Эйлера α, β, γ (соответственно рыскание, тангаж, крен); $G_{\mathrm{r_ant}}(\vec{R}) = G_{\mathrm{r_ant_max}} F_{\mathrm{r_ant}}(\vec{R})$, — коэффициент усиления приемной антенны. Поляризационные характеристики тестирующей и измеряемой антенн определяются соответственно $\vec{p}_{\mathrm{t}}(\vec{R},\alpha,\beta,\gamma)$ и $\vec{p}_{\mathrm{r_ant}}(\vec{R})$ .$G_{\mathrm{r}}$ — коэффициент, включающий потери в фидерном тракте и усиление приемника.

Задача состоит в измерении тестируемой диаграммы направленности $F_{\mathrm{r_ant}}(\vec{R})$, связанной с коэффициентом усиления:

$$G_{\mathrm{r_ant}}(\vec{R}) = G_{\mathrm{r_ant_max}} F_{\mathrm{r_ant}}(\vec{R}),$$

где $G_{\mathrm{r_ant_max}}$ — максимальный коэффициент усиления.

## ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ ДН ПРИЕМНОЙ АНТЕННЫ ТИПА ДЕЛЬТА

Разработан программный комплекс для расчета ДН антенны, позволяющий также визуализировать положение и ориентацию приемной и передающей антенн. Облет проводился в вертикальных плоскостях вдоль (рис. 1) и поперек антенны (рис. 2), в обоих случаях диполь на БПЛА ориентирован параллельно плоскости антенны.

На рис. 1 и 2 в центре системы координат (СК) в плоскости XZ представлена измеряемая дельта-антенна, для которой проводились измерения, и соответствующая ей ДН. Слева (рис. 1) и справа (рис. 2) представлены ДН электрического диполя, установленного на БПЛА. Рисунки 1 и 2 позволяют наглядно представить ориентацию поляризационной ДН дельта-антенны и тестирующего диполя на БПЛА.

На рис. 3 и 4 черной линией представлены результаты измерений, соответствующие облетам в плоскости антенны типа дельта и в плоскости, ей перпендикулярной, зеленой и синей линиями — результаты моделирования согласно (1) с использованием данных как MMANA, так и программного комплекса собственной разработки.

Из рис. 4 видно, в диапазоне частот 3–7 МГц результаты измерений и моделирования хорошо соответствуют друг другу, т. е. ДН, измеренная в плоскости, перпендикулярной дельта-антенне, соответствует модели. Из рис. 3 видно, что результаты измерений и моделирования различаются, причем результаты использования данных MANNA ближе к измерениям, по сравнению с результатами, полученными с помощью разработанного нами программного комплекса. Из рис. 3 можно сделать вывод о том, что ДН в плоскости дельта-антенны шире расчетной, что может быть обусловлено особенностями ближней зоны. Из рис. 3 также видно, что на больших частотах измерения и результаты моделирования согласуются лучше.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено моделирование эксперимента по облету КВ-антенн типа дельта, расположенных в ГФО ИСЗФ СО РАН (с.п. Торы, Республика Бурятия). Облет антенн осуществлялся в плоскостях как параллельной, так и перпендикулярной плоскости антенны, ориентация электрического диполя, установленного на БПЛА, всегда оставалась параллельной плоскости антенны. Измерения проводились в диапазоне частот 2–7 МГц. Моделирование проводилось согласно уравнению (1), для чего необходимо было учесть поляризационные ДН антенны типа дельта и электрического вибратора. Для моделирования такого эксперимента разработан программный комплекс, позволяющий визуализировать поляризацию электромагнитного поля антенны, а также работать с выходными данными программы расчета ДН антенн MANNA.

В результате сравнения выяснено, что в плоскости, ортогональной плоскости антенны, результаты измерения и моделирования хорошо совпадают, в плоскости, параллельной плоскости антенны, результаты измерения и моделирование расходятся, причем эффективная ширина ДН в данном направлении больше расчетной, однако с повышением рабочей частоты различие между измерениями и моделированием уменьшается.

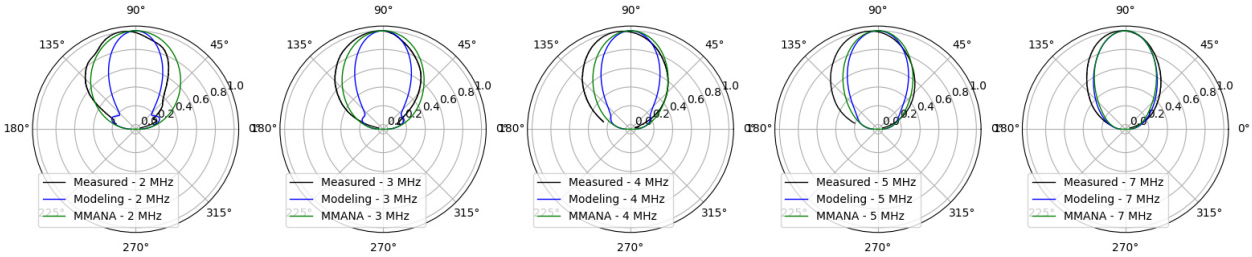



*Рис. 3*. ДН в плоскости дельта-антенны: черная линия — результаты измерений; зеленая — результаты моделирования с привлечением MANNA; синяя линия — результаты моделирования с помощью разработанного программного комплекса

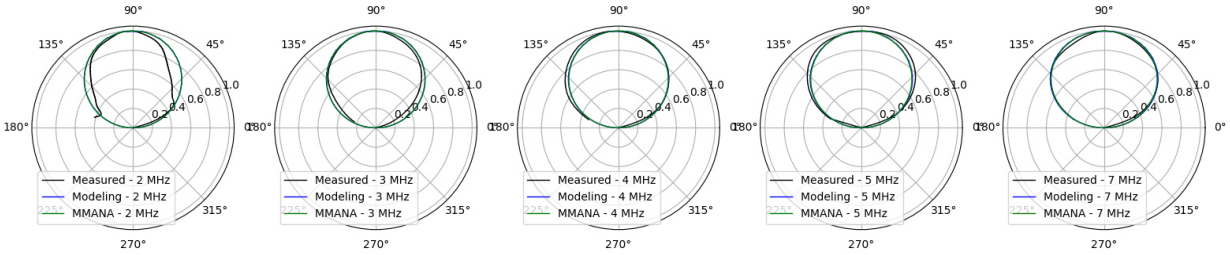



*Рис. 4*. ДН в плоскости, перпендикулярной дельта-антенне: черная линия — результаты измерений; зеленая — результаты моделирования с привлечением MANNA; синяя линия — результаты моделирования с помощью разработанного программного комплекса

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Virone G. Antenna Pattern Verification System Based on a Micro Unmanned Aerial Vehicle (UAV). *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*. 2014. Vol. 13. P. 4.

Picar A.M., Ranvier S., Anciaux M., Lamy H. Modeling and calibration of BRAMS antenna systems. *Proc. IMC*. Giron, 2014. P. 6.

Bolli P., Paonessa F.; Pupillo G., et al. Antenna pattern characterization of the low-frequency receptor of LOFAR by means of an UAV-mounted artificial test source. *Proc. SPIE*. 2016. Vol. 9906, 99063V. 11 p.

УДК 621.396.949

# МНОГОКАНАЛЬНЫЙ ПРИЕМНИК СИСТЕМЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ УГЛОВ ПРИХОДА РАДИОВОЛНЫ

**А.Г. Исаева, Р.Р. Латыпов, А.Д. Баранов, Р.Ш. Гатина, Ю.В. Давыдов**

Казанский федеральный университет, Казань, Россия
AnGIsaeva@kpfu.ru

# MULTICHANNEL RECEIVER OF THE SYSTEM FOR DETERMINING ANGLES OF ARRIVAL OF A RADIO WAVE

**A.G. Isaeva, R.R. Latypov, A.D. Baranov, R.Sh. Gatina, Yu.V. Davydov**

Kazan Federal University, Kazan, Russia
AnGIsaeva@kpfu.ru

**Аннотация.** Представлен вариант построения многоканального приемника, обеспечивающего цифровое преобразование и обнаружение входного сигнала с частотой несущей 39.0625 кГц при частоте дискретизации 156.25 кГц. Приемник выполнен в виде платы, работа которой управляется программируемой логической интегральной схемой (ПЛИС) и микроконтроллером STM32. ПЛИС используется для параллельного сбора данных с трех независимых аналого-цифровых преобразователей (АЦП). STM32 используется как быстрый аппаратный интерфейс для АЦП. Контроллер Ethernet обеспечивает интерфейс между нашей платой и компьютером для отправки данных. Для преобразования входных сигналов из аналоговой формы в цифровую используются три 24-битных сигма-дельта АЦП от Analog Devices. Такие приемные системы могут использоваться для синфазных измерений, поиска направления и источников радиосигнала.

**Ключевые слова:** многоканальный приемник, аналого-цифровой преобразователь.

**Abstract.** In this paper, we describe a variant of the construction of the multichannel data receiver system. It provides digital transformation and detection of 39.0625 kHz input signals with sampling frequency of 156.25 kHz. Multichannel data receiver system is performed as a board whose work is controlled by STM32 microcontroller and field-programmable gate array (FPGA). FPGA is used to receive parallel data from three independent analog-to-digital converters (ADCs). STM32 is used as a fast hardware interface for ADCs. Ethernet controller provides an interface between our board and computer for sending data. To convert input signals from analog to digital, three fast sigma-delta 24-bit ADCs from Analog Devices were used. Such receiver systems may be used to make in-phase measurements, to search a direction and to find radio signal sources.

**Keywords:** multichannel data receiver system; analog-to-digital converter.

## ВВЕДЕНИЕ

Создание многоканальных приемников радиосигналов является актуальной задачей радиосвязи. Такие приемные системы могут использоваться для контроля качества радиосигнала, нахождения направления и источника радиосигнала. Целью работы является создание многоканального приемника как средства обработки полученной информации и воспроизведения ее в необходимой форме. Задачей является разработка электронного устройства, выполненного в виде печатной платы.

## ПРИНЦИП РАБОТЫ УСТРОЙСТВА

На дифференциаторы через три разных канала поступают три входных сигнала. На каждом канале установлен свой АЦП (рис. 1). ПЛИС осуществляет параллельный сбор данных с каждого АЦП, формирует один пакет данных и отправляет их на микроконтроллер STM32. Микроконтроллер STM32 инициализирует контроллер Ethernet, который предоставляет интерфейс между платой и компьютером по протоколу TCP/IP. Таким образом данные отправляются на компьютер.

## РЕАЛИЗАЦИЯ УСТРОЙСТВА

Для реализации многоканального приемника мы используем 24-битный АЦП от Analog Devices. Преобразованные 24-битные данные выводятся в формате дополнительного кода с использованием 16-битного

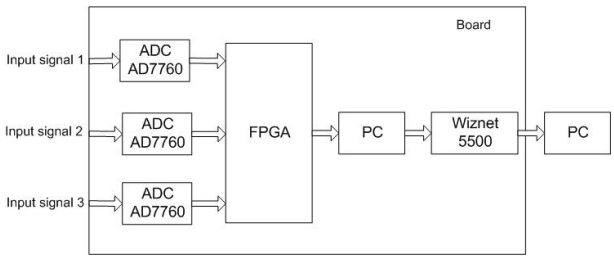



*Рис. 1.* Блок-схема устройства

двунаправленного параллельного интерфейса. Чтобы настроить АЦП, используется та же 16-битная двунаправленная шина, которая позволяет настраивать преобразователи для определенных функций или операций через регистры управления, предусмотренные внутри АЦП [Analog Devices, 2006]. Это позволяет настроить тактирование микросхемы, режим сигнала и прочее. Формат слова включает 32 бита, поэтому для программирования регистра требуется две операции записи. Первая запись содержит адрес регистра, вторая запись содержит сами данные.

Оптимальная производительность АЦП достигается при конфигурации с дифференциальным входом. Дифференциальный режим помогает устранить такие ошибки, как шум, искажения и смещения постоянного тока. В качестве дифференциального преобразователя используется драйвер AD8138, который обеспечивает отличную производительность и гибкий интерфейс для АЦП. В AD7760 имеется встроенный дифференциальный усилитель.

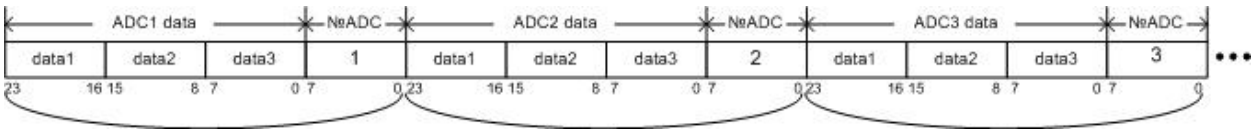



*Рис. 2*. Формат данных

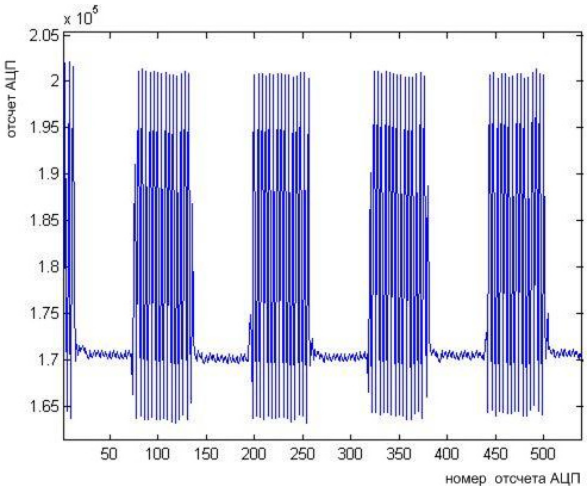



*Рис. 3*. Амплитудно-модулированный сигнал прямоугольной формы с АЦП1

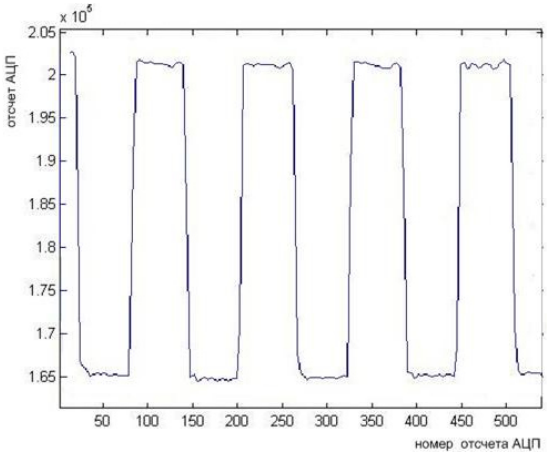



*Рис. 4*. Демодулированный сигнал прямоугольной формы с АЦП1

## ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ДАННЫХ

Данные приходят одновременно от трех разных АЦП и представляются в виде графиков, для построения которых используется среда Matlab. Формат данных показан на рис. 2.

Данные от каждого АЦП сортируются в отдельные массивы. На рис. 3 показан модулирующий сигнал с частотой 1.3 кГц с частотой несущей 39.0625 кГц от АЦП1.

Далее, с помощью вычисления квадратур [Сергиенко, 2011] и использования фильтра низких частот [Лайонс, 2006] получаем демодулированный сигнал (рис. 4).

## ИСПОЛНЕНИЕ НА ПЛАТЕ

Плата многоканального приемника разработана в системе автоматизированного проектирования Altium Designer. Плата имеет четыре слоя, на верхнем размещены микросхемы и источники питания, на нижнем — пассивные элементы (рис. 5). На внутренних слоях разведены полигоны земли и питания. На плате есть как цифровая, так и аналоговая части. Всего для разных участков схемы использовано девять источников питания, четыре из которых обеспечивают питание для ПЛИС, два — для АЦП, два — для контроллера Ethernet и один — для микроконтроллера STM32. Разделительные шины питания и земли помогают предотвратить влияние помех от разных частей схемы друг на друга. Входные сигналы поступают от SMA-разъемов, расположенных на краю платы.

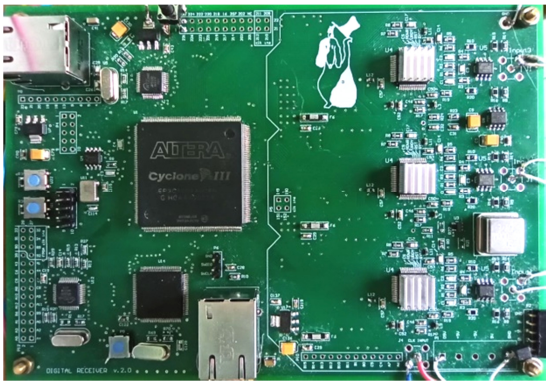



*Рис. 5*. Плата многоканального приемника

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Многоканальный приемник обеспечивает цифровое преобразование и обнаружение входных сигналов с частотой 39.0625 при частоте дискретизации 156.25 кГц. Такие приемные системы могут использоваться для поиска направления и источников радиосигнала с помощью спектрально-поляризационного метода.

Работа выполнена за счет субсидии, выделенной в рамках государственной поддержки Казанского (Приволжского) федерального университета в целях повышения его конкурентоспособности среди ведущих мировых научно-образовательных центров.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Сергиенко А.Б. *Цифровая обработка сигналов*. СПб.: БХВ-Петербург, 2011. 756 с.

Лайонс Р. *Цифровая обработка сигналов*. М.: ООО «Бином-Пресс», 2006. 652 с.

Analog Devices. Analog-to-digital converter AD7760 datasheet. *Analog Devices*. 2006. P. 23.

УДК 535.36; 535.31

# ИССЛЕДОВАНИЕ ЛЕДЯНЫХ АТМОСФЕРНЫХ ЧАСТИЦ В РАМКАХ ПРИБЛИЖЕНИЙ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ И ФИЗИЧЕСКОЙ ОПТИКИ

**[1]Н.В. Кан, [1]И.В. Ткачев, [1]Д.Н. Тимофеев, [1]В.А. Шишко, [1, 2]А.В. Коношонкин**

[1]Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, Томск, Россия
n.kan.08@mail.com
[2]Национальный исследовательский Томский государственный университет, Томск, Россия

# INVESTIGATION OF ATMOSPHERIC ICE PARTICLES WITHIN THE FRAMEWORK OF GEOMETRIC AND PHYSICAL OPTICS APPROXIMATIONS

**[1]N.V. Kan, [1]I.V. Tkachev, [1]D.N. Timofeev, [1]V.A. Shishko, [1, 2]A.V. Konoshonkin**

[1]V.E. Zuev Institute of Atmospheric Optics SB RAS, Tomsk, Russia
n.kan.08@mail.com
[2]National Research Tomsk State University, Tomsk, Russia

**Аннотация.** В работе представлены результаты сравнения численных решений задачи рассеяния света на атмосферных ледяных частицах методами геометрической и физической оптики. Решение строилось для частиц гексагональный формы (гексагональный ледяной столбик) и дроксталлов. Результаты сравнения матрицы рассеяния света по всей сфере направления показали, что в направлении рассеяния строго назад использование приближения геометрической оптики может приводить к существенным ошибкам, особенно для гексагональных частиц, для которых характерно наличие уголкового отражения.

**Ключевые слова:** рассеяние света, физическая оптика, частицы льда, перистые облака, геометрическая оптика, оптические свойства.

**Abstract.** This paper presents the results of comparison of numerical solutions to the problem of light scattering on atmospheric ice particles by methods of geometric and physical optics. The solution was constructed for hexagonal shaped particles (hexagonal ice column) and droxtals. The results of comparison of the light scattering matrix over the entire sphere of direction showed that the use of geometric optics approximation in the backward scattering direction can lead to significant errors, especially for hexagonal particles which are characterized by the presence of angular reflection.

**Keywords:** light scattering, physical optics, ice particles, cirrus clouds, geometric optics, optical properties.

## ВВЕДЕНИЕ

Задача рассеяния света на крупных несферических частицах является сложной задачей атмосферной оптики, традиционно решаемой точными численными методами, такими как DDA, FDTD, PSTD и др. [Yurkin, Hoekstra, 2011; Archambeault, 2017; Liu et al., 2012]. Однако область применимости точных численных методов ограничена размером частиц 5–10 мкм, поскольку для более крупных частиц решение является слишком ресурсо-затратным. Поскольку размеры частиц перистых облаков и крупного полевого аэрозоля достигают 1000 мкм, общепринятым методом в таком случае является приближение геометрической оптики [Yang, Liou, 1995]. Однако, вообще говоря, оно неприменимо для решения задачи рассеяния света на частицах правильной гексагональной формы, так как в направлении рассеяния назад ($\theta=180°$) возникает пик сингулярности [Коношонкин и др., 2014]. Эту проблему можно обойти, используя метод физической оптики [Shishko et al., 2019]. Однако он обладает высокой вычислительной трудоемкостью при решении задачи рассеяния света по всем направлениям рассеяния. Например, расчет только точки направления рассеяния назад ($\theta=180°$) на вычислительном кластере ИОА СО РАН занимает несколько месяцев [Ткачев и др., 2021], а для поставленной задачи необходимо рассчитать решение по всей сфере направлений рассеяния.

Следовательно, для решения задачи рассеяния света по всей сфере направления следует объединить преимущества методов геометрической и физической оптики, т. е. применить подход сшивания решений: решение по всем углам рассеяния (кроме точки рассеяния назад) строить в приближении геометрической оптики, а в направлении рассеяния назад, где приближение геометрической оптики приводит к значительным ошибкам, использовать решение, полученное в рамках физической оптики. Работа посвящена исследованию возможности объединения решений физической и геометрической оптики.

В качестве тестовой задачи проводилось решение на типичных частицах перистых облаков гексагональный столбик и дрокстал. Так как для таких частиц может присутствовать уголковое отражение и пик сингулярности назад. Решение получено в рамках геометрической и физической оптики.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО РАСЧЕТА

Из результата расчета (рис. 1) можно увидеть, что для гексагональных столбиков интенсивность в приближении геометрической оптики стремится к высоким значениям. С увеличением диапазона углов рассеяния увеличение интенсивности происходит при углах рассеяния 179°–180°. При этом точка рассеяния назад, рассчитанная в раках физической оптики, значительно отличается.

Немного иначе решение выглядит для дроксталлов (рис. 2). Поскольку для дроксталлов вклад уголковой компоненты рассеянного света не имеет доминирующего характера, пик сингулярности в окрест-

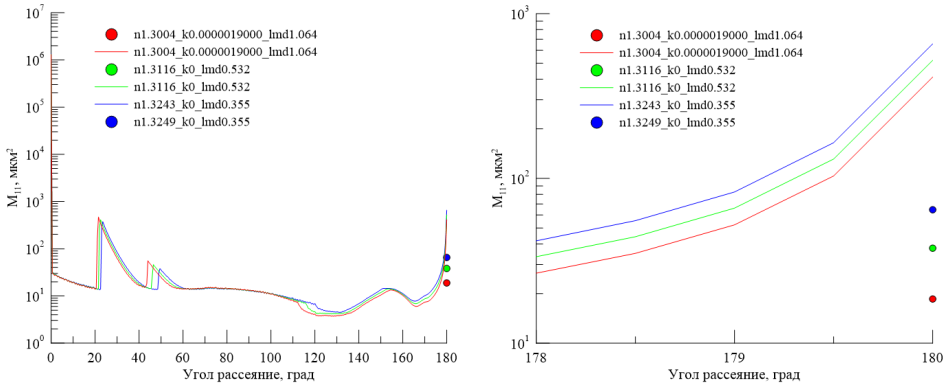



*Рис. 1.* Сравнение элемента $M_{11}$ матрицы рассеяния света для гексагонального столбика, полученные методом физической оптики (точки) и геометрической оптики (сплошные линии), построенные в зависимости от угла

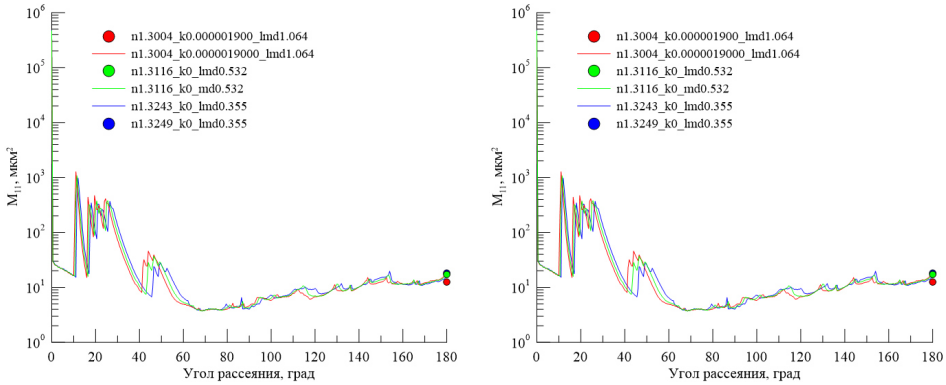



*Рис. 2.* Сравнение элемента $M_{11}$ матрицы рассеяния света для дрокстала, полученные методом физической оптики (точки) и геометрической оптики (сплошные линии), построенные в зависимости от угла рассеяния

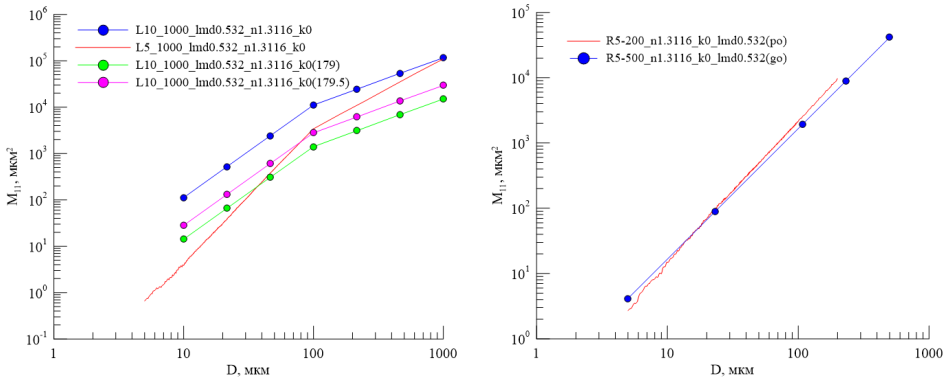



*Рис. 3.* Сравнение элемента $M_{11}$ матрицы рассеяния света для столбика (слева) и для дрокстала (справа), полученные методом геометрической оптики (точки) и физической оптики (сплошная красная линия), построенные в зависимости от размера частицы для фиксированного угла рассеяния около направления назад

ности углов рассеяния 179°–180° не наблюдается. В связи с этим решения геометрической и физической оптики примерно совпадают. Однако в направлении рассеяния назад существует еще и когерентный пик обратного рассеяния, который не может быть учтен в рамках приближения геометрической оптики, поэтому истинным следует считать решение в рамах физической оптики.

Динамика различия решений с ростом размера частиц представлена на рис. 3. В частности, на панели слева видно, что геометрический пик сингулярности для точки 180° (синяя линия) сходится с решением, полученным в рамках физической оптики только для части размером 1000 мкм. При этом решения для точек 179° и 179.5° значительно отличаются. Однако решение, полученное для дрокстаплов (панель справа), демонстрирует меньшее расхождение, которое вызвано лишь наличием когерентного пика обратного рассеяния.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты численного исследования показали, что решение задачи рассеяния света, полученное в рамках геометрической и физической оптики, существенно отличаются для частиц, имеющих гексагональную форму, ввиду появления для таких частиц пика сингулярности в направлении рассеяния строго назад. При этом для частиц, для которых вклад уголковой компоненты рассеянного излучения не является до-

минирующим, например для дроксталлов, решения отличаются только из-за когерентного пика обратного рассеяния. Таким образом, совместное решение, построенное в рамках геометрической и физической оптики для частиц, не содержащих пика сингулярности обратного рассеяния, может быть получено заменой в геометрооптическом решении лишь точки 180° на решение, полученное в рамках метода физической оптик. Для частиц, у которых присутствует пик сингулярности в обратном рассеянии, необходимо проводить замену решений в значительной окрестности направлений рассеяния назад, например, в диапазоне углов 175°–180°.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Коношонкин А.В., Кустова Н.В., Боровой А.Г. Граница применимости приближения геометрической оптики для решения задачи обратного рассеяния света на квазигоризонтально ориентированных гексагональных ледяных пластинках. *Оптика атмосферы и океана*. 2014. Т. 27, № 8. С. 705–712.

Ткачев И.В., Тимофеев Д.Н., Кустова Н.В., Коношонкин А.В. Банк данных матриц обратного рассеяния света на атмосферных ледяных кристаллах размерами 10–100 мкм для интерпретации данных лазерного зондирования. *Оптика атмосферы и океана*. 2021. Т. 34, № 3. С. 199–206.

Archambeault B. Introduction to the finite-difference time-domain (FDTD) technique. *IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility and Signal/Power Integrity (EMCSI)*. 2017. P. 1–43.

Liu C., Panetta R.L., Yang P. Application of the pseudo-spectral time domain method to compute particle single-scattering properties for size parameters up to 200. *J. Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*. 2012. Vol. 113. P. 1728–1740.

Shishko V.A., Konoshonkin A.V., Kustova N.V., et al. Coherent and incoherent backscattering by a single large particle of irregular shape. *Optics Express*. 2019. Vol. 27, no. 23. P. 32984–32993.

Yang P., Liou K.N. Light scattering by hexagonal ice crystals: Comparison of finite-difference time domain and geometric optics models. *J. Optical Society of America. A: Optics and Image Science, and Vision.* 1995. Vol. 12, no. 1. P. 162–176.

Yurkin M.A., Hoekstra A.G. The discrete-dipole-approximation code ADDA: Capabilities and known limitations. *J. Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*. 2011. Vol. 112. P. 2234–2247.

УДК 621.396.94, 004.89

# МЕТОД ИНТЕЛЛЕКТУАЛЬНОГО АНАЛИЗА ДАННЫХ ДЛЯ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ЗНАЧЕНИЙ ПОЛОСЫ КОГЕРЕНТНОСТИ ИЗМЕНЯЮЩЕГОСЯ ТРАНСИОНОСФЕРНОГО РАДИОКАНАЛА

**А.А. Кислицын, Н.В. Рябова, Н.А. Конкин**

Поволжский государственный технологический университет, Йошкар-Ола, Россия
KislitsinAA@volgatech.netaleshka_89_@mail.ru

# METHOD OF INTELLIGENT DATA ANALYSIS FOR PREDICTING THE COHERENCE BANDWIDTH OF A VARIABLE TRANSIONOSPHERIC RADIO CHANNEL

**A.A. Kislitsin, N.V. Ryabova, N.A. Konkin**

Volga State University of Technology, Yoshkar-Ola, Russia
KislitsinAA@volgatech.netaleshka_89_@mail.ru

**Аннотация.** Решается задача прогнозирования значений полос когерентности трансионосферного канала связи с применением методов интеллектуального анализа данных. Для предварительной обработки суточного хода полосы когерентности трансионосферных радиоканалов применена декомпозиция временного ряда на трендовую, сезонную и вариационную составляющие. Для выделения трендовой составляющей используется фильтр Ходрика—Прескотта, к вариационной составляющей применен алгоритм машинного обучения Isolation Forest с целью детектирования и аппроксимации аномальных точек временного ряда. Для повышения точности прогнозирования использовалась модель машинного обучения с применением алгоритма XGBoost, основанного на методе сдвигов значений полосы когерентности с вычитанием. Формирование новых признаков за счет метода сдвига позволило повысить точность прогноза примерно на 11 % и снизить среднеквадратичное отклонение (СКО) прогнозного значения полосы когерентности на 8 МГц. Обработка трендовой и вариационной составляющей позволила повысить коэффициент детерминации (КД) на 4 % и снизить СКО прогнозного значения полосы когерентности на 2 МГц.

**Ключевые слова:** полоса когерентности, трансионосферный радиоканал, декомпозиция временного ряда, машинное обучение, XGBoost, коэффициент детерминации.

**Abstract.** Paper presents the findings of the research into the problem of predicting the values of the coherence bandwidth of a transionospheric communication channel with the use of intelligent data analysis methods. To perform preliminary processing of the diurnal variations of the coherence bandwidth of transionospheric radio channels, we applied the decomposition of the time series into trend, seasonal, and variational components. The Hodrick—Prescott filter was used to get the trend component, and the Isolation Forest machine learning algorithm was applied to the variational component to detect and approximate anomalous samples in the time series. To improve the accuracy of forecasting, we used a machine learning model based on the XGBoost algorithm, which is based on the method of shifting the values of the coherence bandwidth with subtraction. The formation of new features due to the shift method allowed us to increase the forecast accuracy by roughly 11 % and to reduce RMS of the predicted value of the coherence bandwidth by 8 MHz. The processing of the trend and variational components allowed us to rise the coefficient of determination by 4 % and to reduce the RMS of the predicted value by 2 MHz.

**Keywords:** coherence bandwidth, transionospheric radio channel, time series decomposition, machine learning, XGBoost, coefficient of determination.

## ВВЕДЕНИЕ

Применение широкополосных сигналов в системах спутниковой связи вызвано получением возможности увеличения скорости передачи информации в трансионосферном канале связи, повышения уровня помехоустойчивости и энергетической скрытности и снижения уровня энергопотребления. Однако положительные стороны использования широкополосных сигналов отчасти нивелируются необходимостью ограничивать полосу частот каналов из-за влияния ионосферы, изменяя тем самым информационно-технические характеристики спутниковых систем связи. Влияние неоднородной во времени и пространстве ионосферы приводит к возникновению частотной дисперсии в трансионосферном канале передачи данных. В работах [Ivanov et al., 2017; Кислицын, 2019] показано, что степень искажения системных характеристик трансионосферного радиоканала можно оценить, сравнивая параметр, называемый полосой когерентности канала (предельная полоса частот), с полосой пропускания канала связи. В свою очередь, полоса когерентности трансионосферного радиоканала определяется полным электронным содержанием (ПЭС) ионосферы, значение которого варьирует в зависимости от различных факторов: времени суток, сезона, геомагнитной обстановки, солнечной активности. Из-за различных вариаций ПЭС при обработке данных возникают выбросы (аномалии) в суточных вариациях полосы когерентности. Важной проблемой в задаче прогнозирования на основе применения интеллектуальных методов является отсутствие дополнительных предикторов суточных вариаций прогнозируемого параметра (полосы когерентности), которые бы влияли на точность итоговой модели машинного обучения. Для решения задачи прогнозирования полос когерентности предлагается использовать интеллектуальный анализ большого объема данных (Big Data) от навигационных приемников сети ГНСС. Целью работы является прогнозирование значений полосы когерентности на основе интеллектуального анализа данных.

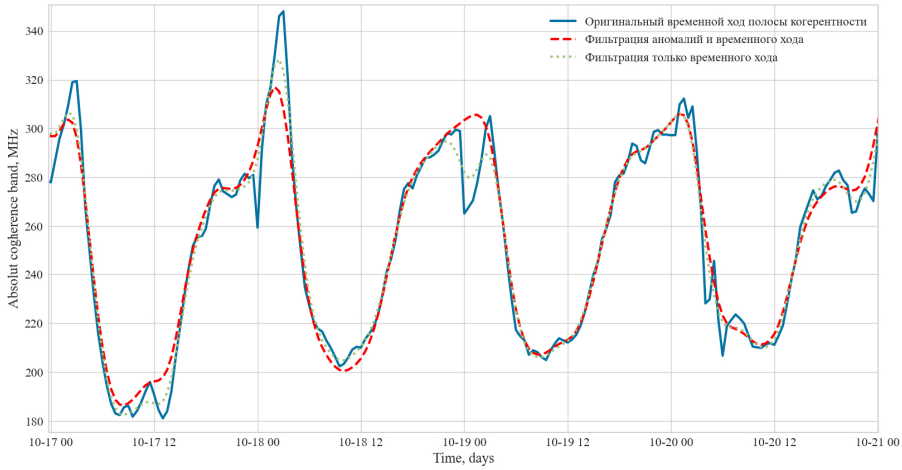



*Рис. 1.* Графики фильтрации временного ряда полосы когерентности

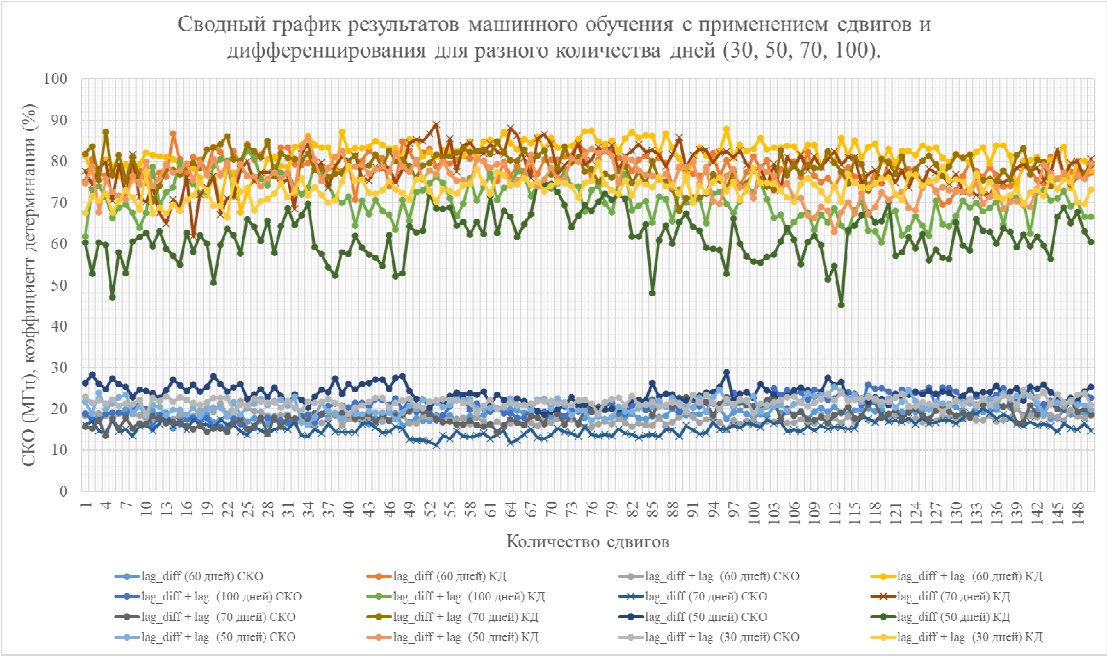



*Рис. 2.* Зависимость КД и СКО от количества сдвигов для случаев с комбинацией lag_diff + lag и только lag_diff, где lag_diff — сдвиг с вычитанием, lag — только сдвиг

## ФИЛЬТРАЦИЯ ВАРИАЦИОННОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ ВРЕМЕННОГО РЯДА ПОЛОСЫ КОГЕРЕНТНОСТИ

Для работы радиотехнических систем, использующих трансионосферный радиоканал, важным параметром является полоса когерентности канала, т. е. полоса частот, для которой справедливо условие $B_{ch} < B_k$, где $B_{ch}$ — полоса канала, $B_k$, — полоса когерентности. В пределах этой полосы дисперсионными искажениями можно пренебречь.

Согласно [Ivanov et al., 2017; Ivanov, 2019], выражение для полосы когерентности можно представить в виде

$$Bk = \sqrt{\left(c\bar{f}^3\right)/\left(\pi k \bar{N}_t\right)}, \quad (1)$$

где $\bar{N}_t = \int_s N_e(z)dz$ — полное электронное содержание (истинное *TEC)*; $k$=80.5 [м$^3$/с$^2$]; $c$ — скорость света.

На первом этапе предварительной обработки суточного хода полосы когерентности решалась задача декомпозиции временного ряда. Временные вариации можно описать тремя составляющими: трендом, сезонностью и вариациями с применением методов аппроксимации и определения выбросов вариаций полос когерентности. Сглаживание долгосрочных циклических компонент временного хода полосы когерентности осуществлялось на основе фильтра Ходрика—Прескотта. Вариационный ряд вычислялся как разность между исходным временным рядом, трендом и сезонной компонентой, поэтому в его структуре отсутствуют постоянные составляющие. Одной из основных задач фильтрации вариационной компоненты является детектирование отсчетов, которые вносят максимальное отклонение от тренда временного ряда. Определение максимальных отклонений (выбросов) вариационной составляющей реализовано с помощью алгоритма Isolation Forest, который представляет собой модель машинного обучения для определения ано-

мальных точек за счет генерирования случайных деревьев (алгоритм случайного леса) на исследуемой выборке, пропускание каждой точки через сгенерированное дерево и оценку расстояния конкретной точки в структуре дерева. Точки, имеющие меньшее расстояние, относятся к разряду аномальных.

На рис. 1 показаны результаты фильтрации временного ряда полосы когерентности с применением обработки компонент этого ряда и без нее.

Анализируя полученные результаты, установлено, что фильтрация компонент временного ряда позволяет более точно аппроксимировать резкие скачки значений полосы когерентности.

## ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ ДИФФЕРЕНЦИРОВАНИЯ В ЗАДАЧЕ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ЗНАЧЕНИЙ ПОЛОСЫ КОГЕРЕНТНОСТИ

На следующем этапе было проведено исследование влияния количества дней тренировочной выборки данных на результаты алгоритма XGBoost, а также количества сдвигов с использованием дифференцирования и без него. Для обучения алгоритма были доступны данные за 100 дней с 15 августа 2021 г. В ходе анализа влияния количества циклов (дней) на точность прогнозирования были выделены выборки 30, 50, 70 и 100 дней. Для каждого набора данных проведены вычисления влияния количества сдвигов с учетом вычитания и без него. Общий анализ показал, что с количеством сдвигов, близким к 150, снижается КД алгоритма и среднеквадратическое отклонение, поэтому в исследовании ограничивается число сдвигов (150). На рис. 2 показаны полученные зависимости СКО и КД от количества сдвигов.

Наилучшие результаты для всех наборов данных находятся в диапазоне 50–80 сдвигов. Лучший результат с КД 90 % и СКО 11.1 МГц показала выборка 70 дней с использованием lag_diff (сдвиг с вычитанием). Наихудшие результаты получены для 50-дневной выборки.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Решена задача интеллектуальной обработки суточных вариаций полосы когерентности трансионосферных радиоканалов с целью прогнозирования. Применен подход декомпозиции временного ряда на трендовую, сезонную и вариационную (ошибки) составляющие. К трендовой составляющей применен фильтр Ходрика—Прескотта, который позволил выполнить аппроксимацию краткосрочных вариаций, связанных с неоднородностями ионосферы. К вариационной составляющей применен алгоритм машинного обучения Isolation Forest для детектирования и аппроксимации аномальных точек временного ряда. Формирование новых признаков за счет метода сдвига позволило повысить точность прогноза примерно на 11 % и снизить СКО на 8 МГц, а обработка трендовой и вариационной составляющей позволили повысить коэффициент детерминации на 4 % и снизить СКО ошибки на 2 МГц.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда, проект № 22-19-00073.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Кислицын А.А. Комплексный подход к адаптивной компенсации дисперсионных искажений системных характеристик широкополосных трансионосферных радиоканалов. *Вестник Поволжского государственного технологического университета*. Сер. Радиотехнические и инфокоммуникационные системы. 2019. № 3 (43). С. 6–21.

Ivanov D.V., Ivanov V.A., Ryabova N.V., et al. Dispersive distortions of system characteristics of broadband transionospheric radio channels. *J. Applied Engineering Sci*. 2017. Vol. 15, no 4. P. 500–555. DOI: 10.5937/jaes15-11784.

Ivanov D.V., Ivanov V.A., Ryabova N.V., et al. The plotting algorithm of coherence band maps of transionospheric radio channels. *Proc. SPIE 10466. 23rd International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics.* 2017. Vol. 10466. P. 1–4. DOI: 10.1117/12.2285658.

Ivanov V.A., Ryabova N.V., Ryabova M.I., et al. Hardware software system for producing coherent bandwidth maps of transionospheric wideband radio channel. *Systems of Signal Synchronization, Generating and Processing in Telecommunications. (SYNCHROINFO)*. 2019. DOI: 10.1109/SYNCHROINFO.2019.8813934.

УДК 550.510.535

# ПРИМЕНЕНИЕ АНСАМБЛЕВОГО ПОДХОДА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЙ ИОНОСФЕРЫ НА ОСНОВЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

**М.В. Клименко[1,2], В.В. Клименко[1,2], Ф.С. Бессараб[1,2], К.Г. Ратовский[3], Т.В. Суходолов[1,2], Е.В. Розанов[1,2]**

[1]Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия
[2]Калининградский филиал Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, Калининград, Россия
maksim.klimenko@mail.ru
[3] Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск

# APPLICATION OF THE ENSEMBLE APPROACH FOR IONOSPHERIC INVESTIGATIONS BASED ON SIMULATION RESULTS

**M.V. Klimenko[1,2], V.V. Klimenko[1,2], F.S. Bessarab[12], K.G. Ratovsky[3], T.V. Sukhodolov[1,2], E.V. Rozanov[1,2]**

[1]St Petersburg University, Sankt Petersburg, Russia
[2]West Department of the Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation RAS, Kaliningrad, Russia
maksim.klimenko@mail.ru
[3]Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia

**Аннотация.** Представлена оценка значимости ионосферного отклика на солнечные и магнитосферные протоны, полученная на основе проведенных и проанализированных восьми ансамблевых расчетов для спокойных условий и восьми аналогичных расчетов для возмущенных условий.

**Ключевые слова**: модель, космическая погода, система ионосфера—плазмосфера, атмосфера.

**Abstract**. We estimate the significance of ionospheric response to solar and magnetospheric protons. The estimation was obtained on the basis of eight ensemble calculations performed and analyzed for quiet conditions, and eight similar calculations for disturbed conditions.

**Keywords**: model, space whether, ionosphere—plasmasphere system, atmosphere.

## ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время одной из актуальных задач физики околоземной космической плазмы является создание корректной глобальной модели атмосферы и ионосферы с учетом самосогласованного описания электрических полей. Шаги в этом направлении уже делаются. Например, продолжается объединение моделей TIE-GCM и WACCM-X в Обсерватории верхней атмосферы (HAO NCAR) [Pedatella et al., 2016]. Канадская модель ионосферы и атмосферы (C-IAM) находится также в стадии разработки. Модель представляет собой сочетание расширенной версии канадской модели средней атмосферы (CMAM) и модели верхних слоев атмосферы (UAM). Модель C-IAM и некоторые полученные с ее помощью результаты кратко представлены в [Martynenko et al., 2014]. Модель EAGLE представляет собой объединение химико-климатической модели (ХКМ) HAMMONIA (MPI-MET, Гамбург, Германия) с моделью ГСМ ТИП (Калининград, Россия). С помощью модели EAGLE был проведен ряд научных исследований, позволивший интерпретировать некоторые особенности распределения параметров верхней атмосферы на основе атмосферно-ионосферного взаимодействия [Klimenko et al., 2019].

Недавно модель всей атмосферы EAGLE использовалась для изучения влияния солнечных протонных событий (СПС) и высыпаний магнитосферных протонов на поведение параметров системы атмосфера—ионосфера в январе 2005 г. [Bessarab et al., 2021]. Наиболее сильные события с 15 по 23 января 2005 г. произошли 17 и 20 января. СПС 20 января было самым мощным событием типа Ground Level Enhancement (GLE) за более чем 50 последних лет. Протонные события и значительные высыпания магнитосферных протонов происходили на фоне геомагнитных возмущений, которые значительно воздействуют на ионосферу и тем самым маскируют ионосферные эффекты солнечных и магнитосферных протонов в данных наблюдений. Характеристики потоков солнечных и магнитосферных протонов и скорости ионизации от них рассчитывались с помощью модели AIMOS (Atmospheric Ionization Module Osnabrück) [Wissing, Kallenrode, 2009], которая использует данные спутниковой группировки GOES и POES. Несмотря на относительную прозрачность термосферы для протонов высоких энергий, в численных экспериментах [Bessarab et al., 2021] был получен ионосферный отклик на СПС и протонные высыпания из хвоста магнитосферы. На высотах F2-слоя ионосферы положительные возмущения электронной концентрации формируются в приэкваториальной области вследствие генерации динамических процессов в стратосфере и мезосфере, которые вызывают направленный к экватору перенос атомарного кислорода. Было показано также, что на фазе восстановления после усиления солнечных и магнитосферных протонов концентрация электронов в области F ионосферы и полное электронное содержание на низких и средних

широтах растут, что связано с увеличением концентрации атомарного кислорода. Целью данной работы является оценка значимости ионосферного отклика на солнечные и магнитосферные протоны.

## МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ

Для оценки значимости ионосферного отклика на солнечные и магнитосферные протоны было проведено восемь ансамблевых расчетов для спокойных условий и восемь аналогичных расчетов для возмущенных условий. В вариантах расчетов для спокойных условий высыпания электронов и протонов не менялись день ото дня, оставаясь такими же, как и для 1 января 2005 г., т. е. для восьми ансамблевых расчетов в спокойных условиях указанные выше параметры оставались неизменными. В расчетах для возмущенных условий высыпания электронов брались такими же, как и в спокойных условиях, а протонные высыпания менялись каждые два часа согласно модели AIMOS. Во всех ансамблевых расчетах неизменными оставались солнечная активность, разность потенциалов через полярные шапки, продольные токи 2-ой зоны (как в спокойных условиях) и высыпания авроральных электронов. В ансамблевых расчетах начальные условия полей температур на высотах 0–90 км случайным образом менялось на 1–2 K. При этом с одними и теми же начальными условиями проводилось два расчета с 1 по 31 января: один для спокойных условий, другой — для возмущенных. На основе ансамблевых расчетов были получены восемь ансамблевых возмущений среднезональных значений полного электронного содержания (ПЭС). Затем мы рассчитали математическое ожидание возмущений ПЭС, среднеквадратическое отклонение (СКО) этих возмущений от математического ожидания и их отношение, которое фактически представляет собой отношение сигнал/шум.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

Анализ полученных результатов позволил выявить роль процессов, происходящих в стратосфере, мезосфере и термосфере, в формировании возмущений глобального и полного электронного содержания в периоды солнечных протонных событий и геомагнитных бурь. На основе анализа ансамблевых расчетов эффектов протонных высыпаний в январе 2005 г. и их статистического анализа показано, что значения шума (СКО), вызванного атмосферно-ионосферными связями, в возмущениях ПЭС близки к нулю в высоких широтах и максимальны в низкоширотной и экваториальной областях. Интересным фактом является то, что СКО в ПЭС имеет четкую UT-вариацию с максимумом в начале суток и минимумом во второй половине каждых суток. Что касается значимости возмущений ПЭС, можно заметить, что в высоких широтах Северного полушария в ПЭС формируется слабозашумленный значимый положительный эффект от протонных высыпаний. На средних и низких широтах возмущения ПЭС с отношением сигнал/шум >1, связанные с протонными высыпаниями, формируются 17, 18 и 22 января 2005 г.

Работа выполнена при поддержке Мегагранта Правительства Российской Федерации № 075-15-2021-583.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Bessarab F.S., Sukhodolov T.V., Klimenko M.V., et al. Ionospheric response to solar and magnetospheric protons during January 15–22, 2005: EAGLE whole atmosphere model results. *Adv. Space Res*. 2021. Vol. 67, no. 1. P. 133–149. DOI: 10.1016/j.asr.2020.10.026.

Klimenko M.V., Klimenko V.V., Bessarab F.S., et al. Identification of the mechanisms responsible for anomalies in the tropical lower thermosphere/ionosphere caused by the January 2009 sudden stratospheric warming. *J. Space Weather Space Climate*. 2019. Vol. 9, no. A39. P. 14. DOI: 10.1051/swsc/2019037.

Martynenko O. et al. Effects on the low-latitudinal ionospheric structure of the lower atmosphere dynamics and magnetospheric electric field as produced by the C-IAM. *XXXIth URSI General Assembly and Scientific Symposium (URSI GASS)*. Beijing, 2014. P. 1–4. DOI: 10.1109/URSIGASS.2014.6929776.

Pedatella N.M. Impact of the lower atmosphere on the ionosphere response to a geomagnetic superstorm. *Geophys. Res. Lett*. 2016. Vol. 43, iss. 18. P. 9383–9389. DOI: 10.1002/2016GL070592.

Wissing J.M., Kallenrode M.B. Atmospheric Ionization Module OSnabrück (AIMOS): A 3D model to determine atmospheric ionization by energetic charged particles from different populations. *J. Geophys. Res*. 2009. Vol. 114, no. A6. DOI: 10.1029/2008JA013884.

УДК 550.510.535

# ПРИМЕНЕНИЕ АНСАМБЛЕВОГО ПОДХОДА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЙ ИОНОСФЕРЫ НА ОСНОВЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

**М.В. Клименко[1], В.В. Клименко[1], Ф.С. Бессараб[1], К.Г. Ратовский[2], Т.В. Суходолов[1], Е.В. Розанов[1]**

[1]Калининградский филиал Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, Калининград, Россия
maksim.klimenko@mail.ru
[2] Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск

# APPLICATION OF THE ENSEMBLE APPROACH FOR IONOSPHERIC INVESTIGATIONS BASED ON SIMULATION RESULTS

**M.V. Klimenko[1,2], V.V. Klimenko[1], F.S. Bessarab[1], K.G. Ratovsky[2], T.V. Sukhodolov[1], E.V. Rozanov[1]**

[1]West Department of the Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation RAS, Kaliningrad, Russia
maksim.klimenko@mail.ru
[2] Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia

**Аннотация.** Представлена оценка значимости ионосферного отклика на солнечные и магнитосферные протоны, полученная на основе проведенных и проанализированных восьми ансамблевых расчетов для спокойных условий и восьми аналогичных расчетов для возмущенных условий.

**Ключевые слова**: модель, космическая погода, система ионосфера—плазмосфера, атмосфера.

**Abstract**. We estimate the significance of ionospheric response to solar and magnetospheric protons. The estimation was obtained on the basis of eight ensemble calculations performed and analyzed for quiet conditions, and eight similar calculations for disturbed conditions.

**Keywords**: model, space whether, ionosphere—plasmasphere system, atmosphere.

## ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время одной из актуальных задач физики околоземной космической плазмы является создание корректной глобальной модели атмосферы и ионосферы с учетом самосогласованного описания электрических полей. Шаги в этом направлении уже делаются. Например, продолжается объединение моделей TIE-GCM и WACCM-X в Обсерватории верхней атмосферы (HAO NCAR) [Pedatella et al., 2016]. Канадская модель ионосферы и атмосферы (C-IAM) находится также в стадии разработки. Модель представляет собой сочетание расширенной версии канадской модели средней атмосферы (CMAM) и модели верхних слоев атмосферы (UAM). Модель C-IAM и некоторые полученные с ее помощью результаты кратко представлены в [Martynenko et al., 2014]. Модель EAGLE представляет собой объединение химико-климатической модели (ХКМ) HAMMONIA (MPI-MET, Гамбург, Германия) с моделью ГСМ ТИП (Калининград, Россия). С помощью модели EAGLE был проведен ряд научных исследований, позволивший интерпретировать некоторые особенности распределения параметров верхней атмосферы на основе атмосферно-ионосферного взаимодействия [Klimenko et al., 2019].

Недавно модель всей атмосферы EAGLE использовалась для изучения влияния солнечных протонных событий (СПС) и высыпаний магнитосферных протонов на поведение параметров системы атмосфера—ионосфера в январе 2005 г. [Bessarab et al., 2021]. Наиболее сильные события с 15 по 23 января 2005 г. произошли 17 и 20 января. СПС 20 января было самым мощным событием типа Ground Level Enhancement (GLE) за более чем 50 последних лет. Протонные события и значительные высыпания магнитосферных протонов происходили на фоне геомагнитных возмущений, которые значительно воздействуют на ионосферу и тем самым маскируют ионосферные эффекты солнечных и магнитосферных протонов в данных наблюдений. Характеристики потоков солнечных и магнитосферных протонов и скорости ионизации от них рассчитывались с помощью модели AIMOS (Atmospheric Ionization Module Osnabrück) [Wissing, Kallenrode, 2009], которая использует данные спутниковой группировки GOES и POES. Несмотря на относительную прозрачность термосферы для протонов высоких энергий, в численных экспериментах [Bessarab et al., 2021] был получен ионосферный отклик на СПС и протонные высыпания из хвоста магнитосферы. На высотах F2-слоя ионосферы положительные возмущения электронной концентрации формируются в приэкваториальной области вследствие генерации динамических процессов в стратосфере и мезосфере, которые вызывают направленный к экватору перенос атомарного кислорода. Было показано также, что на фазе восстановления после усиления солнечных и магнитосферных протонов концентрация электронов в области F ионосферы и полное электронное содержание на низких и средних широтах растут, что связано с увеличением концентрации атомарного кислорода. Целью данной работы является оценка значимости ионосферного отклика на солнечные и магнитосферные протоны.

## МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ

Для оценки значимости ионосферного отклика на солнечные и магнитосферные протоны было проведено восемь ансамблевых расчетов для спокойных условий и восемь аналогичных расчетов для возмущенных условий. В вариантах расчетов для спокойных условий высыпания электронов и протонов не менялись день ото дня, оставаясь такими же, как и для 1 января 2005 г., т. е. для восьми ансамблевых расчетов в спокойных условиях указанные выше параметры оставались неизменными. В расчетах для возмущенных условий высыпания электронов брались такими же, как и в спокойных условиях, а протонные высыпания менялись каждые два часа согласно модели AIMOS. Во всех ансамблевых расчетах неизменными оставались солнечная активность, разность потенциалов через полярные шапки, продольные токи 2-ой зоны (как в спокойных условиях) и высыпания авроральных электронов. В ансамблевых расчетах начальные условия полей температур на высотах 0–90 км случайным образом менялось на 1–2 K. При этом с одними и теми же начальными условиями проводилось два расчета с 1 по 31 января: один для спокойных условий, другой — для возмущенных. На основе ансамблевых расчетов были получены восемь ансамблевых возмущений среднезональных значений полного электронного содержания (ПЭС). Затем мы рассчитали математическое ожидание возмущений ПЭС, среднеквадратическое отклонение (СКО) этих возмущений от математического ожидания и их отношение, которое фактически представляет собой отношение сигнал/шум.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

Анализ полученных результатов позволил выявить роль процессов, происходящих в стратосфере, мезосфере и термосфере, в формировании возмущений глобального и полного электронного содержания в периоды солнечных протонных событий и геомагнитных бурь. На основе анализа ансамблевых расчетов эффектов протонных высыпаний в январе 2005 г. и их статистического анализа показано, что значения шума (СКО), вызванного атмосферно-ионосферными связями, в возмущениях ПЭС близки к нулю в высоких широтах и максимальны в низкоширотной и экваториальной областях. Интересным фактом является то, что СКО в ПЭС имеет четкую UT-вариацию с максимумом в начале суток и минимумом во второй половине каждых суток. Что касается значимости возмущений ПЭС, можно заметить, что в высоких широтах Северного полушария в ПЭС формируется слабозашумленный значимый положительный эффект от протонных высыпаний. На средних и низких широтах возмущения ПЭС с отношением сигнал/шум >1, связанные с протонными высыпаниями, формируются 17, 18 и 22 января 2005 г.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ №21-17-00208.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Bessarab F.S., Sukhodolov T.V., Klimenko M.V., et al. Ionospheric response to solar and magnetospheric protons during January 15–22, 2005: EAGLE whole atmosphere model results. *Adv. Space Res*. 2021. Vol. 67, no. 1. P. 133–149. DOI: 10.1016/j.asr.2020.10.026.

Klimenko M.V., Klimenko V.V., Bessarab F.S., et al. Identification of the mechanisms responsible for anomalies in the tropical lower thermosphere/ionosphere caused by the January 2009 sudden stratospheric warming. *J. Space Weather Space Climate*. 2019. Vol. 9, no. A39. P. 14. DOI: 10.1051/swsc/2019037.

Martynenko O. et al. Effects on the low-latitudinal ionospheric structure of the lower atmosphere dynamics and magnetospheric electric field as produced by the C-IAM. *XXXIth URSI General Assembly and Scientific Symposium (URSI GASS)*. Beijing, 2014. P. 1–4. DOI: 10.1109/URSIGASS.2014.6929776.

Pedatella N.M. Impact of the lower atmosphere on the ionosphere response to a geomagnetic superstorm. *Geophys. Res. Lett*. 2016. Vol. 43, iss. 18. P. 9383–9389. DOI: 10.1002/2016GL070592.

Wissing J.M., Kallenrode M.B. Atmospheric Ionization Module OSnabrück (AIMOS): A 3D model to determine atmospheric ionization by energetic charged particles from different populations. *J. Geophys. Res*. 2009. Vol. 114, no. A6. DOI: 10.1029/2008JA013884.

УДК 537.86

# МЕТОД ФИЗИЧЕСКОЙ ОПТИКИ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ РАССЕЯНИЯ СВЕТА НА НЕСФЕРИЧЕСКИХ ЧАСТИЦАХ АТМОСФЕРНОГО АЭРОЗОЛЯ

**[1, 2]А.В. Коношонкин, [1]В.А. Шишко, [1]Д.Н. Тимофеев, [1]Н.В. Кустова, [2]К.С. Сальников**

[1]Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, Томск, Россия
a.kon@iao.ru
[2]НИ Томский государственный университет, Томск, Россия

# THE PHYSICAL OPTICS METHOD FOR SOLVING THE LIGHT SCATTERING PROBLEM BY ATMOSPHERIC AEROSOL NONSPHERICAL PARTICLES

**[1, 2]A.V. Konoshonkin, [1]V.A. Shishko, [1]D.N. Timofeev, [1]N.V. Kustova, [2]K.C. Salnikov**

[1]V.E. Zuev Institute of Atmospheric Optics SB RAS, Tomsk, Russia
a.kon@iao.ru
[2]Tomsk State University, Tomsk, Russia

**Аннотация.** Представлены результаты решения задачи рассеяния света на несферических частицах атмосферного аэрозоля. Показано, что метод физической оптики хорошо согласуется как с точными численными методами, так и с приближением геометрической оптики. С учетом волновых свойств света метод применим для разрешения как когерентного пика обратного рассеяния, так и сингулярного пика, образованного эффектом уголкового отражения света на гранях идеальных кристаллических частиц. Это делает метод применимым при построении оптических моделей, необходимых для решения задач лазерного зондирования атмосферы.

**Ключевые слова:** обратное рассеяние света, перистые облака, ледяные частицы, искажение формы, физическая оптика.

**Abstract.** The report presents the results of solving the light scattering problem on non-spherical particles of atmospheric aerosol. It is shown that the physical optics method is in good agreement with the exact numerical methods and geometric optics approximation. Taking into account wave properties of light, the method is applicable to resolving both the coherent backscattering peak and the singular peak formed by the effect of corner reflection. This makes the method applicable to constructing the optical models necessary to solve problems of atmospheric laser sounding.

**Keywords:** light backscattering, cirrus clouds, ice particles, shape distortion, physical optics.

## ВВЕДЕНИЕ

Рассеяние света на несферических частицах атмосферного аэрозоля — сложная актуальная задача атмосферной оптики [Liou, 1986]. Атмосферный аэрозоль, к которому можно отнести и ледяные кристаллы облаков, оказывает значительное влияние на процессы переноса излучения в атмосфере [Baker, 1997]. При этом большинство современных оптических моделей атмосферного аэрозоля построены в предположении, что частицы в пространстве имеют хаотическую ориентацию. Однако независимые экспериментальные наблюдения показывают, что крупные несферические частиц (размером более 50 мкм), как правило, ориентированы в пространстве таким образом, что их больший размер оказывается в горизонтальной плоскости.

Построение оптической модели крупных частиц атмосферного аэрозоля в случае его преимущественной ориентации необходимо для уточнения радиационных блоков климатических моделей. Однако на сегодняшний день в мире не существует общеизвестных методов решения задачи рассеяния света на таких частицах. Традиционно задача рассеяния света решается точными численными методами, такими как DDA [Yurkin, Hoekstra, 2011], FDTD [Kunz, 1993], T-Matrix, II-TM [Yang, 2006] и пр. Однако все они неприменимы для решения задачи рассеяния света на частицах размерами более 50 мкм из-за своей вычислительной ресурсоемкости, которая экспоненциально растет с ростом размера частиц.

Другим активно развиваемым подходом является приближение геометрической оптики [Wendling, 1979]. Однако граница применимости такого приближения соответствует размерам 200–1000 мкм в зависимости от формы частицы и интересующего диапазона углов рассеяния. Для частиц меньших размеров применять приближение геометрической оптики следует с большой осторожностью, тщательно анализируя погрешность полученных результатов. В частности, большая ошибка возникает в случае обратного рассеяния для ледяных кристаллических частиц перистых облаков. Для таких частиц в направлении рассеяния назад в решении, полученном в рамках приближения геометрической оптики, содержится сингулярность. Более того, даже в случае отсутствия сингулярности в направлении рассеяния назад существует когерентный пик обратного рассеяния [Shishko, 2019]. Этот пик не может быть учтен в рамках приближения геометрической оптики, которое не учитывает волновые свойства.

Большие перспективы для решения поставленной задачи имеет метод физической оптики [Borovoi, 2013]. Данный метод является развитием приближения геометрической оптики и позволяет учитывать волновые свойства света в рамках эффектов дифракции и интерференции. Учет волновых свойств света сдвигает нижнюю границу применимости метода до частиц размерами 10–30 мкм, что фактически перекрывается с верхней границей применимости точных численных методов.

В частности, на рис. 1 показано сравнение решений, полученных в рамках различных методов на примере ледяной гексагональной частицы. Размер частицы определяется относительным размером $x=2\pi r/\lambda$. Решение строилось в виде матрицы рассеяния света (матрицы Мюллера) размерностью 4×4.

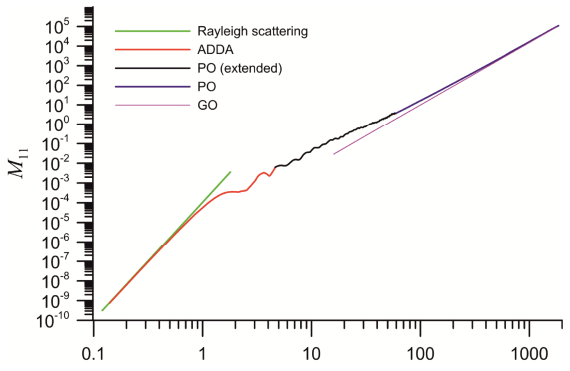



*Рис. 1*. Сравнение первого элемента матрицы рассеяния света в зависимости от размера ледяного гексагонального столбика, рассчитанной различными методами: метод дискретных диполей ADDA, приближение Релея (Rayleigh scattering), геометрооптический режим GO, метод физической оптики (PO, PO extended)

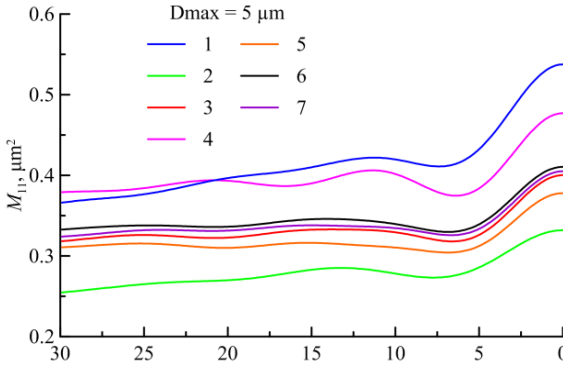



*Рис. 2*. Когерентный пик обратного рассеяния для различных частиц

Из сопоставления методов (см. рис. 1) видно, что метод физической оптики хорошо согласуется с точным численным методом — методом дискретных диполей, с одной стороны, и выходит на геометрооптический режим, с другой стороны.

В качестве иллюстрации возможностей метода физической оптики на рис. 2 показан когерентный пик обратного рассеяния для ледяного гексагонального столбика размером 5 мкм. Здесь фазовый угол отсчитывается от направления рассеяния назад, угол 0° соответствует рассеянию строго назад.

Метод физической оптики оказывается эффективным для изучения многих особенностей, возникающих при решении задачи рассеяния света на крупных несферических частицах. На рис. 3 показан эффект отрицательной степени линейной поляризации, возникающей в окрестности когерентного пика обратного рассеяния.

Уникальность метода физической оптики заключается в том, что удается разделить полное рассеянное поле на его компоненты. На рис. 4 показано разложение минимума линейной поляризации на компоненты. Видно, что причиной возникновения негативной поляризации являются только оптические лучи, испытывающие три акта преломления/отражения на частице атмосферного аэрозоля.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты решения задачи рассеяния света на несферических частицах атмосферного

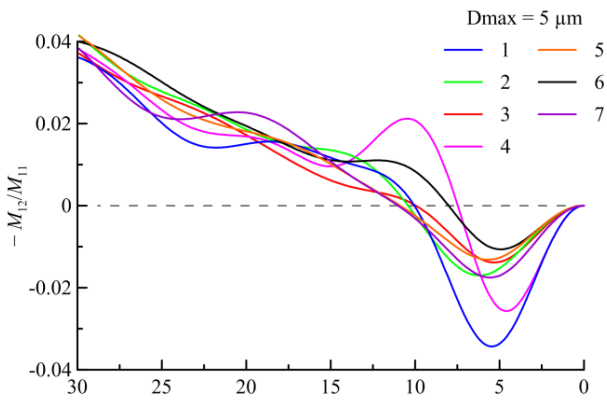



*Рис. 3*. Эффект отрицательной степени линейной поляризации

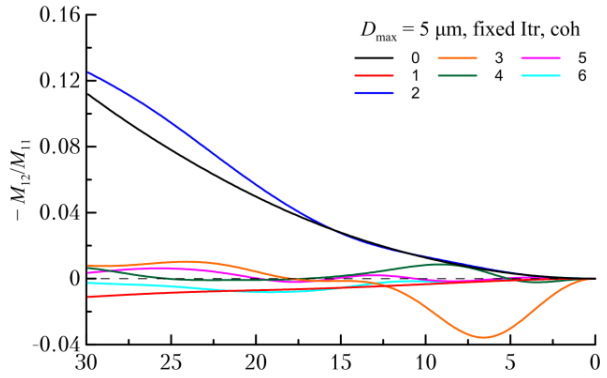



*Рис. 4*. Появление отрицательной степени линейной поляризации

аэрозоля. Показано, что метод физической оптики хорошо согласуется как с точными численными методами, так и с приближением геометрической оптики.

Метод физической оптики оптимален для решения задачи рассеяния света на несферических частицах размерами 10–1000 мкм. С учетом волновых свойств света метод применим для разрешения как когерентного пика обратного рассеяния, так и сингулярного пика, образованного эффектом уголкового отражения света на гранях идеальных кристаллических частиц. Это делает метод применимым при построении оптических моделей, необходимых для решения задач лазерного зондирования атмосферы.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Baker B.M. Cloud microphysics and climate. *Science*. 1997. Vol. 276. P. 1072–1078.

Borovoi A., Konoshonkin A., Kustova N. Backscattering by hexagonal ice crystals of cirrus clouds. *Opt. Lett*. 2013. Vol. 38, no. 15. P. 2881–1884.

Kunz K.S., Luebbers R.J. *Finite Difference Time Domain Method for Electromagnetics*. Boca Raton: FL CRC Press, 1993. 448 p.

Liou K.N. Influence of cirrus clouds on weather and climate processes: A global perspective. *Monthly Weather Rev*. 1986. Vol. 114, no. 6. P. 1167–1199.

Shishko V.A., Konoshonkin A.V., Kustova N.V., et al. Timofeev D.N., Borovoi A.G. Coherent and incoherent backscattering by a single large particle of irregular shape. *Opt. Express*. 2019. Vol. 27, no. 23. P. 32984–32993.

Wendling P., Wendling R., Weickmann H.K. Scattering of solar radiation by hexagonal ice crystals. *Appl. Opt*. 1979.

Vol. 18. P. 2663–2671.

Yang P., Liou K. N. Light scattering and absorption by non-spherical ice crystals. *Light Scattering Rev.* Vol. 1. Chichester: Springer-Praxis, 2006.

Yurkin M.A., Hoekstra A.G. The discrete-dipole-approximation code ADDA: Capabilities and known limitations. *J. Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer.* 2011. Vol. 112. P. 2234–2247.

*Секция С. Диагностика естественных неоднородных сред и математическое моделирование. БШФФ-2022. С. 369–370.*

УДК 539.123, 539.17

# ЗАРЯДОВАЯ КАЛИБРОВКА ОТДЕЛЬНЫХ ОПТИЧЕСКИХ МОДУЛЕЙ БАЙКАЛЬСКОГО НЕЙТРИННОГО ТЕЛЕСКОПА

**М.Г. Крестьянских, И.А. Перевалова, А.А. Куликов, А.С. Белякова, А.А. Семенюк, И.В. Черноусов**

Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия
quatumax@gmail.com

# CHARGE CALIBRATION OF PARTICULAR OPTICAL MODULES OF THE BAIKAL NEUTRINO TELESCOPE

**M.G. Krestyanskikh, I.A. Perevalova, A.A. Kulikov, A.S. Belyakova, A.A. Semenuk, I.V. Chernousov**

Irkutsk State University, Irkutsk, Russia
quatumax@gmail.com

**Аннотация.** Байкальский нейтринный телескоп является глубоководной установкой, используемой для обнаружения астрофизических нейтрино сверхвысоких энергий вплоть до $10^{18}$ эВ. Нейтрино крайне слабо взаимодействуют с веществом, поэтому процесс их регистрации достаточно сложен. Пролетая сквозь Землю, нейтрино может вступать в слабое взаимодействие со средой с образованием вторичной частицы, например, мюона, который сохраняет направление первоначального нейтрино, а также известную часть его энергии. Порожденный таким образом мюон, двигаясь в воде, обладает скоростью, превышающей фазовую скорость света, и поэтому производит черенковское излучение. Это излучение детектируется фотоэлектронными умножителями (ФЭУ) Байкальского нейтринного телескопа. Аналоговый сигнал записывается установкой в некотором аппаратном виде, так называемых кодах аналого-цифрового преобразователя. Для того чтобы перевести аппаратную характеристику ФЭУ в физически значимый заряд фотоэлектрона, необходимо проводить калибровку. В данной работе описана процедура зарядовой калибровки отдельных оптических модулей Байкальского нейтринного телескопа.

**Ключевые слова:** нейтрино, Байкальский нейтринный телескоп, обработка данных, зарядовая калибровка.

**Abstract.** The Baikal Neutrino Telescope is a deep underwater installation used for detection of high-energy astrophysical neutrinos, with energies of up to $10^{18}$ eV. Neutrinos interact with matter extremely weakly, so the process of its registration is quite complicated. Flying through the Earth, a neutrino can interact weakly with matter, thus forming the secondary particle (for example, muon) that keeps direction of the first neutrino and the known part of its energy. Speed of the appearing muon, which moves in water, exceeds the phase speed of light and, therefore, produces Cherenkov radiation. This radiation is detected with photomultipliers of the Baikal Neutrino Telescope. Analog signal is recorded by the installation as an apparatus code, known as analog-to-digital converter codes. In order to convert apparatus characteristics of photomultiplier into a physically meaningful charge of photoelectron, it is necessary to calibrate it. The paper describes a charge calibration procedure of particular optical modules of the Baikal Neutrino Telescope.

**Keywords:** neutrino, the Baikal Neutrino Telescope, data analysis, charge calibration.

## ВВЕДЕНИЕ

Байкальский нейтринный телескоп расположен в оз. Байкал на глубине около 1.5 км и представляет собой сложную систему кластеров, каждый из которых состоит из восьми гирлянд — тросов, которые крепятся ко дну якорем. Каждая гирлянда делится на три секции, на каждой расположено 12 так называемых оптических модулей (ОМ, каналов), являющихся функциональными единицами установки. Главной составляющей частью ОМ является ФЭУ. Несмотря на большую глубину, в воде все же присутствует некоторое количество фотонов от люминесценции воды, космических частиц, а также черенковское излучение от вторичных мюонов, образованных в результате взаимодействия нейтрино со средой. Отдельные оптические модули регистрируют аналоговый сигнал, который затем отправляется в блок сбора данных для проверки на триггерное условие, при соблюдении которого сигнал записывается и поступает по кабелю на берег. Первичная обработка сигнала осуществляется 12-канальным АЦП с частотой дискретизации 200 МГц. ОМ регистрирует все заряды, превышающие порог 0.5 фотоэлектрона. Выбирая ОМ без триггерных событий и анализируя собранные данные, определяется положение для одноэлектронного пика. Далее проводится анализ распределения для получения среднего заряда одного фотоэлектрона в единицах АЦП. Данная характеристика позволяет определять количество фотоэлектронов, сформировавших импульсы в ОМ.

## ПОСТРОЕНИЕ ФОРМЫ ИМПУЛЬСА

Данные поступают со скоростью примерно 1 Гбит/с и представляют собой набор импульсов. Фотон при попадании в ФЭУ выбивает электрон с фотокатода, после чего происходит каскад, вызывающий повышение тока, что приводит к появлению сигнала. Каждый импульс содержит несколько значений амплитуд тока в кодах АЦП в зависимости от времени в кодах АЦП. Единица времени в кодах АЦП соответствует примерно 5 мкс. Для нахождения коэффициента зарядовой калибровки были обработаны данные, записанные оптическими модулями 6-го кластера. Затем были построены формы импульса каждого канала, т. е. для каждого ОМ. Пример формы импульса показан на рис. 1.

## ЗАРЯДОВАЯ КАЛИБРОВКА ОТДЕЛЬНОГО КАНАЛА

Для получения значений заряда на данном канале необходимо проинтегрировать формы импульсов. По полученным значениям заряда строится гистограмма. Затем данные аппроксимируются функцией

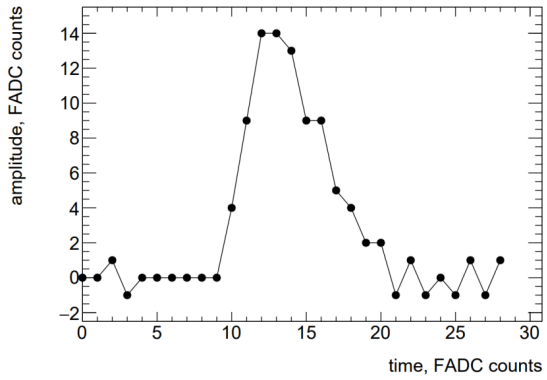



*Рис. 1*. Форма импульса

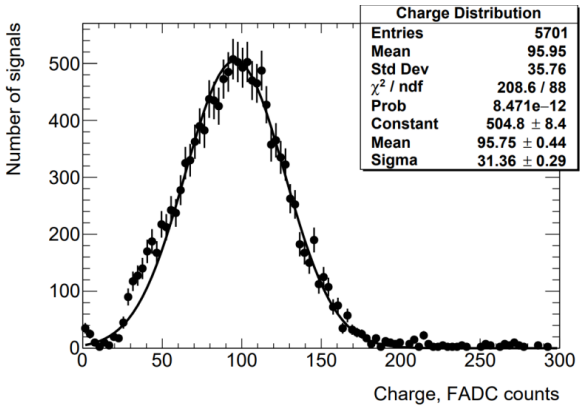



*Рис. 2.* Зарядовое распределение 9-го канала нижней секции 2-го стринга 6-го кластера за 27 января 2021 г.

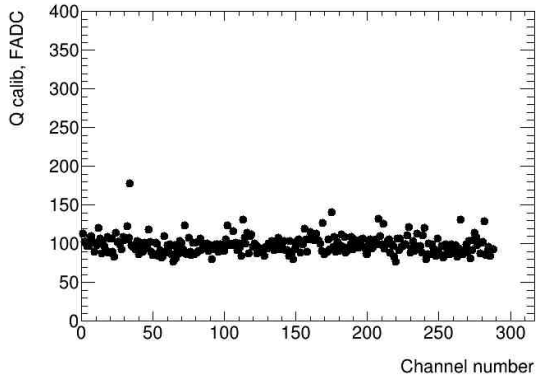



*Рис. 3*. Зарядовая калибровка для всех каналов шестого кластера

Гаусса. Гистограмма показана на рис. 2, где по горизонтальной оси отложено количество событий, по вертикальной — заряд в кодах АЦП. Главный максимум соответствует заряду одного фотоэлектрона в кодах АЦП. Данная характеристика чувствительна к состоянию аппаратуры и к окружающей среде, поэтому принимает различные значения для разных каналов в разное время, изменяющиеся в небольшом диапазоне. Данную характеристику вычисляют для всех каналов ежедневно, а также следят за тем, чтобы значения не выходили за пределы допустимого диапазона. Если величина заряда одного фотоэлектрона сильно отклоняется от среднего, канал подвергается дальнейшему анализу.

Мы получили, что одному фотоэлектрону соответствует заряд ~100 кодов АЦП. Это типичное значение для всех JV. Анализ других ОМ показывает, что эти значения варьируют в диапазоне от 80 до 130 кодов АЦП (рис. 3).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате работы была проведена зарядовая калибровка ОМ 6-го кластера Байкальского нейтринного телескопа. Получено, что заряд одного фотоэлектрона находится в диапазоне 80–130 кодов АЦП. Проверка показала, что полученное значение стабильно для всех ОМ и в разное время сохраняется в указанном диапазоне.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Аврорин А.В. и др. Baikal GVD — Нейтринный телескоп следующего поколения на оз. Байкал. *Изв. РАН. Сер. Физическая*. 2019. Т. 83, № 8. С. 1016–1018.

Шайбонов Б.А. Выделение событий от каскадов, инициированных мюонами и нейтрино, в эксперименте на Байкальском глубоководном нейтринном телескопе. *Автореферат дис.* М.: Институт ядерных иссл., 2021. С. 62–64.

Шелепов М.Д. Выделение событий от ливней высоких энергий и восстановление параметров ливней в экспериментах на первой очереди нейтринного телескопа Baikal-GVD: *Автореферат дис.* М.: Институт ядерных иссл., 2021. С. 28–33.

Allakhverdyan V.A. et al. The Baikal-GVD Neutrino Telescope: search for high-energy cascades. *37th International Cosmic Ray Conference*: *Abstracts*. Berlin, 2021.

Avrorin A.V., et al. Data quality monitoring system of the Baikal-GVD experiment. *36th International Cosmic Ray Conference: Abstracts*. Madison, 2019.

УДК 523.41

# АВТОМАТИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЕРЕСЕЧЕНИЙ ГОЛОВНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ, МАГНИТОПАУЗЫ И ТОКОВОГО СЛОЯ ХВОСТА МАГНИТОСФЕРЫ МЕРКУРИЯ ПО ДАННЫМ МАГНИТОМЕТРА КА MESSENGER

**А.С. Лаврухин, Д.В. Невский, И.И. Алексеев**

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия
mansellf1@mail.ru

# AUTOMATIC DETECTION OF CROSSINGS OF BOW SHOCK, MAGNETOPAUSE AND TAIL CURRENT SHEET OF MERCURY'S MAGNETOSPHERE FROM MESSENGER MAGNETOMETER DATA

**A.S. Lavrukhin, D.V. Nevskiy, I.I. Alexeev**

Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia
mansellf1@mail.ru

**Аннотация.** Целью данной работы является автоматическая обработка массива данных магнитометра, установленного на КА MESSENGER, совершившего более четырех тысяч оборотов вокруг Меркурия в 2011–2015 гг. Данные были использованы для поиска положения головной ударной волны, магнитопаузы и токового слоя хвоста магнитосферы Меркурия.

**Ключевые слова:** Меркурий, магнитопауза, головная ударная волна, магнитосфера.

**Abstract.** The aim of this work is the automatic processing of the data array from the magnetometer onboard the MESSENGER spacecraft, which completed more than four thousand orbits around Mercury in 2011–2015. The data were used to find the position of the bow shock, magnetopause and magnetotail current sheet of the Mercury magnetosphere.

**Keywords:** Mercury, magnetopause, bow shock, magnetosphere.

## ВВЕДЕНИЕ

В работах [Winslow et al., 2013; Philpott et al., 2020] использовался метод, согласно которому участки траектории, на которых фиксировались пересечения КА головной ударной волны и магнитопаузы определяются вручную путем визуального анализа данных магнитометра. Вход в зону головной ударной волны идентифицируется с помощью первого резкого возрастания модуля магнитного поля или по резкому возрастанию вариации компонент магнитного поля. Пересечения магнитопаузы могут быть найдены по повороту вектора магнитного поля или по возрастанию вариаций.

Однако для полностью автоматического обнаружения пересечений этот метод не годится ввиду сильных флуктуаций величин, поэтому он может использоваться лишь в качестве вспомогательного метода для визуального анализа. Ручная разметка большого числа пересечений требует заметных временных затрат, не позволяя исключить субъективный фактор и масштабировать методику на вновь поступающие данные, что особенно важно с учетом ожидаемого выхода в 2025 г. на орбиту Меркурия двух КА миссии BepiColombo.

## ИСПОЛЬЗУЕМЫЙ МЕТОД

Исходный массив с данными магнитометра, хранящийся в Планетарной базе данных NASA/JPL, был преобразован для предварительной фильтрации шума и исключения ошибок в данных.

- Помимо удаления сигналов калибровки, рассчитана разность между измеренным и модельным дипольным полями, добавлен столбец с гелиоцентрическим радиусом Меркурия, который модулирует уровень возмущенности магнитного поля в окрестности Меркурия.
- Набор данных разделен на файлы по номерам витков, каждый файл центрирован на перигермий.

Вход в головную ударную волну детектируется на секундных данных резким изменением модуля магнитного поля, после чего идет уточнение границ с помощью выявления ярко выраженных флуктуаций модуля второй производной поля. Пересечения магнитопаузы сначала определяются по минутным данным, в которых число случайных флуктуаций значительно меньше. Они детектируются резким изменением знака одной или нескольких компонент поля, из которого мы вычитаем компоненты поля диполя для более точных результатов, а также возрастанием флуктуаций магнитного поля после покомпонентно вычтенного поля диполя, прекрасно наблюдаемых по второй производной компонент. Мы вычитаем магнитное поле диполя, так как, прежде чем перейти к анализу разрыва, следует исключить стационарные источники поля, а вклад диполя по величине на порядок больше, чем среднее поле в межпланетном пространстве, особенно в области перигермия. Далее идет уточнение результатов на секундных данных с целью сравнительного анализа. Важно отметить схожесть флуктуаций в области предполагаемой магнитопаузы и токового слоя хвоста, который мы выделяем отдельно для более правдоподобных результатов.

В отсутствие полных измерений плазмы разделять в пространстве на ночной стороне Меркурия область лоуба и область плазменного слоя можно, основываясь на величине магнитного поля, его направлении и уровне флуктуаций. Для нахождения пересечения токового слоя мы сначала ищем положение магнитного экватора на ночной стороне магнитосферы, в плоскости которого находится токовый слой. Для этого мы определяем точки изменения направления

магнитного поля при пересечении токового слоя, направленного от Солнца в южном лоубе хвоста, к направленному к Солнцу в северном лоубе. Задавая границы области поиска точки пересечения в пространстве, мы находим положение точки изменения направления магнитного поля.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанный способ автоматической обработки массивов данных магнитометра на борту КА MESSENGER обеспечивает хорошие результаты, в целом совпадающие с результатами ручной обработки данных, выполненной в работе [Philpott et al., 2020]. На некоторых орбитах КА MESSENGER было получено уточнение результатов ручной обработки. Мы показали, что определение головной ударной волны возможно только по данным магнитометра без данных плазменных измерений. Преимуществом данного метода является возможность обработки в автоматическом режиме больших объемов данных в короткие сроки. Данная задача актуальна в предверии приближающегося выхода на орбиту вокруг Меркурия КА BepiColombo, запланированного на 2025 г. Данная миссия состоит из двух аппаратов — таким образом, число поступающих данных о состоянии магнитосферы Меркурия возрастет в несколько раз.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Winslow R.M., Anderson B.J., Johnson C.L., et al. Mercury's magnetopause and bow shock from MESSENGER Magnetometer observations. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2013. Vol. 118. P. 2213–2227. DOI: 10.1002/jgra.50237.

Philpott L.C., Johnson C.L., Anderson B.J., Winslow R.M. The shape of Mercury's magnetopause: The picture from MESSENGER magnetometer observations and future prospects for BepiColombo. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2020. Vol. 125. DOI: 10.1029/2019JA027544.

*Секция С. Диагностика естественных неоднородных сред и математическое моделирование. БШФФ-2022. С. 373–375.*

УДК 537.86

# МАТЕМАТИЧЕКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕФРАКЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ РАДИОВОЛН В ВОЗМУЩЕННОЙ ОКОЛОСОЛНЕЧНОЙ ПЛАЗМЕ

**Д.С. Лукьянцев**

Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия
cmeofs1997@mail.ru

# MATHEMATICAL MODELING OF REFRACTION EFFECTS IN PROPAGATION OF RADIO WAVES IN PERTURBED NEAR-SUN PLASMA

**D.S. Lukyantsev**

Irkutsk State University, Irkutsk, Russia
cmeofs1997@mail.ru

**Аннотация.** Для расчета характеристик радиоизлучения, прошедшего сквозь возмущенную солнечную корону, используется аппарат геометрической оптики. Рассмотрены приближенные аналитические модели электронной концентрации в спокойной и возмущенной околосолнечной плазме. Приведены результаты математического моделирования влияния корональных плазменных образований на траекторную картину распространения излучения внесолнечного источника в диапазоне сантиметровых и дециметровых радиоволн. Определены условия сильного воздействия плазменных образований на рефракцию радиоизлучения внешнего источника. Выявлены особенности транскоронального распространения радиоизлучения в возмущенных гелиофизических условиях для различных угловых расстояний между источником и Солнцем.

**Ключевые слова:** солнечная корона, радиоизлучение, моделирование, геометрическая оптика, рефракция.

**Abstract.** A geometrical optics tool is used to calculate characteristics of radio emission propagated through the perturbed solar corona. The approximated analytical models of electron concentration in perturbed and unperturbed near-Sun plasma have been considered. This report presents the results of mathematical modeling of the influence of coronal plasma inhomogeneities on trajectory pattern of radiation propagation of an extrasolar source in a range of centimetric and decimetric radio waves. Conditions for significant influence of plasma inhomogeneities on refraction of radio emission of an outer source have been determined. Features of transcoronal propagation of radio emission under disturbed heliophysical conditions have been detected for various angle distances between the source and the Sun.

**Keywords:** solar corona, radio emissions, modeling, geometrical optics, refraction.

## ВВЕДЕНИЕ

Одним из широко известных методов радиодиагностики состояния солнечной короны является метод просвечивания околосолнечной плазмы излучением дискретных источников и сигналами с борта космических аппаратов [Ефимов, Рудаш, 2002; Станиславский, 2016; Лукьянцев, Афанасьев, 2019]. Несмотря на результаты, полученные в данном направлении, в настоящее время остается нерешенным ряд вопросов, связанных с надежной диагностикой и контролем мощных плазменных возмущений короны, одним из ярких представителей которых является корональный выброс массы (КВМ).

В настоящей работе на основе приближения геометрической оптики и численных расчетов лучевых уравнений проведен анализ траекторных характеристик внесолнечного радиоизлучения, прошедшего через солнечную корону с мощными плазменными возмущениями.

## МАТЕМАТИЧЕСКИЙ АППАРАТ И РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Для анализа влияния околосолнечной плазмы на траекторные характеристики радиоизлучения внешних источников использовалась система лучевых дифференциальных уравнений

$$\frac{dR}{d\varphi} = R\cot\beta,\ \frac{d\beta}{d\varphi} = \frac{1}{2\varepsilon}\left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial\varphi}\cot\beta - R\frac{\partial\varepsilon}{\partial R}\right) - 1, \qquad (1)$$

где $R$, $\varphi$ — сферические координаты луча; $\beta$ — угол рефракции луча в среде.

Для учета присутствия в короне Солнца плазменного образования в виде коронального выброса массы использовалась приближенная интегральная модель

$$\varepsilon(R) = 1 - \left(\frac{f_{pl}}{f}\right)^2\left(\frac{R_m}{R}\right)^2, \qquad (2)$$

где $R_m = 5R_s$, $R_s$ — радиус Солнца; $f_{pl}$ — плазменная частота на уровне $R_m$; $f$ — рабочая частота.

Для учета наличия в короне Солнца плазменного образования в виде коронального выброса массы (КВМ) использовалась модель

$$\varepsilon_1 = \mu\exp\left(-\left(\frac{R-R_1}{a}\right)^2 - \left(\frac{\varphi-\varphi_1}{b}\right)^2\right), \qquad (3)$$

где $\mu$ — параметр интенсивности КВМ; $R_1$, $\varphi_1$ — радиальная и угловая координаты центра локализации КВМ; $a$, $b$ — масштабы КВМ по радиусу и углу соответственно.

В работе рассмотрено влияние КВМ на траекторные характеристики радиоизлучения от внешних источников на рабочих частотах сантиметрового и дециметрового диапазонов. Для системы (1) задавались следующие начальные условия. Предполагалось, что источник имеет радиальную координату $R_0 = 1.5\cdot10^8$ км, а его положение относительно центра Солнца определяется углом $\varphi_0 = 0$ рад. Начальный угол излучения $\beta_0$ рассматривался в диапазоне [0, 0.05] рад с шагом 0.00125 рад. Рабочие частоты просвечивания $f_1 = 937.5$ МГц, $f_2 = 6$ ГГц Параметры КВМ:

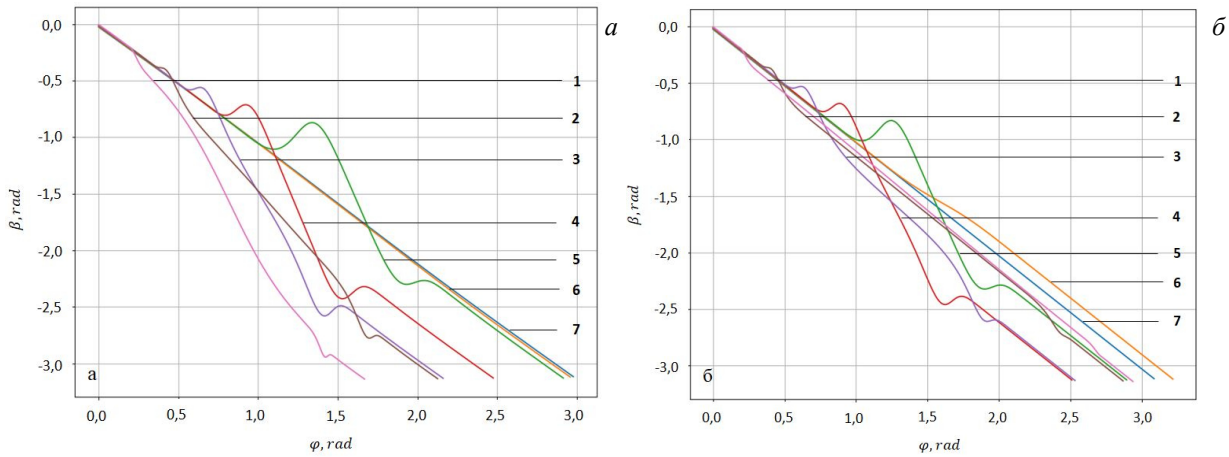



*Рис. 1.* Результаты расчетов углов рефракции дециметрового (*а*) и сантиметрового (*б*) диапазонов длин волн при наличии возмущения с обедненной электронной концентрацией. 1 — 0 рад; 2 — 0 рад; 3 — 0.0025 рад; 4 — 0.00375 рад; 5 — 0.005 рад; 6 — 0.00625 рад; 7 — 0.0075 рад

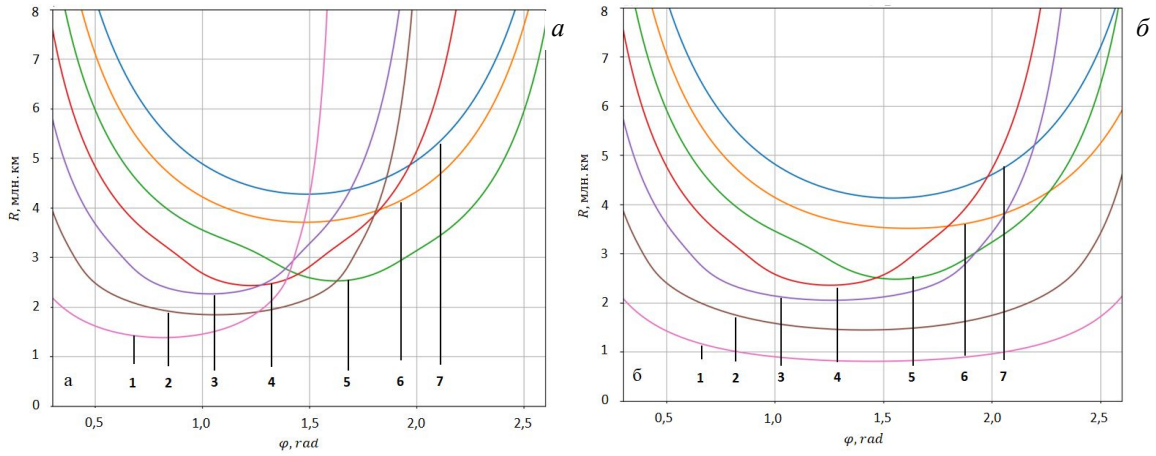



*Рис. 2.* Траектории радиоизлучения для рабочих частот 937.5 МГц (*а*) и 6 ГГЦ (*б*) при наличии возмущения с обедненной электронной концентрацией

$a$=0.5$R_s$, $b$=0.9 рад, μ=1. Центр локализации КВМ имел координаты: $R_1$=4$R_s$, $\varphi_1$=1.2 рад.

На рис. 1 показаны углы рефракции радиоизлучения, полученные при использовании системы уравнений (1), для сантиметрового и дециметрового диапазонов при наличии в околосолнечной плазме КВМ с обедненной электронной концентрацией. Цифры соответствуют углам, при которых траектории распространения радиоизлучения проходят непосредственно через околосолнечную плазму.

Следует отметить, что присутствие в околосолнечной плазме локализованной неоднородности видно на полученных графиках как немонотонное поведение кривых. Первое нарушение монотонности кривых связано с проникновением луча в КВМ, второе — с выходом луча из полости. Как показывает поведение кривых, данный эффект может быть значительным. Это связано с тем, что радиоизлучение проходит через разные области КВМ — чем ближе траектория к центру локализации неоднородности, тем меньше вклад в изменение кривых. Из рисунка следует также, что для сантиметрового диапазона разброс углов рефракции меньше, чем для дециметрового. Связано это с тем, что для высоких частот околосолнечная плазма более прозрачна. В целом, кривые для обеих частот соответствуют уменьшению общего пути распространения радиоизлучения по сравнению с фоновой короной.

На рис. 2 представлены соответствующие траектории радиоизлучения в околосолнечной плазме при наличии КВМ с обедненной электронной концентрацией.

Видно, что наличие КВМ в околосолнечной плазме приводит к достаточно сильному искажению траектории распространения радиоизлучения. В зависимости от того, в какой области неоднородности проходит луч, возникает соответствующее изменение общего пути распространения. Это непосредственно проявляется на рассчитанных дистанционно-угловых характеристиках (ДУХ), показанных на рис. 3.

Видно, что неоднородность влияет на некоторые сектора начальных углов излучения $\beta_0$. Для низкой частоты (*а*) хорошо прослеживается плавное изменение ДУХ, что соответствует сильному выталкиванию луча околосолнечной плазмой. Здесь проявляется эффект влияния КВМ в секторе углов $\beta_0$, при котором вначале происходит уменьшение общего пути распространения радиоизлучения, а затем его увеличение. Так, например, сектору углов [0.02, 0.022] ряд соответствует залимбовое прохождение радиоизлу-

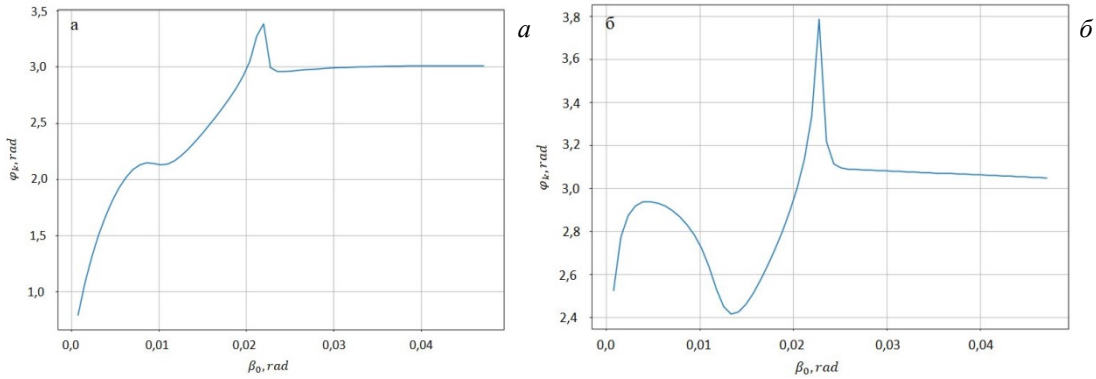



*Рис. 3.* Результаты расчетов ДУХ $\varphi_k(\beta_0)$ радиоизлучения, приходящего на орбиту Земли, для 937.5 МГц (*а*) и 6 ГГц (*б*) при наличии возмущения с обедненной электронной концентрацией

чения. Связано это с тем, что при увеличении начального угла излучения общий путь распространения может уменьшиться при попадании луча в неоднородность с пониженной электронной концентрацией, а после прохождения центра локализации — наоборот, увеличиться за счет указанного фактора. Далее поведение ДУХ соответствует распространению радиоизлучения вне околосолнечной короны с постепенным уменьшением общего пути распространения. Присутствие в околосолнечной плазме КВМ приводит к немонотонности ДУХ, где также проявляется эффект прохождения излучения из залимбовой области. В целом, полученные характеристики качественно похожи для обеих рабочих частот.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено математическое моделирование траекторных характеристик внесолнечного радиоизлучения сантиметрового и дециметрового диапазонов, прошедшего через возмущенную солнечную корону. Для этих частотных диапазонов определены гелиофизические условия существенного воздействия корональных плазменных образований на характеристики радиопросвечивания. Выявлены особенности поведения траекторных характеристик в возмущенной околосолнечной плазме. Предложенный аппарат математического моделирования применим для интерпретации данных измерений в задачах просвечивания КВМ с борта космических аппаратов и радиоизлучением дискретных космических источников.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Ефимов А.И., Рудаш В.К. Исследование плазменных образований сверхкороны Солнца методом радиозондирования. *Зарубежная радиоэлектроника*. 2002. № 9. С. 28–30.

Лукьянцев Д.С., Афанасьев Н.Т. Влияние корональных плазменных образований на радиоизлучение солнечных и удаленных космических источников. *Международная Байкальская молодежная научная школа по фундаментальной физике. XVI конференция молодых ученых «Взаимодействие полей и излучения с веществом»: Труды*. Иркутск, 2019. С. 80–82.

Станиславский А.А. Роль эффектов распространения радиоволн в солнечной короне для интерпретации залимбовых всплесков. *Радиоастрономия и астрофизика*. 2016. Т. 21, № 1. С. 3–13.

УДК 537.87, 551.510.535.4, 550.388.2

# ПРИМЕНЕНИЕ АМПЛИТУДНЫХ ДАННЫХ ДЛЯ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОЙ ЧАСТОТЫ СОУДАРЕНИЙ ЭЛЕКТРОНОВ В ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЕ С УЧЕТОМ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ

**Е.В. Михалёва, А.С. Крюковский, Д.В. Растягаев**

АНО ВО «Российский новый университет», Москва, Россия
kryukovsky56@yandex.ru

# APPLICATION OF AMPLITUDE DATA TO RECONSTRUCTION OF THE EFFECTIVE ELECTRON COLLISION FREQUENCY IN IONOSPHERIC PLASMA TAKING INTO ACCOUNT THE EARTH'S MAGNETIC FIELD

**E.V. Mikhaleva, A.S. Kryukovsky, D.V. Rastyagaev**

Autonomous Non-commercial Organisation of Higher Education “Russian New University”, Moscow, Russia
kryukovsky56@yandex.ru

**Аннотация.** На основе амплитудных данных о поглощении частотно-модулированного радиосигнала при вертикальном зондировании ионосферы развит метод восстановления эффективной частоты соударений электронов с учетом магнитного поля Земли. Проведено восстановление эффективной частоты соударений по данным об отражении обыкновенной волны от ионосферного слоя.

**Ключевые слова:** ионосфера, эффективной частоты соударений, зондирование, бихарактеристики, радиосигнал, расходимость, обыкновенная и необыкновенная волны.

**Abstract.** Based on the amplitude data on the absorption of a frequency-modulated radio signal during vertical sounding of the ionosphere, a method has been developed for reconstructing the effective frequency of electron collisions, taking into account the Earth’s magnetic field. The effective collision frequency has been reconstructed from data on the reflection of an ordinary wave from the ionospheric layer.

**Keywords:** ionosphere, effective collision frequency, sounding, bicharacteristics, radio signal, divergence, ordinary and extraordinary waves.

## ВВЕДЕНИЕ

Актуальность работы обусловлена необходимостью осуществления мониторинга экстремальных явлений в атмосфере Земли [Ryabova et al., 2020]. Использование ионозондов вертикального зондирования (ВЗ) — один из наиболее эффективных и апробированных методов диагностики ионосферы [Danilkin et al., 2005; Cedrik et al., 2020]. В работе рассмотрен метод восстановления по данным ВЗ эффективной частоты соударений электронов в ионосферной плазме.

## АМПЛИТУДНЫЙ МЕТОД РЕКОНСТРУКЦИИ ЭФФЕКТИВНОЙ ЧАСТОТЫ СОУДАРЕНИЙ

Эффективная частота соударений электронов $\nu_e$ определяет поглощение $\psi$, а оно, в свою очередь, определяет амплитуду $A$ сигнала, пришедшего в приемник после отражения от ионосферных слоев. С поглощением амплитуда связана формулой [Бова и др., 2019; Крюковский и др., 2022]

$$A = E_0 D \exp[-\psi], \quad (1)$$

где $E_0$ — начальная амплитуда поля вне ионосферной плазмы на расстоянии $r_0$ от источника; $D$ — расходимость лучевого потока. Предположим, что источник излучения расположен в начале координат, и для простоты будем считать среду изотропной. Тогда [Крюковский и др., 2022; Kryukovsky et al., 2021]

$$E_0 = \frac{\sqrt{30W}}{r_0} \text{ [В/м]}, \quad (2)$$

где $W$ — мощность излучателя. Далее для определенности будем считать, что $W = 1$ кВт.

Поскольку $A$ и $E_0$ известны, для того чтобы найти поглощение $\psi$, необходимо вычислить расходимость $D$. Для этого необходимо решить систему бихарактеристических уравнений Гамильтона—Лукина [Бова и др., 2019], дополненную начальными условиями. Результатом решения систем являются зависимости $\vec{r}(t)$ и $\vec{k}(t)$ для каждой выбранной частоты. Однако для определения расходимости $D$ необходимо также знать производные $\vec{r}(t)$ и $\vec{k}(t)$ по углам $\zeta$ и $\eta$. Эти величины можно найти, решая расширенную бихарактеристическую систему Лукина с начальными условиями [Крюковский и др., 2012].

После решения бихарактеристической системы можно найти расходимость $D$, которая вычисляется как корень из отношения якобиана $J_0$ к $J$ [Бова и др., 2019]. В отличие от [Крюковский и др., 2022; Kryukovsky et al., 2021], в данной работе учитывалось магнитное поле Земли и эффективная диэлектрическая проницаемость среды распространения задавалась в виде формулы Эпплтона—Хартри—Лассена.

В работе рассмотрена модель электронной концентрации $N(z)$ (рис. 1). Зависимость электронной концентрации от высоты показана дважды, красной линии и градациями фона (рис. 1). Максимум слоя F1 расположен на высоте ~196 км, а максимум слоя F2 — на высоте ~263 км.

Зная начальную амплитуду $E_0$ и амплитуду $A$, можно, после вычисления расходимости $D$, перейти к определению эффективной частоты соударений $\nu_e$,

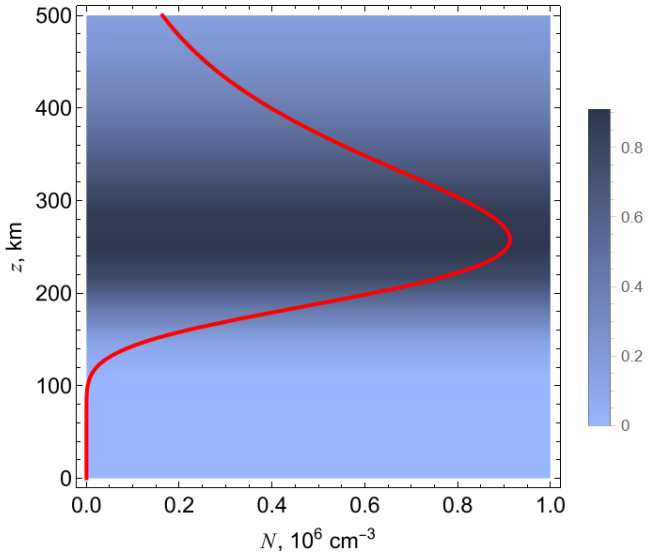



*Рис. 1.* Зависимость электронной концентрации от высоты

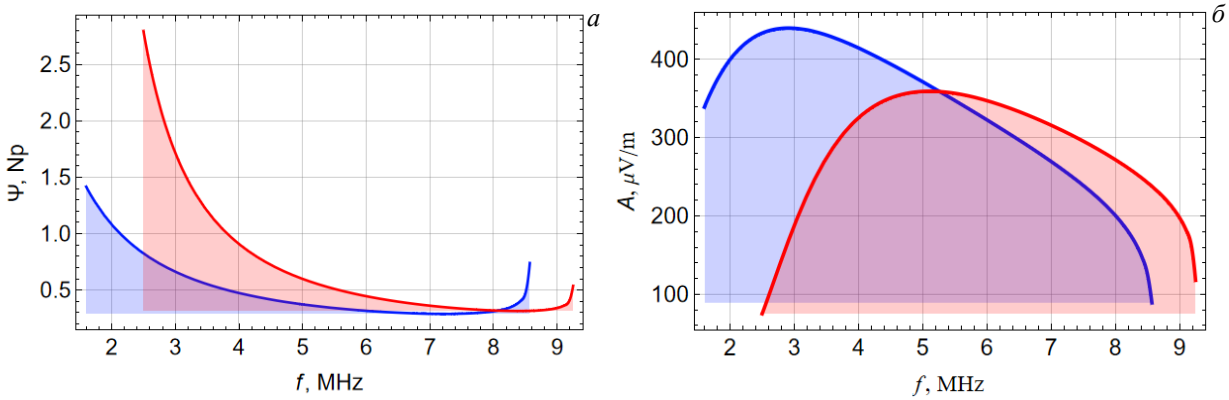



*Рис. 2.* Зависимость от частоты *f*: *а* — поглощения ψ; *б* — амплитуды сигнала *A*

т. е. восстановить зависимость $\nu_e$ от высоты. Считается, что поглощение волны вдоль лучевой траектории пропорционально интегралу от мнимой части показателя преломления [Дэвис, 1973].

Если предположить, что мнимая часть эффективной диэлектрической проницаемости много меньше вещественной и пренебречь влиянием внешнего магнитного поля, можно получить упрощенное выражение

$$\psi'(t) \approx \tilde{\psi}'(t) = -\frac{\omega}{2}\varepsilon_2, \quad \varepsilon_2 = \operatorname{Im}\varepsilon_r. \qquad (3)$$

Для восстановления эффективной частоты соударений использовалась формула (3). По ранее произведенным вычислениям получаем интегральное уравнение Вольтерра второго рода относительно функции $G = \nu_e N_c$. Для решения данного уравнения был применен метод итераций [Крюковский др., 2022; Kryukovsky et al., 2020, 2021], причем, поскольку существует нижняя граница ионосферы $z(t_{m0})$, ниже которой электронная концентрация равна нулю, то до частоты $f_0$, для которой время $t_m$ равно $t_{m0}$, интеграл в левой части уравнения Вольтерра второго рода равен нулю.

После вычислений $G_j$ эффективная частота соударений находится делением $G_j$ на значение электронной концентрации $N(z)$ в соответствующей точке.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

На рис. 2, *а* показана зависимость от частоты *f* поглощения ψ, а на рис. 2, *б* — амплитуды сигналов для обыкновенной (синяя линия) и необыкновенной (красная линия) волны. Амплитуда сигнала, отраженного от ионосферы, с увеличением частоты сначала растет, а потом убывает (рис. 2, *б*). В правой части рис. 2, *б* видно, что амплитуда необыкновенной волны превышает амплитуду обыкновенной волны.

Перейдем теперь к результатам восстановления эффективной частоты соударений. На рис. 3, *а* показаны результаты моделирования зависимости эффективной частоты соударений $\nu_e$ от высоты *z* для обыкновенной волны: белая линия соответствует исходным значениям $\nu_e$, черная линия — результатам моделирования. На рис. 3, *б* показаны зависимость ло

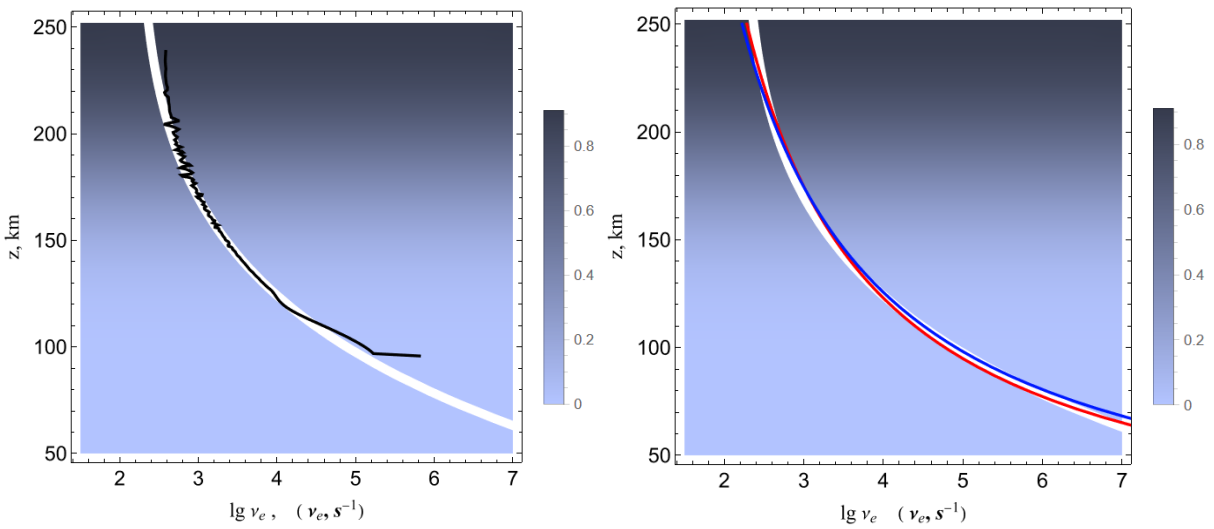



*Рис. 3.* Сопоставление модельной и расчетной частоты соударений для обыкновенной волны: а — зависимость эффективной частоты соударений от высоты; б — аппроксимация эффективной частоты соударений

гарифма эффективной частоты соударений от высоты (белая линия) и интерполяционные кривые, построенные по исходным данным (красная линия) и по результатам моделирования (синяя линия). Видно хорошее совпадение интерполяционных кривых.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе амплитудных данных об ослаблении частотно-модулированного (ЧМ) радиосигнала при вертикальном зондировании ионосферы Земли разработан метод реконструкции эффективной частоты соударений электронов.

Проведено восстановление эффективной частоты соударений по данным обыкновенной волны. Исследованы параметры радиосигналов в точке приема. Получено хорошее совпадение исходных значений эффективной частоты соударений и расчетных значений.

Исследование выполнялось в рамках гранта Российского научного фонда (проект № 20-12-00299).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Бова Ю.И., Крюковский А.С., Лукин Д.С. Распространение частотно-модулированного излучения электромагнитных волн в ионосфере Земли с учетом поглощения и внешнего магнитного поля. *Радиотехника и электроника*. 2019. Т. 64, № 1. С. 3–14.

Дэвис К. *Радиоволны в ионосфере*. М.: Мир, 1973. 502 с.

Крюковский А.С., Лукин Д.С., Кирьянова К.С. Метод расширенной бихарактеристической системы при моделировании распространения радиоволн в ионосферной плазме. *Радиотехника и электроника*. 2012. Т. 57, № 9. С. 1028–1034.

Крюковский А.С., Лукин Д.С., Михалева Е.В., Растягаев Д.В. Развитие метода восстановления эффективной частоты соударений электронов в ионосферной плазме. *Радиотехника и электроника*. 2022. Т. 67, № 2. С. 117–129.

Cedrik M., Podlesnyi A., Kurkin V. The different scale TIDs diagnostics based on chirp-signals amplitude measurements data in vertical and near-vertical ionosphere sounding. *Proceedings 2020 7th All-Russian Microwave Conference (RMC). Russia, Moscow, November 25–27, 2020.* 2020. P. 260–262.

Danilkin N.P., Denisenko P.F., Barabashov B.G., Vertogradov G.G. Electron collision frequency and HF-waves attenuation in the ionosphere. *Intern. J. Geomag. Aeron*. 2005. Vol. 5, no. 3. P. GI3009.

Kryukovsky A.S., Lukin D.S., Mikhaleva E.V., et al. Diagnostics of the effective frequency of electronic collisions in the ionosphere based on analysis of the amplitude characteristics of continuous linear frequency modulated radio signals. *Proceedings 2020 7th All-Russian Microwave Conference (RMC). November 25–27, 2020, Moscow, Russia.* 2020. P. 211–215.

Kryukovsky A.S., Lukin D.S., Mikhaleva E.V., Rastyagaev D.V. Application of the bi-characteristic method for reconstructing the effective frequency of electron collisions in the ionosphere. *J. Phys.: Conference Ser. "Russian Open Scientific Conference "Modern Problems of Remote Sensing, Radar, Wave Propagation and Diffraction", MPRSRWPD 2021"*. 2021. P. 012001.

Ryabova M.I., Ivanov D.V., Chernov A.A., Ovchinnikov V.V. Experimental study of phase-frequency responses of HF radio channels with the use of SDR Ionosonde. *2020 Systems of Signal Synchronization, Generating and Processing in Telecommunications (SYNCHROINFO), Svetlogorsk, Russia, 2020*. P. 1–4.

УДК 551.510.535

# РАЗРАБОТКА МЕТОДА ПОИСКА И ОБНАРУЖЕНИЯ ЭФФЕКТОВ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК В ВАРИАЦИЯХ АМПЛИТУДЫ СДВ-СИГНАЛОВ

**Х.Х.З. Нгуен, А.С. Полетаев**

Иркутский национальный исследовательский технический университет
hd04011996@gmail.com

# DEVELOPING OF A METHOD FOR SEARCHING AND DETECTING THE SOLAR FLARE EFFECTS IN AMPLITUDE VARIATIONS OF VLF SIGNALS

**K.H.D. Nguyen, A.S. Poletaev**

Irkutsk National Research Technical University
hd04011996@gmail.com

**Аннотация.** Приведена статистика влияния солнечных вспышек на параметры СДВ-радиосигналов за 5 лет с 2015 по 2020 г. В работе выполнены обработка и анализ данных о распространении СДВ-радиоволн на трассе JJI (Япония, 22.2 кГц) — Иркутск (пункт приема п. Теплоэнергетик). Разработаны программы для автоматизации поиска и обнаружения эффектов солнечных вспышек в вариациях амплитуды СДВ-сигналов с использованием метода линейной регрессии. Показана эффективность способа и оценена вероятность обнаружения солнечных вспышек при помощи разработанного метода.

**Ключевые слова:** СДВ, ионосфера, солнечные вспышки, линейная регрессия, нейронная сеть.

**Abstract.** This paper presents statistics of the effect of solar flares on the parameters of VLF radio signals during a five-year period from 2015 to 2020. The paper also shows results of processing and data analysis on VLF signals propagating over the path JJI (Japan, 22.2 kHz) —Irkutsk (receiving station Teploenergetik). Programs have been developed to make the search and detection of solar flare effects in amplitude variations of VLF signals automatic by using the linear regression method. The effectiveness of the developed method is assessed.

**Keywords:** VLF, ionosphere, solar flares, linear regression, artificial neural network.

## ВВЕДЕНИЕ

Ионосфера является ионизированной областью атмосферы, расположенной выше 60 км, где концентрация электронов такова, что начинает влиять на распространение радиоволн. Ионизация атмосферы происходит главным образом вследствие воздействия солнечного ультрафиолетового и рентгеновского излучения. Для дистанционного мониторинга возмущений в нижней ионосфере часто используют сигналы низкочастотных радиостанций, на которые влияют множество факторов: суточные и сезонные изменения угла падения ионизирующего излучения Солнца, солнечные вспышки, магнитные бури, вторжение магнитосферных частиц и др.

### Наблюдения влияния солнечных вспышек на СДВ-сигналы

Для обнаружения возмущений в нижних слоях ионосферы используют данные о распространении сверхдлинных волн (СДВ) [Cohen et al., 2018]. Для этого диапазона наблюдаются заметные изменения амплитудно-фазовых характеристик сигналов во время солнечных вспышек. Основным фактором, оказывающим влияние на параметры СДВ-сигнала в волноводе Земля – ионосфера, являются увеличение концентрации электронов в нижних слоях ионосферы и изменение высоты верхней стенки волновода. Результаты исследований показывают, что при мощных гелиогеофизических возмущениях, в том числе рентгеновских вспышках, ионизация D-области может возрастать значительно, а СДВ-сигналы претерпевают существенные изменения [Нестеров, 2021].

Для обработки и анализа экспериментальных данных распространения СДВ выбраны трассы JJI (Япония) – Иркутск (пункт приема п. Теплоэнергетик), NWC (Австралия) – Иркутск (п. Теплоэнергетик) [Yadrennikova et al., 2018]. Японская станция передает сигнал на частоте 22.2 кГц, мощность передатчика составляет 500 Вт, а протяженность трассы — 3080 км. Австралийская станция NWC передает сигнал на частоте 19.8 кГц при мощности передатчика в 1 МВт. Это самая мощная передающая станция в Южном полушарии. Длина трассы составляет 8260 км. На рис. 1 показаны вариации амплитуды сигнала JJI, зарегистрированные в п. Теплоэнергетик во время солнечной вспышки 2 апреля 2017 г. Видно резкое повышение уровня сигнала во время солнечной вспышки. Предшествующий день 01.04.2017 характеризуется спокойными условиями распространения сигнала.

Для проведения статистического анализа выбраны данные за пять лет с 2015 по 2020 г. Всего было рассмотрено 2139 вспышек. На рис. 2 показано распределение всех рассмотренных вспышек и отмечено количество событий, которые вызвали возмущения амплитуды СДВ-радиосигналов, распространяющихся по трассам Австралия — Теплоэнергетик и Япония — Теплоэнергетик.

Резкое уменьшение и постепенное увеличение количества вспышек за год на рис. 2 связано с 11-летним солнечным циклом. В 2018 г. наблюдался минимум 24-го солнечного цикла, в 2019 г. начался новый, 25-й цикл солнечной активности. Наибольшее количество событий (~91 %) приходится на слабые вспышки класса С. Из статистических данных следует

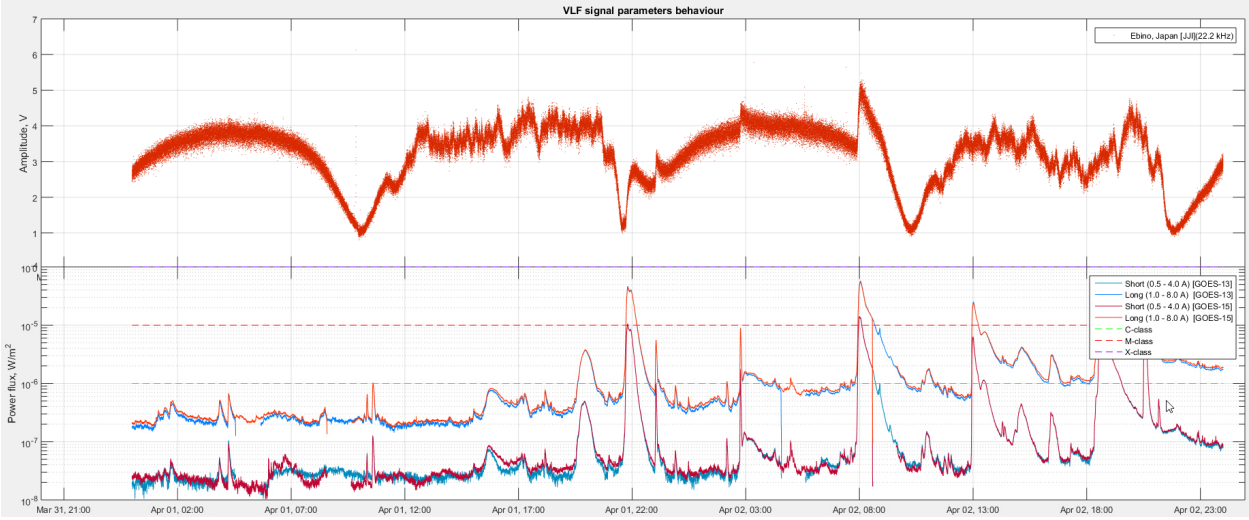



*Рис. 1.* Воздействие вспышки на амплитуду СДВ-сигнала станции JJI по данным наблюдения в п. Теплоэнергетик 2 апреля 2017 г.: верхняя панель — вариации амплитуды сигнала, нижняя панель — рентгеновское излучение по данным GOES-13, -15

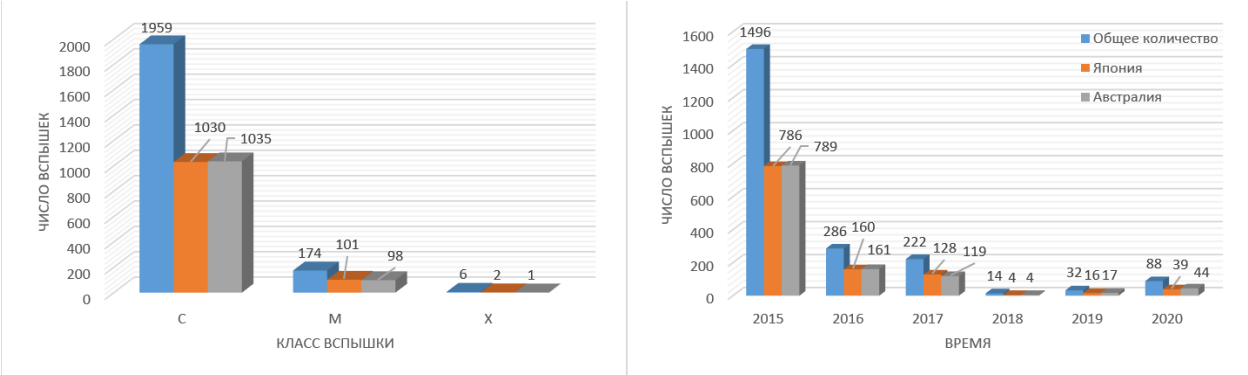



*Рис. 2.* Распределение вспышек за пять лет и попадание вспышек в дневное время на трассах Австралия – Теплоэнергетик и Япония – Теплоэнергетик: левая панель — распределение по классам вспышек, правая панель — распределение по годам

что даже для двух трасс требуется просмотреть очень большое количество событий,поэтому для количественной оценки влияния вспышек необходима автоматизация поиска и обнаружения солнечных вспышек в экспериментальных данных.

**Применение методов линейной регрессии и машинного обучения для обработки экспериментальных данных**

Для анализа и обработки данных использован метод линейной регрессии, аппроксимирующий выборки линейной функцией вида $y = Ax + B$, где $A$ — наклон линии, а $B$ — сдвиг по оси Y. Данные по амплитуде были разбиты на фрагменты длительностью 60 мин, каждый фрагмент сдвигается на интервал 10 мин. При этом соседние фрагменты оказываются наложенными друг на друга, что обеспечивает плавное изменение коэффициентов линейной функции. На рис. 3 показаны сигнал в спокойный день (*а*), сигнал 22.2 кГц, принятый 2 апреля 2017 г. (*б*) и изменение коэффициентов наклона $A$, полученных методом линейной регрессии (*в*). Полученная функция для коэффициента $A$ хорошо коррелирует со всплесками амплитуды во время солнечных вспышек, практически отсутствует влияние на результат выбросов измеренных значений амплитуды из-за шумов и импульсных помех. Далее коэффициенты $A$ и $B$ поступают в искусственную нейронную сеть, обнаруживающую аномальные отклонения их значений.

**Автоматизация поиска обнаружения солнечных вспышек**

Для автоматизации поиска обнаружения солнечных вспышек было выбрана среда программирования Python, в которой есть много модулей и библиотек для машинного обучения, в том числе Scikit-learn, TensorFlow. Для решения поставленной задачи были подготовлены данные для обучения. Данные были выбраны за период с 18 марта по 16 апреля 2017 г. В этом периоде были ранее обнаружены восемь вспышек в течение четырех дней (28 марта, 2, 3 и 4 апреля). В результате выполнения программы рассчитаны коэффициенты $A$ и $B$, отклонения которых свидетельствуют о наличии вспышек. На рис. 4 приведены примеры расчетов, цветом показаны разные фрагменты данных. Видно, что зависимости $A(B)$ для спокойного день и дня со вспышками (панели в, г) сильно различаются.

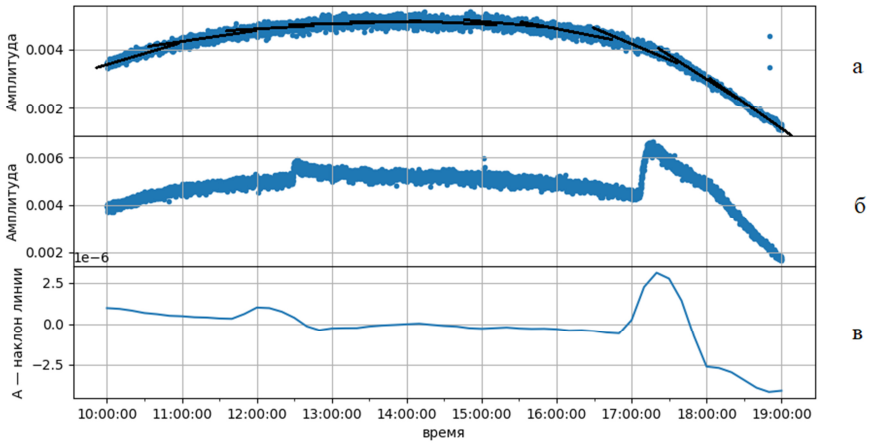



*Рис. 3.* Обработка данных с применением линейной регрессии: *а* — сигнал в спокойный день с разбивкой на фрагменты и линейной аппроксимацией; *б* — сигнал в день с солнечными вспышками; *в* — коэфициент *A* уравнения линейной регрессии

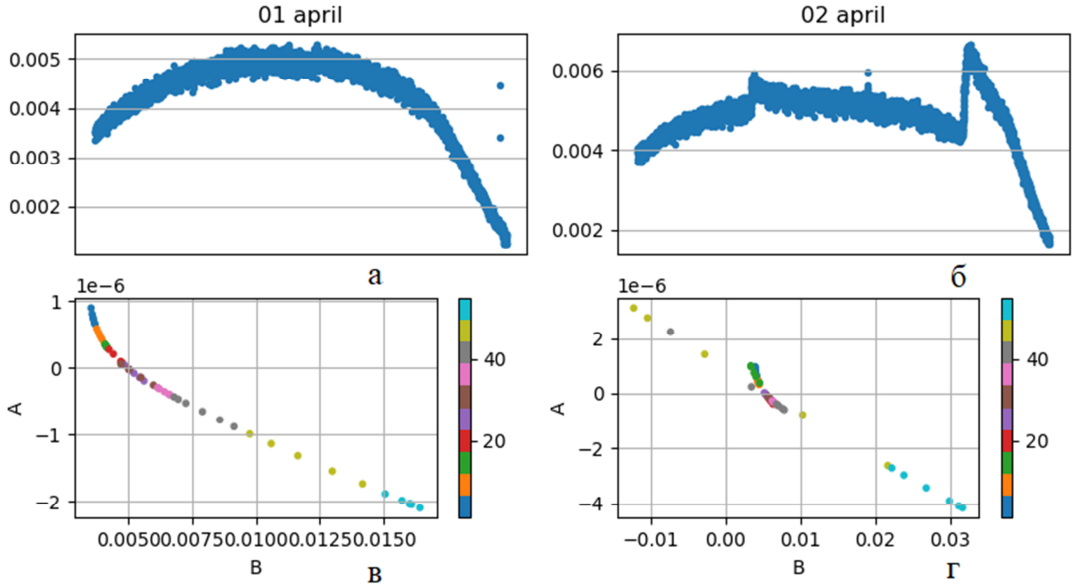



*Рис. 4.* Результаты автоматизированного поиска вспышек: *а*, *б* — образцы данных 1 и 2 апреля 2017 г.; *в*, *г* — соотношение коэффициентов *A* и *B*

Для обучения нейронной сети были использованы 20 из 28 дней выбранного периода, для которых были данные измерений. В обучающей выборке были два дня со вспышками (28 марта — 1 вспышка, 2 апреля — 2 вспышки), остальные дни — спокойные. Оставшиеся восемь дней (3 апреля – 4 вспышки, 4 апреля – 1 вспышка) были использованы для тестирования нейронной сети. В результате тестирования обученной модели были обнаружены три вспышки из пяти (60 %).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Использование метода линейной регрессии позволило получить более наглядное представление эффектов солнечных вспышек. Представленная методика удобна для автоматизированной обработки и анализа данных по распространению СДВ-сигнала. Статистика показывает, что применение машинного обучения для обнаружения солнечных вспышек дает достаточно высокий результат (60 %). В дальнейшем будет проводиться работа по обучению нейронной сети на значительно большем объеме экспериментальных данных с целью повышения доли обнаруживаемых вспышек.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Нестеров В.И. Влияние внезапных ионосферных возмущений на D-область ионосферы. *Физика: Фундаментальные и прикладные исследования, образование. XIX региональная научная конференция: Труды.* Благовещенск, 2021. С. 115–117.

Cohen M.B., Said R.K., Paschal E. W., et. al. Broadband longwave radio remote sensing instrumentation. *Rev. Scientific Instruments*. 2018. Vol. 89, 094501.

Yadrennikova O.V., Poletaev A.S., Chensky A.G. Influence of Solar Flares on VLF Radio Waves Propagation over JJI — Irkutsk Path. *APEIE-2018*. Novosibirsk, October 2–6, 2018. Vol. 1, Pt. 3. P. 137–140.

УДК 550.388.2

# ПОИСК МНОГОСКАЧКОВЫХ ЛУЧЕЙ В ГРАНИЧНОЙ ЗАДАЧЕ О РАСЧЕТЕ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ПОЛЕЙ

**И.А. Носиков[1, 2], А.А. Толченников[3], С.Ю. Доброхотов [3], К.В. Белюченко[2, 4], В.Н. Боков[1, 2, 4], М.В. Клименко[1, 2], П.Ф. Бессараб [5]**

[1]Калининградский филиал Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, г. Калининград, Россия
igor.nosikov@gmail.com
[2]Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия
[3]Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, г. Москва, Россия
[4]Балтийский федеральный университет им. И. Канта, г. Калининград, Россия
[5]Университет Исландии, Рейкьявик, Исландия

# SEARCH FOR MULTI-HOP RAYS IN THE BOUNDARY-VALUE PROBLEM OF CALCULATING HIGH-FREQUENCY FIELDS

**I.A. Nosikov[1, 2], A. A. Tolchennikov[3], S. Yu. Dobrokhotov [3], K. V. Belyuchenko[2,4], V.N. Bokov[1,2, 4], M. V. Klimenko[1,2], P.F. Bessarab[5]**

igor.nosikov@gmail.com

Рассмотрена краевая задача о расчете многоскачковых лучей, отраженных от некоторой заданной границы раздела двух сред. Показано, что исходная задача может быть сведена к расчету стационарных точек функционала фазового пути. Информация о целевой функции в области решений траекторной задачи позволила построить систематическую процедуру поиска минимумов и седловых точек. Особенностью данной задачи является оптимизация точки отражения луча вдоль заданной границы раздела двух сред. Обсуждается применение данного подхода для расчета лучей радиоволн и океанических волн.

**Ключевые слова**: принцип Ферма, граничная задача, радиоволны, волны цунами.

We consider the boundary-value problem of calculating multi-hop rays reflected from a given interface between two media. It is shown that the original problem can be reduced to calculating the stationary points of the phase path functional. Information about the object function in the area of solutions made it possible to construct a systematic procedure for finding minima and saddle points. A feature of this problem is the optimization of the ray's reflection point along a given interface between two media. The application of this approach to the calculation of rays of radio waves and ocean waves is discussed.

**Keywords**: Fermat's principle, boundary problem, radio waves, tsunami waves.

## ВВЕДЕНИЕ

Распространение высокочастотных волн в приближении геометрической оптики описываются характеристическими кривыми — лучевыми траекториями. Особенностью лучевого описания распространения волн различной природы (волны цунами, радиоволны, сейсмические волны и т.д.) является рефракция лучей в плавно неоднородных средах. В результате лучевая картина характеризуется наличием фокусов и каустик, в окрестности которых наблюдается рост амплитуды поля волны, многолучевостью и интерференцией волн в точке приема. Широко известный метод бихарактеристик [Казанцев и др., 1967] позволяет успешно решать задачи лучевой трассировки в неоднородных, анизотропных средах с заданными начальными условиями. На основе алгоритма пристрелки и метода бихарактеристик также успешно решается краевая задача. Дополнением к существующему подходу является разработка вариационных методов к решению краевой задачи на основе принципа Ферма. Ранее в рамках вариационного подхода был предложен метод обобщенной силы, позволяющий рассчитывать односкачковые верхние и нижние лучи [Nosikov et al., 2020]. Данная работа посвящена дальнейшему развитию метода обобщенной силы для расчета лучей, отраженных от гладкой границы раздела двух сред, с заданными граничными условиями.

## МЕТОД И РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Сформулируем принцип Ферма как требование стационарности фазового пути лучевой траектории:

$$\delta S(\gamma) = \delta \int_A^B n(\vec{r}) dl = 0, \qquad (1)$$

где $A$ и $B$ — положения начальной и конечной точек кривой $\gamma$, $n(\vec{r})$ — показатель преломления в точке $\vec{r}$, $dl$ — элемент длины. Предположим, что лучевая траектория $\gamma$ вдоль пути распространения от точки $A$ до точки $B$ испытывает отражение в точке $C$ от некоторой гладкой границы раздела двух сред с различными показателями преломления. Тогда принцип Ферма можно переписать следующим образом:

$$\delta S[\gamma] = \delta S_1 + \delta S_2 = \delta \int_A^C n(\vec{r}) dl + \delta \int_C^B n(\vec{r}) dl = 0. \qquad (2)$$

Следовательно, принцип Ферма накладывает требование стационарности как на каждый фазовый путь двух частей $S_1$ и $S_2$ кривой $\gamma$, так и на фазовый

путь всей кривой γ. Таким образом, исходная задача состоит в поиске оптимального положения точки отражения $C$ и оптимальной траектории γ в соответствии с выражением (2).

Применение вариационного подхода для расчета лучей, отраженных от некоторой заданной границы раздела, рассмотрим на примере среды, где показатель преломления задается выражением [Доброхотов, Назаикинский, 2016]

$$n(y) = 1/\sqrt{y}. \qquad (3)$$

Лучевые траектории, рассчитанные пристрелкой в данной среде, представлены на рис. 1. В данном случае решениями граничной задачи являются три отраженных луча. Далее численно исследуем поведение функционала (2) с использованием понятия «виртуальный луч», аналогично подходу, представленному в работе [Носиков, Клименко, 2017].

Под термином «виртуальный луч» будем понимать траекторию, соединяющую точки $A$, $B$ и $C$, причем для каждого участка траектории $AC$ и $CB$ независимо решается минимизации с соответствующими граничными точками. Рассчитав виртуальные лучи для набора положений точки $C$ в диапазоне $x$=[0:5] (см. рис. 1), определяем функциональную зависимость фазового пути множества виртуальный лучей от положения точки отражения (рис. 2).

Кривая фазового пути характеризуется наличием трех стационарных точек, соответствующих трем искомым решениям. Таким образом, построение вариационной процедуры поиска отраженных лучей возможно на основе оптимизации положения точки отражения. Тогда в общем случае, учитывая кусочно-линейное представление траектории, выражение для обобщенной силы, действующей на отраженную точку, запишем в виде

$$\vec{F}_c = -\frac{dS}{d\vec{r}_c} = -\frac{dS}{d\vec{\tau}_c} - \sum_{i=1}^{N} \frac{d\vec{r}_i}{d\vec{\tau}_c}\frac{dS}{d\vec{r}_i}, \qquad (4)$$

где $\vec{r}_c$, $\vec{\tau}_c$ — положение точки С и касательная к границе раздела в этой же точке, $\vec{r}_i$ — положение подвижных точек кусочно-линейной траектории, $N$ — число подвижных точек. Выражение (4) представляет собой отрицательный градиент функционала $\vec{r}_c$ по переменной позволяющий реализовать процедуру минимизации. Для определения максимума (см. рис. 2) достаточно применить оптимизацию напрямую вдоль градиента. В случае поиска решения седлового типа необходима оценка гессиана фазового пути, что является предметом дальнейших исследований. Далее на основе (4) была реализована процедура последовательного поиска стационарных точек вариационным способом, аналогично алгоритму, представленному в работе [Nosikov et al., 2020]. В результате были успешно определены все три искомых решения (см. рис. 1).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлен вариант вариационного метода определения лучевых траекторий, отраженных от границы раздела, с заданными граничными условиями. Идея метода основана на оптимизации фазового пути луча в зависимости от положения точки отражения. Показано, что проблема многолучевости отраженных

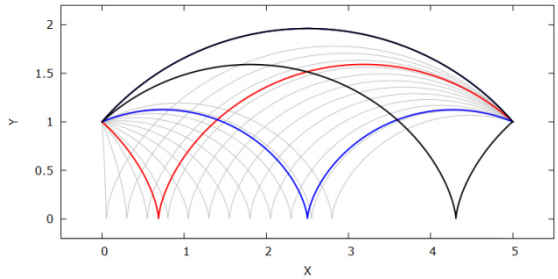



*Рис. 1*. Лучевые траектории и виртуальные лучи, соединяющие краевые точки A и B. Лучевые траектории, рассчитанные методом пристрелки, представлены в виде цветных линий (красные, синие и черные). Виртуальные лучи, рассчитанные прямой минимизацией с закрепленным положением точки отражения, представлены в виде серых линий. Граница раздела совпадает с осью OX

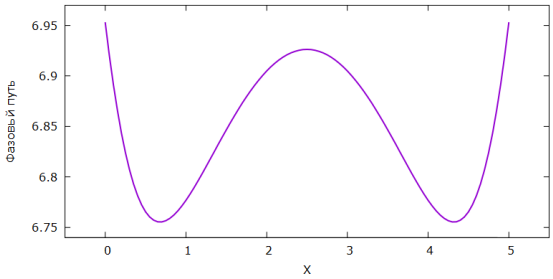



*Рис. 2*. Зависимость фазового пути виртуальных траекторий, представленных на рис. 1 (серые линии), от гипотетического положения точки отражения. Три стационарные точки соответствуют трем решениям граничной задачи — лучевым траекториям, рассчитанным методом пристрелки

лучей может быть преодолена последовательной процедурой оптимизации стационарных точек. Результаты расчетов имеют прикладное значение для расчета лучей океанических волн (волн цунами), отраженных от береговой линии, а также прогноза радиосвязи при многоскачковом распространении.

Работа по реализации вариационного метода выполнена при поддержке проекта Минобрнауки России № 075-15-2021-583 (Носиков И.А., Клименко М.В.). Расчеты методом бихарактеристик (Толченников А.А., Доброхотов С.Ю.) выполнены при поддержке гранта РНФ № 21-71-30011.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Nosikov I.A., Klimenko M.V., Zhbankov G.A., et al. Generalized force approach to point-to-point ionospheric ray tracing and systematic identification of high and low rays. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. 2019. Vol. 68, no. 1. P. 455–467.

Доброхотов С.Ю., Назайкинский В.Е. Характеристики с особенностями и граничные значения асимптотического решения задачи Коши для вырождающегося волнового уравнения. *Математические заметки*. 2016. Т. 100, № 5. С. 710–731.

Казанцев А.Н., Лукин Д.С., Спиридонов Ю.Г. Метод исследования распространения радиоволн в неоднородной магнитоактивной ионосфере. *Косм. иссл*. 1967. Т. 5, № 4. С. 593–600.

Носиков И.А., Клименко М.В. Исследование функционала верхних и нижних лучей в задаче расчета радиотрасс в модельной ионосфере. *Химическая физика*. 2017. Т. 36, № 12. С. 61–65.

УДК 533.9.07

# РЕЗУЛЬТАТЫ ИСПЫТАНИЙ МАКЕТА БЫСТРОГО ИОНОЗОНДА ВЕРТИКАЛЬНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ НИРФИ

**В.А. Павлова, К.К. Грехнева, А.В. Шиндин, С.П. Моисеев, А.В. Востоков**

Научно-исследовательский радиофизический институт ННГУ им. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия
pavlova@nirfi.unn.ru

# RESULTS OF TESTING RFI'S FAST VERTICAL SOUNDING IONOSONDE

**V.A. Pavlova, K.K. Grekhneva, A.V. Shindin, S.P. Moiseev, A.V. Vostokov**

Radiophysical Research Institute UNN, Nizhny Novgorod, Russia
pavlova@nirfi.unn.ru

**Аннотация.** В докладе приводятся результаты испытаний макета быстрого ионозонда вертикального зондирования, приемная и передающая части которого созданы на базе плат Red Pitaya SDRlab 122-16. Испытания макета начались в 2021 г. В ходе испытаний были зарегистрированы первые односекундные ионограммы. Серия испытаний в мае 2022 г. была осуществлена с применением приемного пункта моностатической локации Луны, что позволило принимать сигнал малой мощности и не создавать больших помех в эфире. Отраженный от ионосферы сигнал был зарегистрирован на уровне –22 дБ от уровня земной волны.

**Ключевые слова:** вертикальное зондирование ионосферы, ионограмма, ионозонд, диагностика ионосферы.

**Abstract.** This report presents the testing results of a prototype of a fast vertical sounding ionosonde whose receiving and transmitting parts are based on Red Pitaya SDRlab 122-16 boards. Prototype tests began in 2021. During the tests, the first one-second ionograms were recorded. In May 2022, a series of tests was carried out using a receiving point of the monostatic radar observations of the Moon. This allowed us to receive a low power signal and to avoid large interference on the air. The signal reflected from the ionosphere was recorded at a level of -22 dB from the ground wave level.

**Keywords:** vertical sounding of the ionosphere, ionogram, ionosonde, diagnostics of the ionosphere.

## ВВЕДЕНИЕ

Испытания макета быстрого ионозонда начались в 2021 г. Первые ионограммы, зарегистрированные со скоростью 1 ионограмма в секунду, были получены в сентябре–декабре 2021 г. на экспериментально-опытной базе «Васильсурск» [Shindin et al., 2022]. В этих экспериментах использовались разные варианты приемных антенн, включая большую диагностическую антенну (126×126 м), антенну ЛЧМ-ионозонда и антенну ионозонда CADI.

Основным результатом проведенных в 2021 г. испытаний является регистрация быстрых процессов перераспределения электронной концентрации.

## ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Пятого мая 2022 г. была запланирована новая серия испытаний. Целью этих испытаний была проверка работоспособности приемной части ионозонда на базе Red Pitaya SDRLab 122-16, а также комплектов специально приобретенных широкополосных КВ-антенн.

Для приема и передачи сигналов в нашем макете используются антенны CT-HF-FD [https://comtech.ru/produktsiya/antennye-sistemy/kv/shirokopolosnye-kv-antenny/shirokopolosnaya-kv-antenna-ct-hf-fd]. Данные антенны обладают диапазоном частот от 1.5 до 30 МГц, мощностью 2 кВт и сопротивлением 50 Ом.

К моменту проведения испытаний передающая часть нашего макета оказалась готова не полностью, поскольку при измерении максимальной выходной мощности основного усилителя в лаборатории сгорел аттенюатор, что привело к выходу из строя LDMOS-транзисторов усилителя. Это повлекло изменение плана предполагаемого эксперимента.

В ходе эксперимента передающая часть макета была собрана на одном пятиваттном предусилителе и установлена в здании передатчиков.

Поскольку в передающей части макета отсутствовал усилитель, мощности нашего сигнала не хватало для того, чтобы зафиксировать его отражение от ионосферы приемной частью нашего макета. Поэтому для регистрации сигнала мы использовали, имеющийся на полигоне, приемный пункт моностатической локации Луны. В качестве приемной антенны использовалась одна из секций антенной системы стенда СУРА.

Данный пункт обладает значительно более высокой чувствительностью, нежели приемная часть макета быстрого ионозонда с антенной CT-HF-FD. Благодаря этому мы смогли зарегистрировать отражение от ионосферы сигнала мощностью 5 Вт.

Регистрация сигналов в пункте моностатической локации Луны осуществляется при помощи приемника NetSDR [https://www.radiomasterlist.com/en/rf-space-netsdr.html]. Данный приемник обладает 16-разрядным АЦП и имеет полосу пропускания от 10 кГц до 2 МГц.

Несмотря на высокую чувствительность приемного пункта на базе NetSDR, отраженный пятиваттный сигнал виден только при накоплении (наложении эпох) порядка 1000 импульсов. В результате на регистрацию ионограммы требуется 15 мин, что не позволяет реализовать быструю регистрацию ионограмм.

Для проверки работоспособности передающей части использовалась прошивка, генерирующая импульсы на частоте 5 МГц с периодом 5 мс. Видно, что пятиваттный сигнал занимает 20 % амплитудной шкалы приемника (рис. 1).

После накопления 1000 импульсов в течение 5 с была получена осциллограмма амплитуды комплексного сигнала (рис. 2). Горизонтальная ось задержек пересчитана в ось действующих высот.

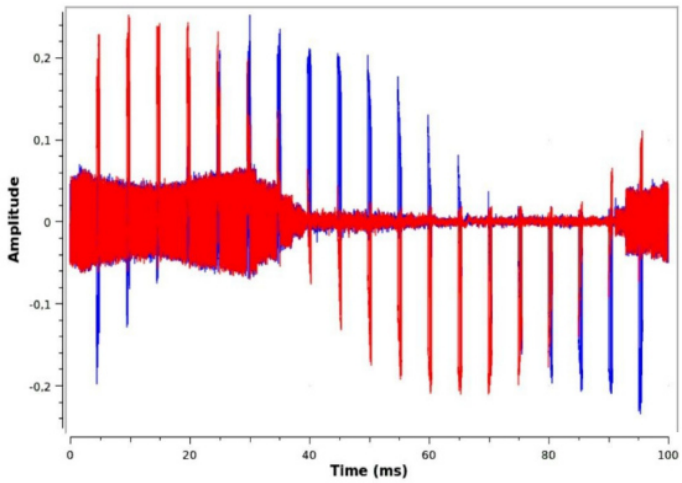



*Рис. 1.* Излучаемый сигнал, зафиксированный с помощью приемника NetSDR и среды GNU Radio

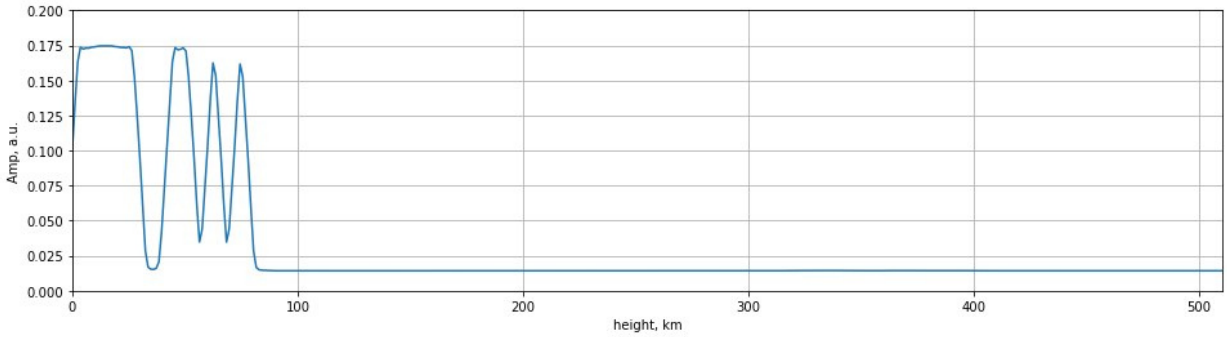



*Рис. 2.* Осциллограмма сигнала NetSDR + СУРА

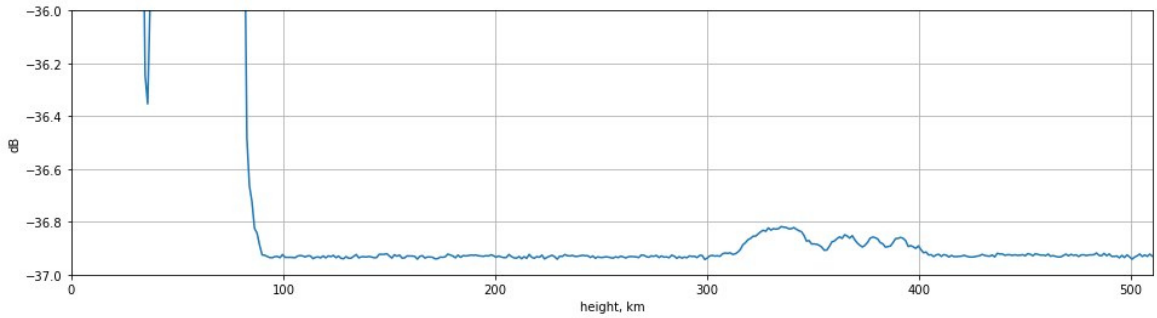



*Рис. 3.* Осциллограмма сигнала NetSDR + СУРА в логарифмическом масштабе

Пересчитав ось амплитуд в ось дБ, мы получили график, приведенный на рис. 3. Здесь виден отраженный сигнал, зарегистрированный на уровне –22 дБ относительно прямого сигнала.

Приемная часть нашего макета тоже была собрана и установлена в лабораторном корпусе полигона, после чего была проверена ее работоспособность. Был принят прямой сигнал, излучаемый передающей частью макета. На рис. 4 приводится график, получившийся в результате накопления 10000 импульсов.

Видно, что уровень прямого сигнала всего на 12 дБ выше уровня шумов. Отраженный же сигнал ожидается на уровне –22 дБ. Таким образом, проведенные испытания позволяют рассчитывать на то, что при использовании усилителя мощностью 600 Вт (20 дБ) отраженный сигнал будет зарегистрирован с использованием антенны CT-HF-FD без накопления.

## ПЛАНЫ ДАЛЬНЕЙШЕЙ ЭКСПЛУАТАЦИИ

Разработанный макет ионозонда мы планируем ввести в круглосуточную эксплуатацию на полигоне «Васильсурск» в июне 2022 г. Для этого нами была реализована гибкая система управления ионозондом.

На языке Python была разработана программа, позволяющая запускать ионозонд, задавая время начала его работы при помощи ключей программы.

Данная программа реализует три варианта работы ионозонда:

- Запуск ионозонда в определенное время суток со снятием одной секундной ионограммы в заданные периоды времени. Программа повторяет заданное расписание каждые сутки. Выключение устройства происходит путем выключения программы.
- Запуск ионозонда в определенное время со снятием одной секундной ионограммы в заданные пери-

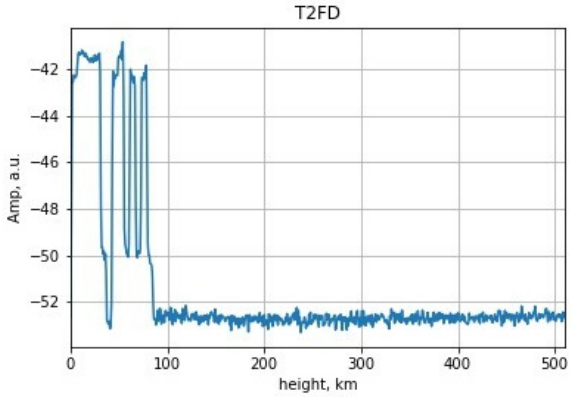



*Рис. 4.* Осциллограмма излучаемого сигнала, принятого приемной частью макета

оды времени. Ежечасное повторение заданного расписания. Выключение устройства осуществляется путем выключения программы.

Запуск ионозонда в одно определенное заданное время с непрерывной регистрацией ионограмм до момента выключения программы.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе эксперимента был зарегистрирован отраженный от ионосферы сигнал на уровне –22 дБ относительно сигнала земной волны и выяснено, что приемная часть ионозонда на базе SDRLab и антенны CT-HF-FD при пятиваттном прямом сигнале обеспечивает уровень –41 дБ при уровне шума –53 дБ.

Кроме того, оказалось, что одна секция антенной системы стенда СУРА позволяет зарегистрировать отражение от ионосферы импульса мощностью 5 Вт при накоплении 1000 импульсов, откуда следует принципиальная возможность создания на базе секции стенда СУРА пятиваттного ионозонда вертикального зондирования, который бы работал фактически без создания значимых помех в эфире.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 21-72-10131). Работа по монтажу системы охлаждения усилителя A600 выполнена Востоковым А.В. при поддержке проекта № 0729-2020-0057 государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Shindin A.V., Moiseev S.P., Vybornov F.I., et al. The prototype of a fast vertical ionosonde based on modern software-defined radio devices. *Remote Sensing*. 2022. Vol. 14, 547.

URL: https://comtech.ru/produktsiya/antennye-sistemy/kv/shirokopolosnye-kv-antenny/shirokopolosnaya-kv-antenna-ct-hf-fd (дата обращения 4 мая 2022 г.).

URL: https://www.radiomasterlist.com/en/rf-space-netsdr.html (дата обращения 4 мая 2022 г.).

УДК 550.385

# АЛГОРИТМ ПОИСКА ГРАНИЦ АВРОРАЛЬНОГО ОВАЛА ПО ВЫХОДНЫМ ДАННЫМ МОДЕЛИ OVATION PRIME

**Ю.В. Пенских, В.Э. Капустин**

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия
penskikh@iszf.irk.ru

# ALGORITHM FOR FINDING THE AURORAL OVAL BOUNDARIES FROM OUTPUT DATA OF OVATION PRIME MODEL

**Yu.V. Penskikh, V.E. Kapustin**

Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia
penskikh@iszf.irk.ru

**Аннотация.** Разработан алгоритм поиска полярной и экваториальной границ аврорального овала и линии максимума значений. Алгоритм применим для выходных данных модели OVATION Prime как для суммарных высыпаний, так и для отдельных типов. Алгоритм может быть легко адаптирован к другому типу авроральной активности (полярные сияния, проводимость, поток энергии высыпающихся частиц и др.).

**Ключевые слова:** границы аврорального овала, OVATION Prime, авроральная активность, границы проводимости.

**Abstract.** The algorithm for finding the polar and equatorial boundaries of the auroral oval and the line of maximum values has been developed. It is applicable to the output data from OVATION Prime model, both for total precipitation and for individual types. The algorithm can be easily adapted to another type of auroral activity (auroras, conductivity, energy flux of precipitating particles, etc.).

**Keywords:** auroral oval boundaries, OVATION Prime, auroral activity, conductivity boundaries.

## ВВЕДЕНИЕ

Существуют различные методы исследования авроральной активности [Pitkänen, 2011], одним из которых является техника инверсии магнитограмм (ТИМ), которая по данным мировой сети наземных магнитометров позволяет рассчитывать электродинамические параметры ионосферы в двух полушариях Земли [Mishin, 1990; Мишин и др., 2021]. Несколько лет назад был разработан метод автоматической диагностики границ авроральных овалов (АО), который вошел в ТИМ в качестве одного из важных модулей [Лунюшкин, Пенских, 2019; Пенских и др., 2021]. В наши дальнейшие планы входит задача сопоставления границ авроральных овалов, полученных с помощью ТИМ, с границами АО, полученными другими существующими методами и наблюдениями.

Модель авроральных высыпаний OVATION Prime (OP) — одна из самых популярных моделей авроральной активности [Newell et al., 2010]. Благодаря открытому исходному коду OP-2010 стала прародителем ряда независимо развиваемых версий OP, на основе которых создавались интернет-сервисы, специализирующиеся в основном на изображениях АО, а не на его границах. Онлайн-сервис OP-2020 публикует карты с распределениями вероятности появления полярных сияний [https://www.swpc.noaa.gov/products/aurora-30-minute-forecast]. Сервис онлайн-диагностики границ АО по данным OP, по-видимому, прекратил работу, поскольку изображения АО всегда показывают состояние на момент 28 января 2020 г. 14:48 UT, нет доступа и к архивным данным [http://sd-www.jhuapl.edu/Aurora/ovation_live/ovationdisplay.cgi?pole=N&type=E]. Для сравнения с данными ТИМ нам нужны численные значения границ АО, поэтому было решено создать алгоритм для определения АО по OP-2010.

## ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ И ИХ ПРЕДВАРИТЕЛЬНАЯ ОБРАБОТКА

С помощью общедоступной программы OP-2010 были получены карты распределений потока энергии высыпающихся частиц [https://sourceforge.net/projects/ovation-prime]. Модель позволяет проводить расчеты для высыпаний четырех типов: DIFF — diffuse aurora, MONO — monoenergetic aurora, IONS — ion aurora, WAVE — wave aurora [Newell et al., 2010].

Наряду с достоинствами OP-2010 не лишена недостатков, которые отмечает автор этой модели [Newell et al., 2014]. Основное ограничение OP-2010 связано с тем, что она не работает при сильных геомагнитных возмущениях ($K_p$>5). Кроме того, результаты работы модели содержат шум типа соль/перец, который проявляется в виде экстремально низких/высоких точечных значений. Перечисленные недостатки автор OP устранил в новой версии модели OP-2013, исходный код которой не был опубликован.

Результаты OP-2010 интерполировались нами на однородную сетку с шагом 1° по широте, 10° по долготе. Шум соль/перец устраняли с помощью медианного фильтра с окном 3×3 шага сетки. Суммарный тип высыпаний ALL рассчитывался как сумма высыпаний различных типов (DIFF, MONO, IONS, WAVE).

## АВТОМАТИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГРАНИЦ ПО ДАННЫМ OP

АО обычно не имеет четких границ, на которых наблюдалось бы резкое изменение физических параметров, поэтому критерии определения полярной и экваториальной границ АО не являются строгими. Границы АО часто определяются по некоторому заданному порогу значения функции, полученному эмпирическим путем, а потому даже для одних и тех

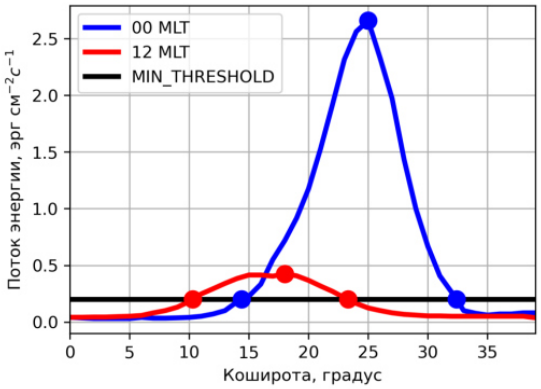



*Рис. 1*. Пример определения границ на меридиональных профилях выходных данных ОР. Синяя кривая — профиль ОР на меридиане 00 MLT; красная кривая — на меридиане 12 MLT; черная горизонтальная линия — пороговое значение функции, соответствующее границам АО. На каждом профиле точками обозначены положение полярной и экваториальной границ АО, а также максимальное значение функции

же измерений пороговые значения имеют большой разброс. В качестве такого порога в ОР исследователи используют различные значения в диапазоне 0.2–2 эрг см$^{-2}$ с$^{-1}$ [Machol et al., 2012; Kosar et al., 2018].

Опишем логику работы алгоритма для поиска границ АО. Каждый меридиональный профиль данных ОР имеет форму гауссоподобной функции, поэтому полярную и экваториальную границы можно найти в местах пересечения профиля функции с линией порогового значения (рис 1.).

В АО можно выделить еще одну важную границу — линию максимума значений. К сожалению, эту линию выделяют редко, ограничиваясь поиском полярной и экваториальной границ. Линия максимума значений имеет одно важное преимущество в сравнении с полярной и экваториальной границами — ее положение находится гораздо точнее, поскольку она не зависит от субъективно выбранного порогового значения. Линией максимума удобно пользоваться, особенно при сравнении с линиями максимума, полученными по данным других видов наблюдений.

Не некоторых меридианах, особенно на дневной стороне Земли, максимальное значение меридионального профиля может оказаться ниже порогового значения (MIN_THRESHOLD). Поскольку полярная и экваториальная границы овала не должны совпадать, требуется задать некоторое допустимое максимальное значение (MAX_THRESHOLD). Меридианы, на которых максимальное значение профиля ниже MAX_THRESHOLD, пропускаются. Вместо этого проводится интерполяция пропущенного диапазона между меридианами, на которых границы были определены. Выполнение алгоритма завершается трехточечной интерполяцией границ.

Для определения границ по данным модели ОР мы использовали MIN_THRESHOLD = 0.1 эрг см$^{-2}$ с$^{-1}$, MAX_THRESHOLD = 1.5 MIN_THRESHOLD. Алгоритм хорошо работает и при других значениях. Чем больше MIN_THRESHOLD, тем тоньше АО. Как было отмечено выше, пороговые значения во многомсубъек-

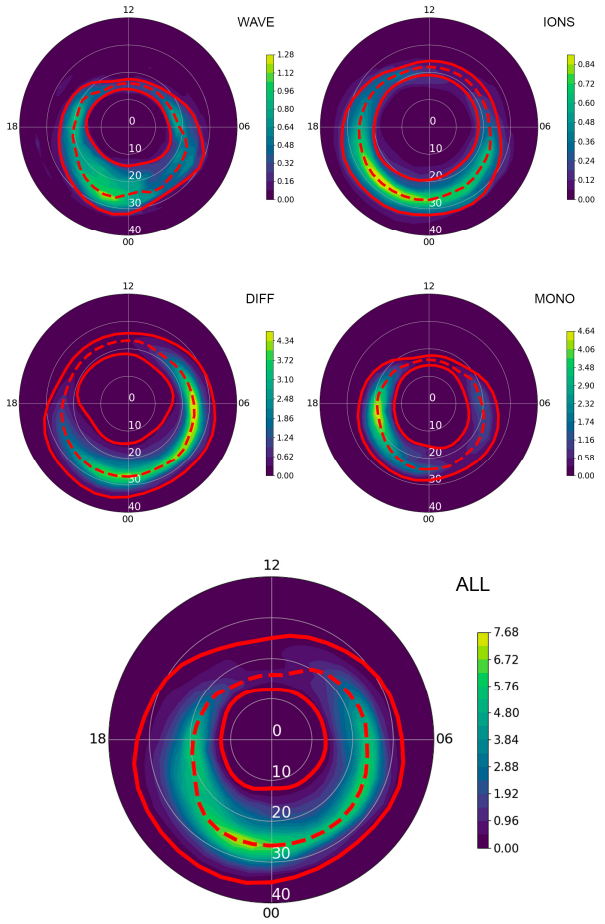



*Рис. 2*. Выходные данные ОР бури 17.08.2001 16:30 UT для высыпаний четырех типов (DIFF, MONO, IONS, WAVE), а также для суммарных значений (ALL). На каждой панели показаны границы, найденные автоматическим методом: полярные и экваториальные границы АО — сплошная линия, линия максимума значений — штриховая

тивны и при необходимости могут быть изменены. Используя этот довольно простой алгоритм, можно легко найти границы как для высыпаний отдельного типа, так и для суммарных высыпаний (рис. 2).

Алгоритм дополнительно испытывался на данных модели проводимости авроральной ионосферы [Spiro et al., 1982]. Для поиска границ повышенной проводимости Холла ионосферной плазмы использовалось пороговое значение MIN_THRESHOLD = 4 См, для MAX_THRESHOLD, как и раньше использовался коэффициент 1.5 (рис. 3). Вышеизложенный алгоритм поиска границ АО можно легко адаптировать к любому другому типу измерений, значения которого имеют гауссоподобное распределение (полярные сияния, проводимость, поток энергии высыпающихся частиц и др.).

## ВЫВОДЫ

В работе получены следующие результаты.

1. Частично устранены недостатки в результатах открытой модели ОР-2010 за счет сглаживания шума соль/перец и получения суммарного АО.

2. Разработан алгоритм автоматического определения границ АО по данным ОР-2010 как для суммарных высыпаний, так и для высыпаний отдельных типов: DIFF, MONO, IONS, WAVE.

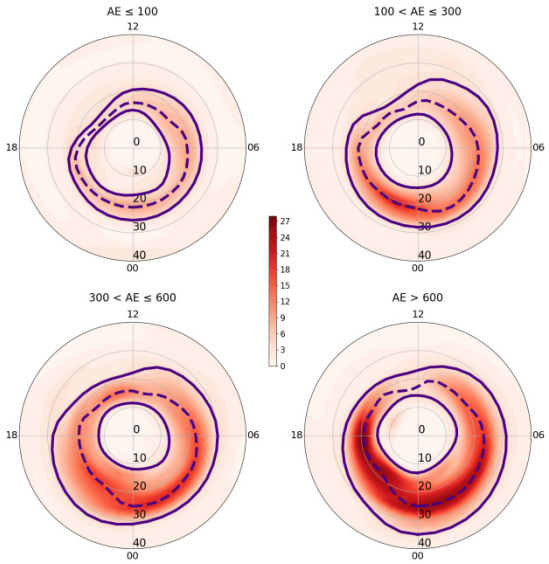



*Рис. 3*. Проводимость Холла ионосферной плазмы по модели Спиро для разных уровней геомагнитной активности (См). На каждую панель нанесены границы, найденные автоматическим методом. Полярные и экваториальные границы АО — сплошная линия, линия максимума значений — штриховая

3. Проведено дополнительное тестирование алгоритма на модели проводимости SPIRO.

4. Алгоритм может быть легко адаптирован к любому другому типу АО, меридиональные профили которого имеют гауссоподобное распределение (полярные сияния, проводимость, поток энергии высыпающихся частиц и др.).

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Лунюшкин С.Б., Пенских Ю.В. Диагностика границ аврорального овала на основе техники инверсии магнитограмм. Солнечно-земная физика. 2019. Т. 5, № 2. С. 97–113. DOI: 10.12737/szf-52201913.

Мишин В.В., Караваев Ю.А., Лунюшкин С.Б. и др. Динамика продольных токов в двух полушариях Земли в ходе магнитосферной бури по данным техники инверсии магнитограмм. Солнечно-земная физика. 2021. Т. 7, № 1. С. 34–39. DOI: 10.12737/szf-71202104.

Пенских Ю.В., Лунюшкин С.Б., Капустин В.Э. Геомагнитный метод автоматической диагностики границ авроральных овалов в двух полушариях Земли. *Солнечно-земная физика*. 2021. Т. 7, № 2. С. 63–76. DOI: 10.12737/szf-72202106.

Kosar B.C., MacDonald E.A., Case N.A., et al. A case study comparing citizen science aurora data with global auroral boundaries derived from satellite imagery and empirical models. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys*. 2018. Vol. 177. P. 274–282. DOI: 10.1016/j.jastp.2018.05.006.

Machol J.L., Green J.C., Redmon R.J., et al. Evaluation of OVATION Prime as a forecast model for visible aurorae. *Space Weather*. 2012. Vol. 10, no. 3. DOI: 10.1029/2011sw000746.

Mishin V.M. The magnetogram inversion technique and some applications. *Space Sci. Rev*. 1990. Vol. 53, no. 1-2. P. 83–163. DOI: 10.1007/bf00217429.

Newell P.T., Sotirelis T., Wing S. Seasonal variations in diffuse, monoenergetic, and broadband aurora. *J. Geophys. Res.: Space Phys*. 2010. Vol. 115, no. A3. P. A03216. DOI: 10.1029/2009ja014805.

Newell P.T., Liou K., Zhang Y., et al. OVATION Prime-2013: Extension of auroral precipitation model to higher disturbance levels. *Space Weather*. 2014. Vol. 12, no. 6. P. 368–379. DOI: 10.1002/2014sw001056.

Pitkänen T. *Dynamics of the polar cap boundary and the auroral oval in the nightside ionosphere*. Oulu, Finland, Department of Physics University of Oulu. 2011. 69 p.

Spiro R.W., Reiff P.H., Maher L.J. Precipitating electron energy flux and auroral zone conductances-An empirical model. *J. Geophys. Res.: Space Phys*. 1982. Vol. 87, no. A10. P. 8215–8227. DOI: 10.1029/JA087iA10p08215.

URL: https://www.swpc.noaa.gov/products/aurora-30-minute-forecast (дата обращения 1 июня 2022 г.).

URL: http://sd-www.jhuapl.edu/Aurora/ovation_live/ ovationdisplay.cgi?pole=N&type=E (дата обращения 1 июня 2022 г.).

URL: https://sourceforge.net/projects/ovation-prime (дата обращения 1 июня 2022 г.).

УДК 533.951

# ВАРИАЦИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТРУКТУРЫ АЛЬФВЕНОВСКИХ ВОЛН В ГОРЯЧЕЙ ПЛАЗМЕ

**А.В. Петрашчук[1], Д.Ю. Климушкин[1, 2], П.Н. Магер[1]**

[1]Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия, petrashchuk@iszf.irk.ru
[2]Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия
[1]Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia, petrashchuk@iszf.irk.ru
[2]Irkutsk State University, Irkutsk, Russia

# VARIATION OF THE SPATIAL STRUCTURE OF ALFVEN WAVES IN HOT PLASMA

**A.V. Petrashchuk[1], D.Yu. Klimushkin[1, 2], P.N. Mager[1]**

**Аннотация.** Численно исследована пространственная структура альфвеновских волн в плазме конечного давления при смене ее поляризации. Основное внимание уделено главной гармонике волны, стоячей между ионосферами сопряженных полушарий, поскольку для таких волн поляризационное расщепление спектра наиболее выражено и они регулярно наблюдаются. Проведено численное исследование влияния давления плазмы на структуру поведения компонент электрического поля альфвеновских волн.

**Ключевые слова:** МГД-волны, дипольная модель магнитосферы, МГД-резонансы.

**Abstract.** The paper is devoted to the study of the spatial structure of Alfvén waves in plasma of finite pressure with a change in polarization. Much attention is paid to the main harmonic of the wave standing between the ionospheres of conjugated hemispheres, since the polarization splitting of the spectrum is most pronounced for such waves and they are regularly observed. We also made a numerical study of the effect that plasma pressure has on the structure of behavior of the electric field components of Alfvén waves.

**Keywords:** MHD waves, dipole model of the magnetosphere, MHD resonances.

## ВВЕДЕНИЕ

Альфвеновские волны очень часто наблюдаются в областях магнитосферы со значительным содержанием горячей плазмы: отношение плазменного давления к магнитному β может превышать 0.5 [Mager, Klimushkin, 2021]. Кривизна силовых линий приводит к сцеплению альфвеновских волн с медленным магнитным звуком (ММЗ). При этом сцепление с ММЗ не оказывает существенного влияния на распространение альфвеновских волн, поскольку характерная частота ММЗ значительно ниже, чем у альфвеновской моды. Давление плазмы и неоднородность магнитного поля приводит к изменению дисперсионного соотношения альфвеновских волн, особенно в том случае, когда волна имеет полоидальную поляризацию. В работе [Klimushkin et al., 2004] было выведено уравнение, описывающее структуру альфвеновских волн в неоднородной плазме, а также была изучена поперечная структура альфвеновских волн при произвольных значениях азимутального волнового числа $m$. Вместе с тем большой интерес представляет также продольная структура волн с различными значениями $m$ и различной поляризацией волны.

### Основные уравнение, описывающие альфвеновские волны

Как известно, в неоднородной плазме магнитосферы имеются три МГД-моды связанные между собой: альфвеновская мода, быстрый (БМЗ) и медленный (ММЗ) магнитный звук. Поскольку величина магнитного поля начинает расти от экватора к ионосфере, а параметр $\beta \ll 1$, то характерная частота медленного магнитного звука оказывается существенно ниже альфвеновской. С другой стороны, частота быстрого магнитного звука с $m \gg 1$ намного больше альфвеновской. Поэтому электрическое поле волны описывает только альфвеновскую моду

$$\vec{E} = -\nabla_\perp \phi, \tag{1}$$

где $\nabla_\perp$ — поперечная компонента оператора набла магнитного поля, $\phi$ — скалярная функция, которую мы будем называть потенциалом. Поскольку в данной статье рассматриваются области магнитосферы, где $\beta$ <<1, магнитное поле приблизительно можно считать дипольным. В дипольном поле компоненты метрического тензора записываются в сферической системе координат $\theta$, $r$:

$$g_1 = \frac{\cos^2\theta}{1+3\sin^2\theta}, \; g_2 = L^2\cos^6\theta. \tag{2}$$

Для описания волнового поля альфвеновских мод можно использовать уравнение, полученное в статье [Klimushkin et al., 2004]:

$$k^2 \hat{L}_T(\omega)\phi + \hat{L}_p(\omega)\phi = 0, \tag{3}$$

где $k^2$ — квадрат радиальной компоненты волнового вектора, а $\hat{L}_T(\omega), \hat{L}_p(\omega)$ — тороидальные и полоидальные дифференциальные операторы

$$\begin{aligned} \hat{L}_T(\omega) &= \frac{\partial}{\partial l_\parallel} p \frac{\partial}{\partial l_\parallel} + p\frac{\omega^2}{A^2}, \\ \hat{L}_p(\omega) &= \frac{\partial}{\partial l_\parallel}\frac{1}{p}\frac{\partial}{\partial l_\parallel} + \frac{1}{p}\left(\frac{\omega^2}{A^2}+\eta\right), \end{aligned} \tag{4}$$

где $p = \sqrt{g_2/g_1}$, $\omega$ — частота волны, $A$ — альфвеновская скорость, а производные берутся по длине силовой линии $dl_\parallel = L\sqrt{1+3\sin^2\theta}\,d\theta$. В

полоидальном операторе $\hat{L}_p(\omega)$ присутствует слагаемое η, связанное с давлением плазмы и его градиентом.

**Численная модель магнитосферы**

Для расчета потенциала ϕ используем следующий профиль давления [Klimushkin et al., 2004]

$$P = P_0\left[1-\tanh^2\left(\frac{L_0-L}{D}\right)\right], \qquad (5)$$

где $P_0$ — максимальное давление плазмы, которое достигается на поверхности $L_0$=4, параметр $D$ характеризует ширину профиля давления. Величину $D$ смы считаем главной характеристикой моделей магнитосферы. В первой модели изменение давления плазмы $P$ поперек магнитных оболочек является резким, что соответствует малому значению $D$=0.43. Наоборот, во второй модели давление меняется сравнительно плавно ($D$=1.9). Кольцевой ток $J$ в первой модели локализован значительно сильнее, чем во второй модели. Причем в моделях один и два принимается одно и то же значение параметра $\beta_0$: β=0.09. Распределение экваториальных значений $P$, β, $J$ поперек магнитных оболочек показано на рис. 1 *a*, *b*, *c*.

Рассмотрим задачу (3) на собственные значения относительно величины $k^2$ при фиксированной частоте волны ω=0.03 рад/с. Поведение величины $k^2$ в первой модели при частоте ω=0.03 рад/с показано на рис. 2. Как видим, область распространения волны $k^2>0$ ограничена точками отражения (полоидальной поверхностью $x^1_{PN}$) и резонанса (тороидальной поверхностью, $x^1_{TN}$, причем $x^1_{TN} > x^1_{PN}$). В большей части области прозрачности зависимость $k^2$ более пологая, чем в холодной плазме (β=0) [Leonovich, Mazur, 1993]. Это приводит к некоторому различию в продольной структуре потенциала $\phi_N$ и структуре электрического поля, поскольку изменение их структуры от полоидальной до тороидальной происходит более неравномерным образом (рис. 3, *a*).

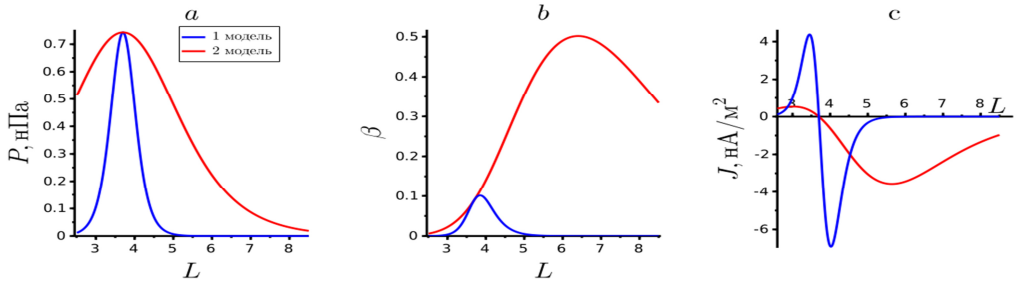



*Рис. 1.* Профили давления плазмы $P$(*a*), параметра β(*b*), кольцевого тока $J$(*c*)

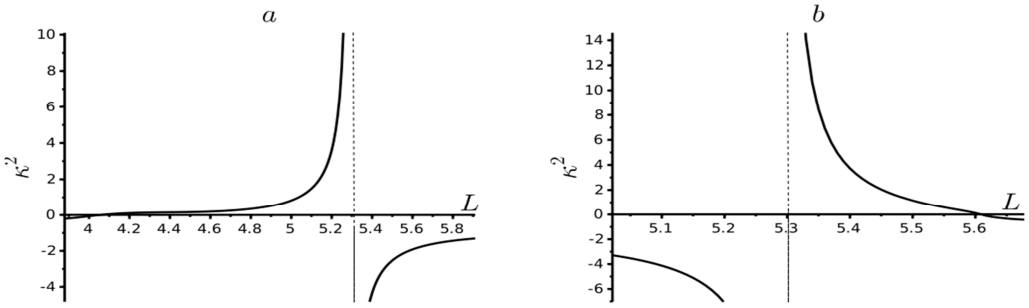



*Рис. 2.* Зависимость $k^2$ от $L$ с частотой волны ω=0.03 рад $\omega$ = 0.03 рад/с для моделей 1 и 2

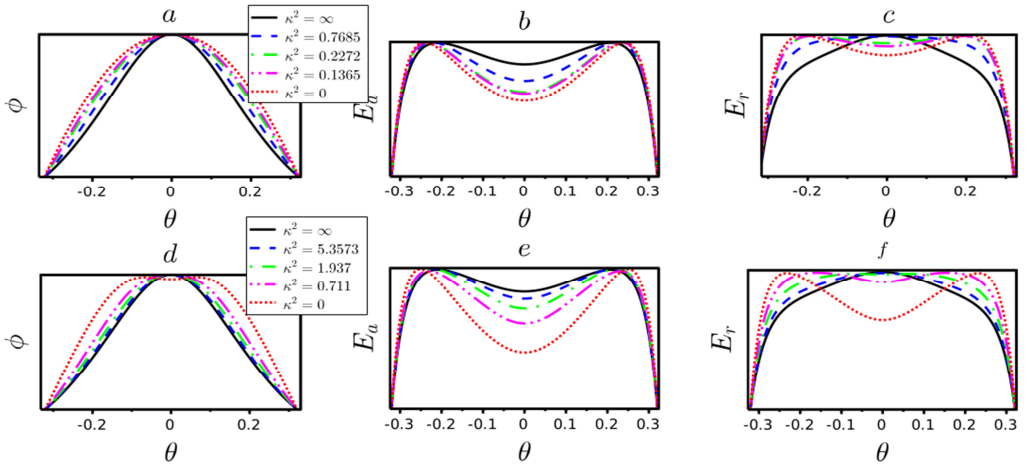



*Рис. 3.* Зависимость электрического потенциала ϕ (*a*, *d*) от магнитной широты θ между магнитными оболочками в области распространения волны $k^2 > 0$. Азимутальные (*b* и *e*) и радиальные (*c* и *f*) компоненты электрического поля

Поскольку в модели 2 максимальное значение β намного больше, чем в 1 модели, а градиент давления изменяется плавно между оболочками. В этом случае полоидальная поверхность располагается дальше тороидальной. Следовательно, зависимость $k^2$ от $L$ будет выглядеть, как показано на рис. 2, *b*. Из-за большой кривизны силовых линий и большого значения β в окрестности экватора возникает область непрозрачности альфвеновской волны [Mager et al., 2009]. Основная гармоника в этом случае становится шире и ниже по максимальной амплитуде волны (рис. 3, *d*).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По итогам численного анализа вариации пространственной структуры альфвеновских волн в плазме с конечным давлением с кривыми силовыми линиями магнитного поля. Магнитное поле считаются дипольным. Предполагается, что волны обладают азимутальной мелкомасштабностью, а параметр $\beta<<1$. Поэтому в магнитосфере распространяется только одна МГД-мода — альфвеновская. Рассмотрена задача на собственные значения относительно величины $\kappa$ при фиксированной частоте волны. Определены области прозрачности волны, где $k>0$. При движении поперек магнитных оболочек от полоидальной поверхности (где $k=0$) к тороидальной (где $k>>1$) поляризация волны меняется от полоидальной до тороидальной. Определены координаты точек поворота волны (на полоидальной поверхности, где $k=0$) в различных моделях магнитосферы. Показано, что в первой и второй модели полоидальная поверхность расположена ближе к Земле, чем тороидальная, однако в первом случае область прозрачности намного шире, чем во втором.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Klimushkin D.Yu., Mager P.N., Glassmeier K.-H. Toroidal and poloidal Alfvén waves with arbitrary azimuthal wave numbers in a finite pressure plasma in the Earth's magnetosphere. *Ann. Geophys.* 2004. Vol. 22. P. 267–288.

Mager P.N., Klimushkin D.Yu., Pilipenko V.A., Schafer S. Field-aligned structure of poloidal Alfvén waves in a finite pressure plasma. *Ann. Geophys.* 2009. Vol. 27. P. 3875–3882.

Mager P.N., Klimushkin D.Y. The field line resonance in the three-dimensionally inhomogeneous magnetosphere: Principal features. *J. Geophys Res.: Space Phys*. 2021. Vol. 126.

Leonovich A.S., Mazur V.A. A theory of transverse small-scale standing Alfvén waves in an axially symmetric magnetosphere. *Planet. and Space Sci*. 1993. Vol. 41. P. 697–717.

УДК 539.123, 524.1, 52-17

# АНАЛИЗ ТЕМПА СЧЕТА НЕТРИГГЕРНЫХ СИГНАЛОВ НА УСТАНОВКЕ BAIKAL-GVD

**А.А. Семенюк, И.А. Перевалова, И.В. Черноусов, А.С. Белякова, М.Г. Крестьянских, А.А. Куликов**

Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия
semeniuk_n@mail.ru

# ANALYSIS OF THE COUNTING RATE OF NON-TRIGGER SIGNALS AT THE BAIKAL-GVD NEUTRINO TELESCOPE

**A.A. Semeniuk, I.P. Perevalova, I.V. Chernousov, A.S. Belyakova, M.G. Krestyanskikh, A.A. Kulikov**

Irkutsk State University, Irkutsk, Russia
semeniuk_n@mail.ru

**Аннотация.** Главная цель проекта Baikal-GVD заключается в изучении потока астрофизических нейтрино высоких энергий. В частности, задачей установки является регистрация черенковского излучения, испускаемого при прохождении вторичных заряженных частиц, образующихся в результате реакций нейтрино с окружающей средой, через толстый слой воды оз. Байкал. Помимо черенковского излучения регистрируется также окружающий фоновый шум и нетриггерные сигналы. Процедура выделения астрофизического сигнала из фона является нетривиальной задачей, включающей в себя в том числе и тщательное изучение самого фона. В данной статье представлены результаты анализа темпа счета нетриггерных и шумовых сигналов за 2021 г.

**Ключевые слова:** нейтрино, Байкальский нейтринный телескоп, шумовые сигналы, анализ данных.

**Abstract.** The main goal of the Baikal-GVD project is to detect high-energy astrophysical neutrinos. In particular, the telescope is aimed at registering Cherenkov radiation emitted during the passage of secondary charged particles formed as a result of neutrino reactions with the environment through the deep waters of Lake Baikal. In addition to Cherenkov radiation, ambient background noise and non-trigger signals are also recorded. Extracting astrophysical signal from the noise background is not a trivial problem which includes a thorough study of the background itself. This paper presents the results of analysis of the counting rate of non-trigger and noise signals for the year 2021.

**Keywords:** neutrinos, Baikal neutrino telescope, noise signals, data analysis.

## ВВЕДЕНИЕ

Эксперимент Baikal-GVD (Baikal GigaVolume Detector) направлен на исследование высокоэнергетических процессов в астрофизических объектах Вселенной посредством регистрации нейтрино. Процесс детектирования данных частиц на Байкальском нейтринном телескопе основан на регистрации черенковского излучения от вторичных частиц, рожденных при взаимодействии нейтрино со средой, в которой расположен детектор. Метод регистрации нейтрино с помощью мюонов представляет собой мощный инструмент для исследования космических объектов галактического и внегалактического происхождения. Помимо черенковского излучения от астрофизических нейтрино на установке регистрируется также окружающий фоновый свет. Несмотря на то, что фотоэлектронные умножители телескопа расположены глубоко под водой (глубина самого нижнего ФЭУ 1200 м, самого верхнего 660 м), срабатывание датчиков происходит постоянно из-за хемилюминесценции воды, достигающих этой глубины атмосферных мюонов и каскадов, а также из-за калибровочных сигналов самих модулей телескопа.

## ТЕМП СЧЕТА ШУМОВЫХ СИГНАЛОВ

На данный момент Байкальский нейтринный телескоп состоит из 10 структурных единиц — кластеров, в каждом из которых находятся восемь стрингов (вертикальные тросы длиной 1250 м, закрепленные на дне). Регистрирующими элементами Baikal-GVD являются фотоэлектронные умножители (ФЭУ), расположенные на стрингах ФЭУ вместе с управляющей электроникой размещаются в стеклянных корпусах, образуя оптические модули (ОМ).

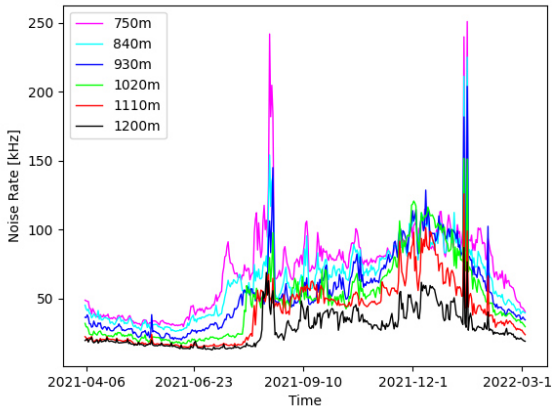



*Рис. 1.* Изменение уровня шумового сигнала для одного стринга на различных глубинах. На изображении представлены 6 ФЭУ из 36, находящиеся на глубинах 750, 840, 930, 1020, 1110 и 1200 м

Система запуска каждого кластера телескопа спроектирована таким образом, что сигналы от каждого ОМ во временном окне 5 мкс сохраняются, если выполняется триггерное условие. Триггер срабатывает, когда любая пара соседних ОМ генерирует сигналы, превышающие низкие (≈1.5 фотоэлектрона) и высокие (≈4 фотоэлектрона) пороговые значения заряда во временном интервале менее 100 нс. При срабатывании триггера на одной конкретной паре ФЭУ данные записываются на всем кластере. Все записанные кластерные данные в этот промежуток времени, исключая данные пары ФЭУ, на которых сработал триггер, и называются нетриггерным сигналом. В нем может содержаться информация и об астрофизической частице, однако основным

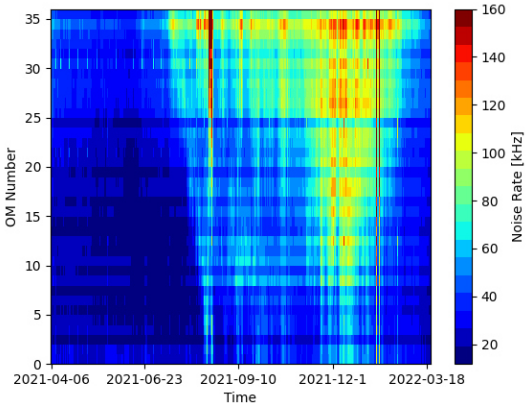



*Рис. 2*. Уровень шума в зависимости от даты для 36 оптических модулей 1-го стринга 6-го кластера за 2021 г. 0-й ОМ расположен на глубине 1200 м, 36-й ОМ — на глубине 660 м

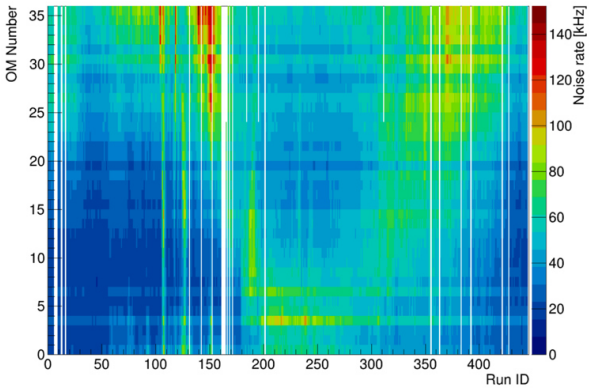



*Рис. 3*. Уровень шума в зависимости от Run ID на 3-м стринге 3-го кластера за 2020 г. Run ID совпадает со временем измерения [Allakhverdyan et al., 2021b]

источником таких сигналов являются атмосферные мюоны и окружающий шум воды. Атмосферными мюонами называются мюоны, рождающиеся в результате столкновений космических лучей с ядрами атомов воздуха, а также в разветвленных цепочках распадов нестабильных частиц. Такие мюоны обладают энергией до 100 ТэВ, их изучение является отдельной отраслью науки, однако с точки зрения регистрации астрофизических нейтрино сигнал от таких мюонов является шумовым. Получение сигналов от фонового освещения достигается путем выбора сигналов в первые две микросекунды в течение всего 5-микросекундного временного окна. Таким образом, данные о случайном шуме собираются практически непрерывно, поскольку типичная частота срабатывания кластера достигает нескольких десятков герц.

Байкальский нейтринный телескоп оснащен системой мониторинга качества данных — Data Quality Monitoring (DQM) [Allakhverdyan et al., 2021a]. Качество поступающих экспериментальных данных имеет существенное значение как для обработки и анализа данных, так и для проведения самого эксперимента. Поэтому главной задачей DQM является контроль состояния телескопа и полученных данных. В данной работе представлен один из этапов работы системы DQM, а именно анализ темпа счета нетриггерных сигналов в течение года набора статистики. Из-за особенностей среды, в которой находится Baikal-GVD, в году выделяются несколько периодов с резким изменением оптической активности байкальской воды. Вследствие этого изменяется темп счета случайного шума, который является фоном для мюонных сигналов. Выявление таких периодов необходимо для приближенного к реальности описания свойств окружающей среды при моделировании мюонных треков и каскадов частиц.

Данные, полученные за период с 4 апреля 2021 г. по 18 марта 2022 г. с нескольких ФЭУ 1-го стринга 6-го кластера телескопа, приведены на рис. 1. Видно, что наблюдаются два периода с низкой оптической активностью с 4 апреля по начало июня 2021 г. и с конца января по конец марта 2022 г., а также один продолжительный оптически активный период с июня 2021 г. по январь 2022 г.

На рис. 2 показано изменение уровня нетриггерных и шумовых сигналов в течение 2021 г. для всего стринга. Каждый пиксель изображения представляет собой некоторое числовое значение, записанное для каждого ОМ в стринге:

$$V_{alue} = \frac{N_{\text{nontrig}}}{t\ N_{\text{rec}}},$$

где $N_{\text{nontrig}}$ — количество нетриггерных сигналов; $t$ — длительность временной дорожки (5 мкс); $N_{\text{rec}}$ — количество дорожек, когда секция телескопа записывала шумовые данные в течение суток

Максимальная амплитуда сигналов в 2021 г. достигала 250 кГц (рис. 1), однако на рис. 2 значения больше 160 кГц не были учтены, чтобы различие между оптически активным и оптически неактивными периодами было более наглядным. Наибольшая оптическая активность наблюдалась в период с начала ноября до конца декабря 2021 г.

В 2020 г. впервые были собраны данные фонового шума за весь календарный год. До 2020 г. Байкальский нейтринный телескоп полностью отключался на время монтажных и ремонтных работ (с февраля по апрель). На данный момент конструкция телескопа позволяет отключать лишь некоторые кластеры, пока остальные продолжают работать в автономном режиме.

Для сравнения на рис. 3 изображен уровень шума за 2020 г. на 3-м стринге 3-го кластера Байкальского нейтринного телескопа. В январе 2021 г. впервые наблюдался эффект поднятия оптически активных слоев [Allakhverdyan et al., 2021b]. В течение 2021 г. (см. рис. 2) подобный эффект не наблюдался.

Это говорит о том, что необходимы дополнительный анализ и больший набор экспериментальных данных.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены темпы счета нетриггерных сигналов, включающих в себя фоновые шумы, а также все возможные данные, записанные на всех ФЭУ за исключением пары со сработавшим триггером. Были выявлены два периода активности байкальской воды: спокойный с апреля по начало июня

2021 г. и с конца января по конец марта 2022 г., а также один продолжительный оптически активный период с июня 2021 по январь 2022 г. Эффект опускания и поднятия люминесцирующих слоев, наблюдавшийся в 2020 г., не повторился. Были установлены периоды повышенной оптической активности, а также максимальная амплитуда фонового шума. Данный анализ будет служить основой для дальнейшей процедуры отбора интересующих нас астрофизических импульсов из всех регистрируемых сигналов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Allakhverdyan V.A., Avrorin A.D., Avrorin A.V., et al. Data Quality Monitoring system of the Baikal-GVD experiment. *37th International Cosmic Ray Conference, July 12–23, 2021*. Berlin, Germany. 2021a. Vol. 395, 1094. DOI: 10.22323/1.395.1094.

Allakhverdyan V.A., Avrorin A.D., Avrorin A.V., et al. The Baikal-GVD neutrino telescope as an instrument for studying Baikal water luminescence. *37th International Cosmic Ray Conference, July 12–23, 2021*. Berlin, Germany. 2021b. Vol. 395, 1113. DOI: 10.22323/1.395.1113.

УДК 533.95

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ТОНКИХ ТОКОВЫХ СЛОЕВ В БЛИЖНЕМ ХВОСТЕ МАГНИТОСФЕР ЗЕМЛИ И ЮПИТЕРА

**П.В. Сецко[1], О.В. Мингалев[1,2], А.В. Артемьев[3,4], М.Н. Мельник[1]**

[1]Полярный геофизический институт, Апатиты, Россия, setsko@pgia.ru
[2]Мурманский арктический государственный университет, Апатиты, Россия
[3]Институт космических исследований Российской Академии Наук, Москва, Россия
[4]Калифорнийский университет, Лос-Анжелес, США

# SIMULATION OF THE THIN CURRENT SHEETS' PARAMETERS IN THE NEAR-EARTH'S AND NEAR-JUPITER'S MAGNETOTAIL

**P.V. Setsko[1], O.V. Mingalev[1,2], A.V. Artemyev[3,4], M.N. Melnik[1]**

[1]Polar Geophysical Institute, Apatity, Russia, setsko@pgia.ru
[2]Murmansk Arctic State University, Apatity, Russia
[3]Space Research Institute, Russian Academy of Science, Moscow, Russia
[4]Department of Earth, Planetary, and Space Sciences, University of California, Los Angeles, USA

**Аннотация.** В работе проводится анализ результатов моделирования тонких токовых слоев (ТТС) в ближнем хвосте магнитосфер Земли и Юпитера, конфигурации которых получены при помощи кинетической стационарной пространственно-одномерной модели ТТС с заданной нормальной компонентой магнитного поля. Показано, что по ширине ТС и профилю тангенциальной компоненты магнитного поля представляется возможным оценить, какие ионы дают основной вклад в ТС.

**Ключевые слова:** Токовые слои, численное моделирование, уравнения Власова, магнитосфера.

**Abstract.** The paper analyzes the results of the modeling thin current sheets (TCS) in the near magnetotail of Earth and Jupiter, the configurations of which are obtained using a kinetic stationary one-dimensional TCS model with a given normal magnetic component. It is shown that the CS width and the profile of the tangential component of the magnetic field make it possible to estimate which ions make the main contribution to CS.

**Keywords:** Current sheet, numerical simulation, Vlasov equations, magnetosphere.

## ВВЕДЕНИЕ

В ближнем хвосте магнитосфер Земли и Юпитера присутствуют токовые слои (ТС), в образование которых при определенных условиях значительный вклад могут вносить тяжелые ионы. Для ТС магнитосферы Земли это ионы $O^+$, которые во время цепочки суббурь «вытягиваются» из верхней ионосферы, а затем ускоряются и разогреваются в плазменном слое. Экспериментальные данные показывают, что характерные значения температуры ионов кислорода составляют $T_O$~0.2–0.8 кэВ, протонов $T_p$ ~ 4–10 кэВ и электронов $T_e$ ~ 0.5–1 кэВ [Vaisberg et al., 1996, Kistler et al., 2005, 2006, Kronberg et al., 2014, 2017]. Отсюда следует, что гирорадиусы ионов $O^+$ $R_{cO}$ и протонов $R_{cp}$ оказываются сравнимыми:

$$R_{cO}/R_{cp} = \sqrt{(m_O T_O)/(m_p T_p)} \approx \approx 4\sqrt{T_O/T_p} \sim 0.4-2. \quad (1)$$

Отношение продольной скорости встречных потоков $V_{D\alpha}$ на краях ТС к тепловой скорости $V_{T\alpha}$ для обоих сортов ионов может изменяться в широких пределах: $\delta_\alpha = V_{D\alpha}/V_{T\alpha} \approx 0.1$–10.

Для ТС в магнитосфере Юпитера тяжелыми ионами выступают $O^+$ и $S^+$, источником которых являются вулканические выбросы $SO_2$ со спутника Ио. По сравнению с земными ионы кислорода на два порядка горячее, $T_O$~20–40 кэВ, а присутствующие лишь в магнитосфере Юпитера ионы серы имеют температуру TS~40–60 кэВ [Artemyev et al., 2020]. Характерные значения температуры протонов и электронов составляют $T_p$ ~ 5–20 кэВ и $T_e \approx 1$ кэВ. Для каждой ионной компоненты параметр потока $\delta_\alpha$ ориентировочно лежит в пределах $\delta_\alpha = V_{D\alpha}/V_{T\alpha} \approx 0.25$–5.

На основании теоретического анализа и экспериментальных данных была получено соотношение (см., например, [Зеленый и др., 2011, 2020; Grigorenko et al., 2019, 2022]), связывающее полуширину тонкого токового слоя (ТТС) $L_\alpha$ на ионах сорта α с гирорадиусом в потоке этих ионов на краю слоя $R^\infty_{c\alpha}$, которое удобно представить в виде

$$L_\alpha \sim 4R^\infty_{c\alpha}, \quad R^\infty_{c\alpha} = V_{T\alpha}/\omega^\infty_{c\alpha}, \quad V_{T\alpha} = (eT_\alpha)/m_\alpha, \quad \omega^\infty_{c\alpha} = (q_\alpha B_\infty)/m_\alpha. \quad (2)$$

Отсюда следует:

$$L_\alpha/L_\beta \sim R^\infty_{c\alpha}/R^\infty_{c\beta} = \sqrt{m_\alpha T_\alpha}/\sqrt{m_\beta T_\beta}. \quad (3)$$

В данной работе приводится анализ результатов моделирования ТС с вышеупомянутыми входными параметрами модели с целью выявления характерных масштабов ТС в различных возможных ситуациях. Это позволит лучше интерпретировать спутниковые данные измерений магнитного поля, в частности, по ширине и профилю ТС оценить параметры формирующих его потоков ионов.

Стоит отметить, что значения тангенциальной компоненты магнитного поля в ближнем хвосте этих двух планет сопоставимы: $B_{\tau 0}$=20 нТл, а значения нормальной компоненты различаются: $B_n$=2 нТл для Земли и $B_n$=1 нТл для Юпитера.

### Результаты моделирования

Использовалась кинетическая численная модель стационарного ТТС с размерностью 1D3V и задан-

ной нормальной компонентой магнитного поля, которая детально описана в [Мингалев и др., 2022]. С ее помощью были получены стационарные конфигурации ТТС для ближнего хвоста магнитосферы Земли и магнитосферы Юпитера. В модели все функции зависят только от координаты $z$ поперек ТС. В представленных расчетах магнитное поле имеет заданную постоянную нормальную компоненту $B_z = const$ и одну самосогласованную компоненту $B_x(z)$, а плотность тока имеет одну самосогласованную компоненту $j_y(z)$

$$\mathbf{B}(z) = B_x(z)\mathbf{e}_x + B_z\mathbf{e}_z, \quad \mathbf{j}(z) = j_y(z)\mathbf{e}_y. \qquad (4)$$

На рис. 1. показаны профили стационарных симметричных конфигураций ТТС для ближнего хвоста магнитосферы Земли для вполне возможных входных параметров. На панели *а* приведены профили компоненты магнитного поля $B_x(z)$: пурпурным цветом обозначены профили ТТС, образованного потоками одних протонов с параметрами $T_p$=4 кэВ и $\delta_p$ = 0.5; черным цветом — профили ТТС, образованного потоками одних ионов кислорода с параметрами $T_O$ = 0.4 кэВ и $\delta_O$ = 5; красным цветом — профили ТТС, образованного потоками протонов и ионов кислорода с вышеупомянутыми параметрами при условии равенства их концентраций на краях ТС. На панелях *б*, где приведены профили компоненты плотности тока $j_{\alpha y}(z)$, и *в*, где приведены профили концентрации $n_\alpha(z)$, синими и зелеными штрихпунктирными линиями показаны соответственно вклады протонов и ионов кислорода в случае, когда ТТС образован смесью протонов и ионов кислорода. Из рис. 1 видно, что ТТС, образованный потоками ионов кислорода, примерно в 1.6 раза шире, чем ТТС, образованный потоками протонов. Это является следствием (1) и подтверждает оценку (3). Видно также, что в случае смеси при одинаковой концентрации на краях слоя основной вклад в плотность тока вносят тяжелые ионы кислорода [Мингалев, 2022].

На рис. 2 приведены профили стационарных симметричных конфигураций ТТС для ближнего хвоста магнитосферы Юпитера. Пурпурным цветом обозначены профили ТТС, образованного потоками протонов с температурой $T_p$=10 кэВ; черным цветом — профили ТТС, образованного потоками ионов кислорода с температурой $T_O$=20 кэВ; голубым цветом — профили ТТС, образованного потоками ионов серы с температурой $T_S$=40кэВ. Параметр $\delta_\alpha$ для всех трех конфигураций выбирался одинаковым: $\delta_p = \delta_O = \delta_S$ =2. На рис. 2 видна сильная разномасштабность слоев в трех разных случаях и подтверждается оценка (3). Также из рис. 1 и 2 видно, что потоки более горячих ионов дают заданное изменение магнитного поля при переходе через слой при меньшей в разы концентрации по сравнению с протонами.

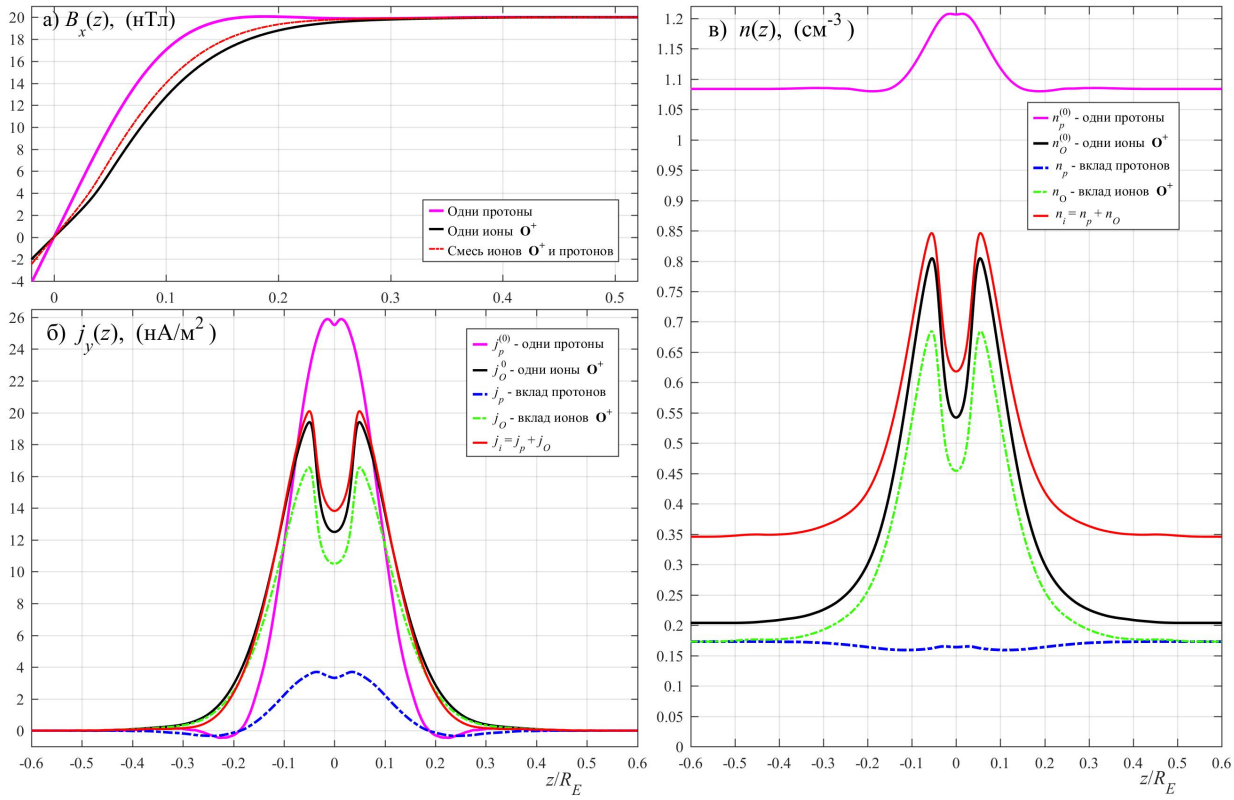



*Рис. 1.* Профили стационарных симметричных конфигураций ТТС для хвоста магнитосферы Земли: *а* — компонента магнитного поля $B_x(z)$ в нТл; *б* — компонента плотности тока $j_{\alpha y}(z)$ в нА/м$^2$; *в* — концентрация $n_\alpha(z)$ в см$^{-3}$

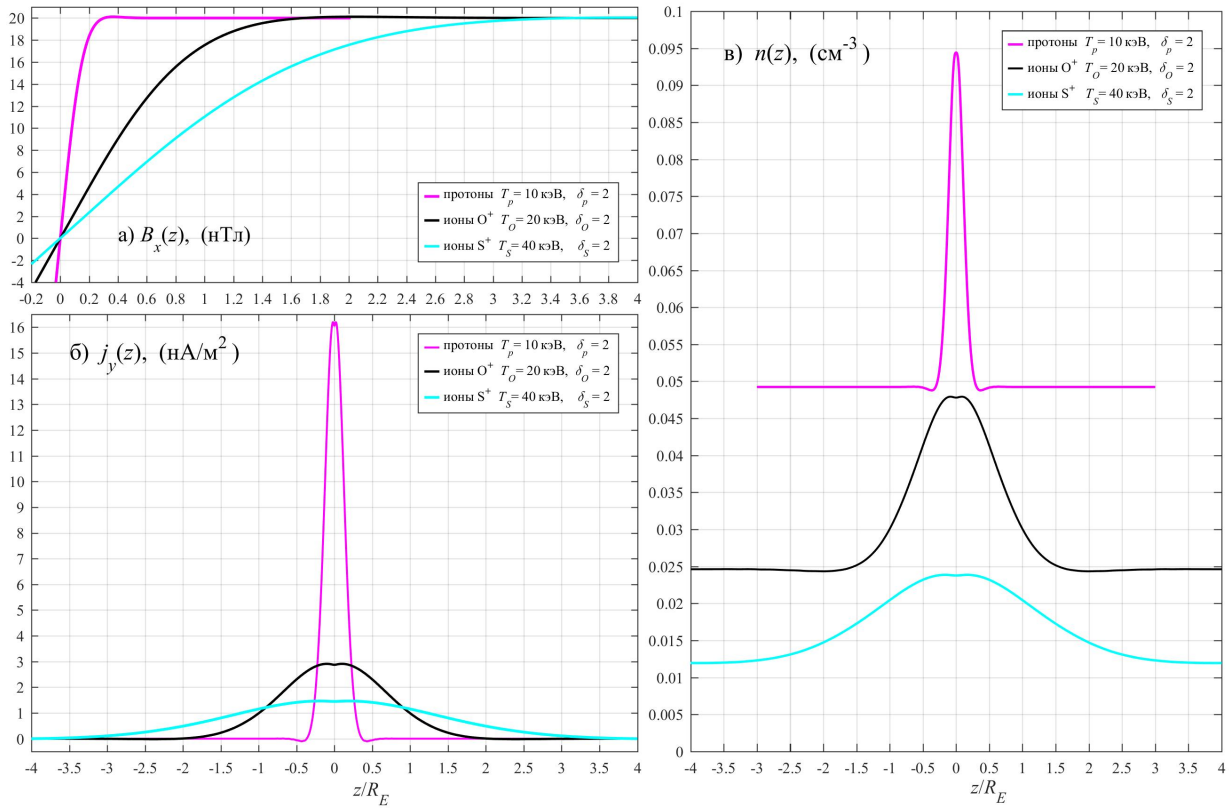



*Рис. 2.* Профили стационарных симметричных конфигураций ТТС для хвоста магнитосферы Юпитера: *а* — компонента магнитного поля $B_x(z)$, нТл; *б* — компонента плотности тока $j_{\alpha y}(z)$, нА/м$^2$; *в* — концентрация $n_\alpha(z)$, см$^{-3}$

## ВЫВОДЫ

Полученные результаты показали хорошее соответствие с данными измерений и теоретическими представлениями, а также подтвердили оценки (2) и (3). Параметры ТТС, образованных потоками одних протонов в ближнем хвосте как магнитосферы Земли, так и Юпитера, оказались сопоставимы. В ближнем хвосте магнитосферы Земли $R_{cO} \sim R_{cp}$, поэтому ТТС, образованный потоками холодных ионов O$^+$, оказался ненамного шире ТТС, образованного потоками протонов: $L_O \approx 1.6 L_p$. В ближнем хвосте магнитосферы Юпитера температура ионов кислорода на порядок выше их температуры в ближнем хвосте магнитосферы Земли: $T_{OJ} >> T_{OE}$, поэтому в практически одинаковом по величине магнитном поле их гирорадиусы значительно различаются: $R_{cOJ} >> R_{cOE}$. Это объясняет различие в масштабах ТТС, образованного потоками ионов кислорода, на рис. 1 и 2. Также в ближнем хвосте магнитосферы Юпитера температура ионов серы в несколько раз выше температуры ионов кислорода и протонов, что объясняет их сильное различие в масштабах ТТС.

Таким образом, по ширине ТС и профилю тангенциальной компоненты $B_\tau(z)$ представляется возможным оценивать, какие ионы дают основной вклад в ТС, а также оценивать их гирорадиус на краю ТС.

Работа была поддержана грантом Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС».

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Зелёный Л.М., Малова Х.В., Артемьев А.В., Попов В.Ю., Петрукович А.А. *Физика плазмы*. 2011. Т. 37, № 2. С. 137–182.

Зелёный Л.М., Попель С.И., Захаров А.В. *Физика плазмы*. 2020. Т. 46, № 5. С. 441–455.

Мингалев О. В., Сецко П.В., Мельник М.Н. и др. *Физика плазмы*. 2022. Т. 48, № 3. С. 237–258.

Artemyev A.V., Angelopoulos V., Runov A., Zhang X.-J. *J. Geophys. Res*. 2020. Vol. 125, iss. 7, e2019JA027612. DOI: 10.1029/2019JA027612.

Dandouras I. *J. Geophys. Res.: Space Phys*. 2017. Vol. 122, iss. 9. P. 9427–9439. DOI: 10.1002/2017ja024215.

Grigorenko E.E., Zelenyi L.M., DiBraccio G., et al. Thin current sheets of sub-ion scales observed by MAVEN in the martian magnetotail. *Geophys. Res. Lett*. 2019. Vol. 46, iss. 12. P. 6214–6222 DOI: 10.1029/2019GL082709.

Grigorenko E.E., Zelenyi L.M., Shuvalov S.D., et al. *Astrophys. J.* 2022. Vol. 926, 160. DOI: 10.3847/1538-4357/ac4bd8.

Kistler L.M., Mouikis C., Möbius E., et al. *J. Geophys. Res*. 2005. Vol. 110, A06213. DOI: 10.1029/2004JA010653.

Kistler L.M., Mouikis C.G., Cao X., et al. *J. Geophys. Res.* 2006. Vol. 111, A11222. DOI: 10.1029/2006JA011939.

Kistler L.M.,· Kuzichev I.V., Liao J., et al. *Space Sci. Rev*. 2014. Vol. 184. P. 173–235. DOI: 10.1007/s11214-014-0104-0.

Kronberg E.A., Ashour-Abdalla M., Dandouras I., et al. *Space Sci. Rev*. 2014. Vol. 184. P. 173–235. DOI: 10.1007/s11214-014-0104-0.

Kronberg E.A., Welling D., Kistler L.M., et al. *J. Geophys. Res.: Space Phys*. 2017. Vol. 122, iss. 9. P. 9427–9439. DOI: 10.1002/2017ja024215.

Vaisberg O.L., Burch J.L., Waite Jr. J.H. *Adv. Space Res*. 1996. Vol. 18, iss. 8. P. 63–67. DOI: 10.1016/0273-1177(95)00998-1

.

УДК 523.31.853, 523.62.726

# ГЕОИНДУЦИРОВАННЫЕ ТОКИ ВО ВРЕМЯ СУПЕРСУББУРЬ В СЕНТЯБРЕ 2017 Г.

**П.В. Сецко[1], И.В. Дэспирак[1], Я.А. Сахаров[1], В.А. Билин[1], В.Н. Селиванов[2]**

[1]Полярный геофизический институт, Апатиты, Россия
setsko@pgia.ru
[2]Центр физико-технических проблем энергетики Севера ФИЦ КНЦ РАН, Апатиты, Россия

# GEOINDUCED CURRENTS DURING SUPERSUBSTORMS IN SEPTEMBER 2017

**P.V. Setsko[1], I.V. Despirak[1], Ya.A. Sakharov[1], V.A. Bilin[1], V.N. Selivanov[2]**

[1]Polar Geophysical Institute, Apatity, Russia
setsko@pgia.ru
[2]Northern Energetics Research Centre, Apatity, Russia

**Аннотация.** Исследовано появление геомагнитных индуцированных токов (ГИТ) во время суперсуббурь, которые развивались на фоне магнитных бурь 7–8 сентября 2017 г. ГИТ анализировались на основе данных станций регистрации в Россия, Финляндии, Новой Зеландии и Шотландии. Показано, что динамика ГИТ подобна пространственно-временной динамике суббуревого западного электроджета, при этом максимальные значения ГИТ наблюдались на станциях в полуночном секторе.

**Ключевые слова:** геомагнитные индуцированные токи, суперсуббури, магнитные бури, суббури

**Abstract.** We studied the appearance of geomagnetic induced currents (GIC) during supersubstorms that developed during magnetic storms on 7-8 September 2017. GIC were analyzed using data from stations in Russia, Finland, New Zealand and Scotland. It is shown that GIC developed similarly to the spatiotemporal dynamics of the substorm western electrojet, with maximum GIC values observed when stations were in the midnight sector.

**Keywords:** geomagnetic induced currents, supersubstorms, magnetic storms, substorms

## ВВЕДЕНИЕ

Геоиндуцированные токи (ГИТ), возникающие в электрических сетях, в газо- и нефтепроводах, могут оказывать негативное влияние на работу технических систем и сетей и даже вызывать аварии. Одним из важных источников ГИТ в авроральной зоне является усиление и движение электроджетов во время суббурь [Tsurutani, Hajra, 2021]. Суббури с очень высокими значениями *SML*- и *AL*-индексов (< –2500 нТл) были названы суперсуббурями (SSS) [Tsurutani et al., 2015]. Целью работы является проверка предположения, что ГИТ могут быть связаны с развитием SSS во время магнитных бурь [Hajra et al., 2016], для этого рассмотрено появление ГИТ во время двух SSS 7–8 сентября 2017 г., когда произошли две последовательные магнитные бури (*Dst* ~ –150 и –115 нТл).

## ДАННЫЕ

ГИТ анализировались с помощью минутных данных системы регистрации на Карело-Кольской ЛЭП на Северо-Западе России, в авроральной зоне (от ~62° до ~69° N), где для измерений используется метод регистрации тока в нейтрали силового трансформатора [eurisgic.ru] [Сахаров и др., 2007, 2019], а также данных Финского метеорологического института, которые получены с газопровода вблизи г. Мантсала, находящегося в субавроральной зоне (~60° N) [space.fmi.fi/gic/index.php]. Эти наблюдения сравнивались с результатами регистрации ГИТ в Новой Зеландии (~ –45° N) и в Шотландии (~56° N), которые были взяты из статьи [Clilverd et al., 2021]. Появление и развитие суббури определялось по данным магнитометров сетей IMAGE [space.fmi.fi/image] и SuperMAG [supermag.jhuapl.edu] . Для исследования пространственного распределения магнитных возмущений использовались карты распределения ионосферных эквивалентных электрических токов над Скандинавией [space.fmi.fi/MIRACLE; Viljanen, Hakkinen, 1997] и карты векторов магнитного поля [Gjerloev, 2009; Newell, Gjerloev, 2011]. Локальная геомагнитная активность на скандинавском меридиане IMAGE определялась по *IL*-индексу [space.fmi.fi/image/www/il_index_panel.php]. Начало суббури контролировалось с помощью $W_P$-индекса [Nose et al., 2012; www.isee.nagoya-u.ac.jp/~nose.masahito/s-cubed/data/index.html].

## РЕЗУЛЬТАТЫ

По вариациям *SML*-индекса 7–8 сентября 2017 г. наблюдались две суперсуббури [Дэспирак и др., 2021]. На рис. 1 приведены вариации *SML*-индекса с 15 UT 7 сентября по 21 UT 8 сентября, суперсуббури отмечены как SSS-1 и SSS-2.

Рассмотрим отдельно первый период с 21 UT 7 сентября до 04 UT 8 сентября. SSS-1 началась 7 сентября в ~22:20 UT и достигла максимума (*SML* ~ –3600 нТл) в ~00:25 UT 8 сентября. Как следует из вариации магнитного поля на станциях сети IMAGE

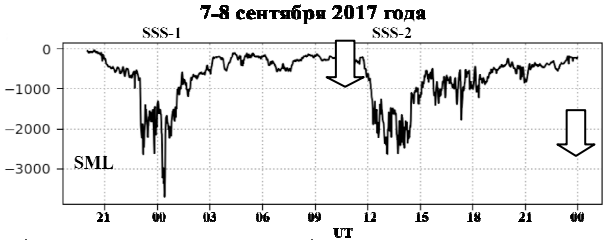



*Рис. 1.* Вариации *SML*-индекса во время двух суперсуббурь 7–8 сентября 2017 г.

(в статье не приводится), SSS-1 состояла из трех активизаций: в ~23:00, ~23:55 и ~00:30 UT, и во время всех трех активизаций появлялись интенсивные ГИТ на широтном профиле электроджетов от ст. Мантсала (MAN) до ст. Выходной (VKH) (рис. 2, *в*), а также с некоторой задержкой — на ст. Torness (TOR, рис. 2, *г*). На рис. 2, *в* показаны значения ГИТ на ст. VKH, KND (Кондопога) и MAN, а также значения *IL*- и $W_P$-индексов. На рис. 2, *г* значения ГИТ на ст. TOR (Шотландия) и Halfway Bush (HWB, Новая Зеландия).

Из карты векторов магнитного поля сети SuperMAG (рис. 2, *б*) видно, ст. MAN–VKH в указанное время находились в послеполуночном секторе (~2 MLT), ст. TOR находилась в полуночном секторе (~24 MLT). Как следует из широтного профиля распределения ионосферных эквивалентных электрических токов на рис. 2, *а*, развитие западного электроджета происходило на ~61–75° N. Видно, что в ~23:00 UT западный электроджет усилился и наблюдался его бросок к полюсу от ~61° до ~71° N. Это находит отражение в профилях ГИТ (MAN ~13.5 A, KND ~11 A, VKH ~68 A) и *IL*- и $W_P$-индексов. Вторая интенсификация была в ~ 23:55 UT от ~ 63° до ~72° N, что также находит отражение в профилях ГИТ (MAN ~10 A, KND ~6 A, VKH ~65 A). Третья наблюдалась в ~ 00:30 UT, когда произошел бросок электроджета к полюсу до ~75° N, что вновь сопоставимо с профилями ГИТ (MAN ~21 A, KND ~9 A, VKH ~53 A) и геомагнитных индексов. На ст. TOR также видны все три активизации, но с некоторой временной задержкой — в 23:15, 00:30 и 01:25 UT. На ст. HWB сильный ГИТ был около 01:30, когда HWB двигалась от полуденного в вечерний сектор. На всех станциях, вне зависимости от их положения, заметен пик ГИТ в ~23 UT, соответствующий внезапному началу суббури (SSC).

Рассмотрим второй период с 10 до 22 UT 8 сентября (рис. 3), который включает в себя начавшуюся после прихода ударной волны SSS-2 и две интенсивные суббури (< –1000 нТл) в ~16 и ~18 UT, которые определены по данным станций IMAGE (в статье не приводятся). На рис. 3, *б* представлены карты векторов магнитного поля системы SuperMAG для моментов максимального развития SSS-2 и двух суббурь (в 13, 16:10 и 18:10 UT). На первой карте видны сильные возмущения в полуночном секторе

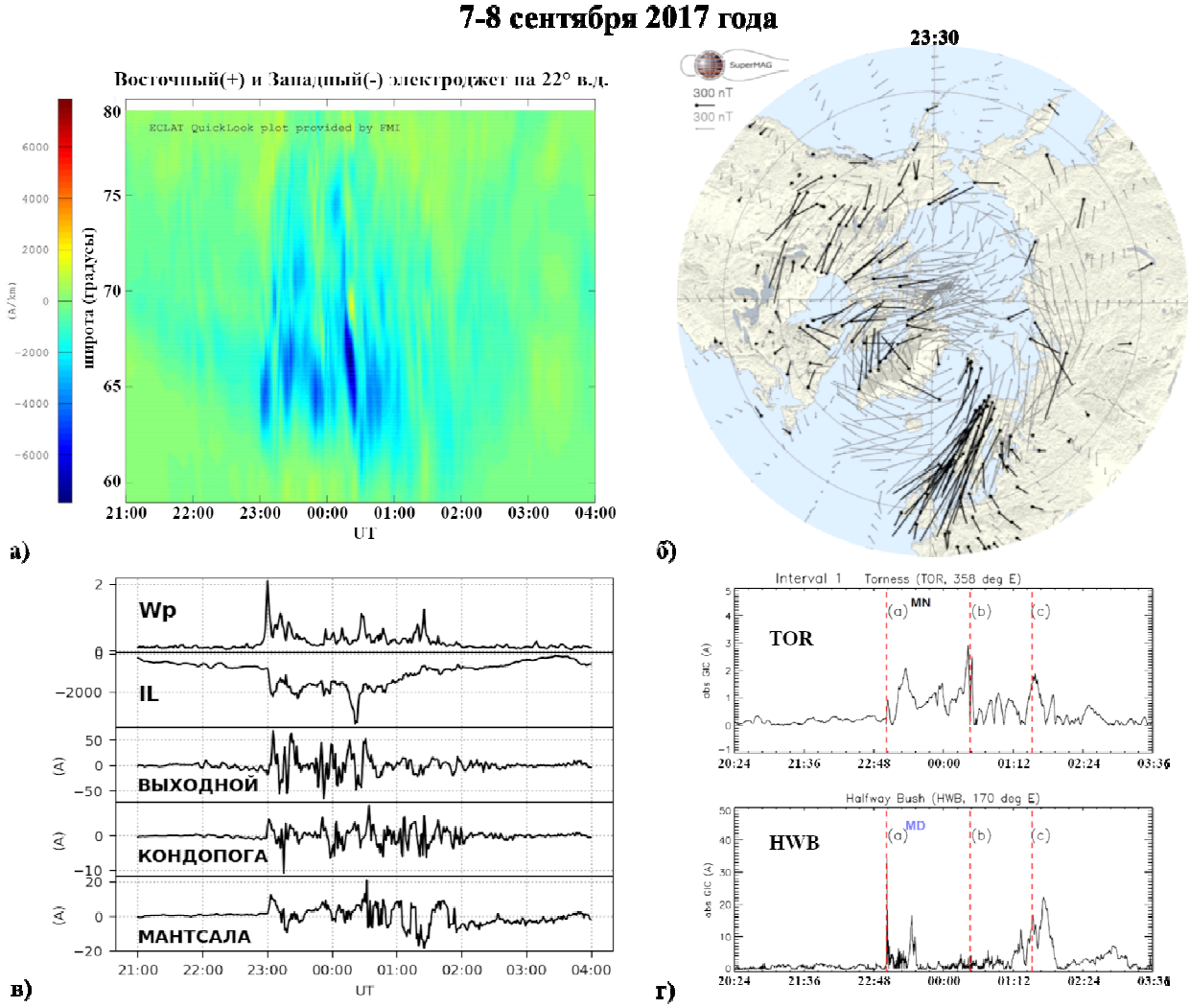



*Рис. 2*. Наблюдения магнитных вариаций и ГИТ с 21 UT 7 сентября до 04 UT 8 сентября 2017 г.: *а* — широтный профиль элекроджетов (MIRACLE); б — карта пространственного распределения векторов магнитного поля (SuperMAG); *в* — *IL*- и $W_P$-индексы и ГИТ на ст. VKH, KND, MAN; *г* — ГИТ на ст. TOR и HWD (из работы [Clilverd et al., 2021])

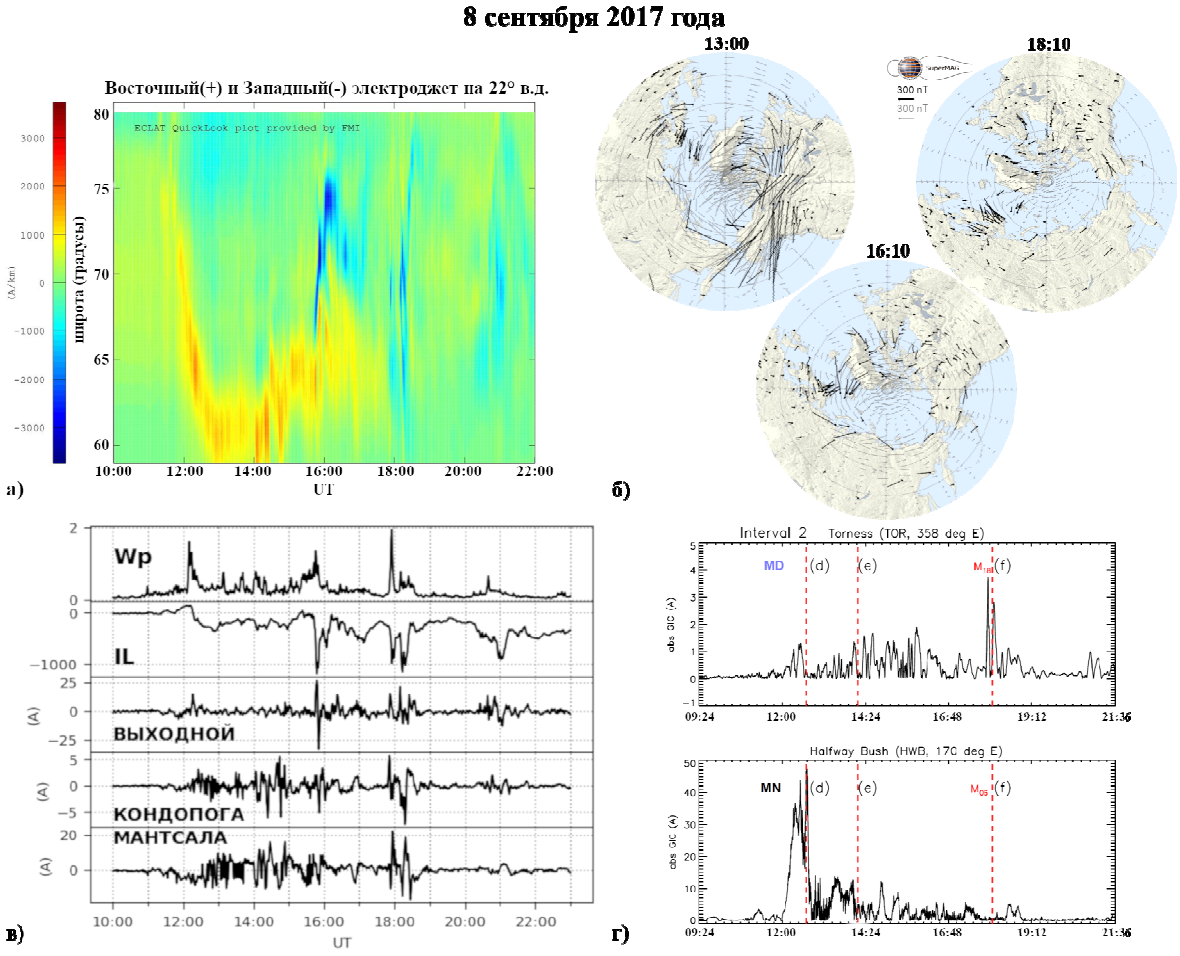



*Рис. 3*. Наблюдения магнитных вариаций и ГИТ с 10 до 22 UT 8 сентября 2017 г: *а* — широтный профиль элекроджетов (MIRACLE); *б* — карта пространственного распределения векторов магнитного поля (SuperMAG); *в* — *IL*- и $W_P$-индексы и ГИТ на ст. VKH, KND, MAN; *г* — ГИТ на ст. TOR и HWD (из работы [Clilverd et al., 2021])

на станциях Аляски и Канады. В это время очень интенсивные ГИТ наблюдались на находящейся в вечернем секторе ст. HWB (~50 А, рис. 3, *г*). Усиления восточного электроджета в секторе MLT=15–16 ч видны с ~ 12 до 14 UT на рис. 3, *а* на широтах ~67°–60° N, что соответствует развитию SSS-2 в ночном секторе и появлению ГИТ с 13 до 15 UT на ст. MAN (до ~16 А), KND (до ~6 А) и TOR в дневном секторе. На ст. VKH ГИТ (~15 А) появился лишь с приходом ударной волны в ~12:15 UT (рис. 3, *в*). На второй карте на рис. 3, *б* в MLT=18–19 ч и на рис. 3, *а* в ~16 UT видно усиление западного электроджета на авроральных и высоких широтах 66° до 75° N. В ~15:50 UT сильный ГИТ наблюдался на ст. VKH (~33 А) и небольшие ГИТ на ст. MAN и KND (~9 и ~5 А), что соответствует широтному профилю распространения западного электроджета во время второй суббури. На третьей карте в секторе MLT=21–22 ч видно усиление западного электроджета по всему широтному профилю наблюдения цепочки IMAGE, что подтверждается рис. 3, *а*, где ~18 UT западный электроджет перемещался от 62° до 75° N. В это время ГИТ наблюдались на всех станциях от MAN до VKH (рис. 3, *в*) и ст. TOR (рис. 3, *г*). Стоит отметить, что все три суббури были отмечены пиками $W_P$- индекса, а вторая и третья суббури — также пиками *IL*- индекса (~ –1000 нТл)

## ВЫВОДЫ

В работе проанализирована тонкая пространственно-временная структура электроджетов во время SSS на основе широтных профилей эквивалентных токов системы MIRACLE и проведено сравнение с данными ГИТ на Северо-Западе России, в Финляндии, Шотландии и Новой Зеландии. Подтверждено, что появление ГИТ на разных широтах связано с движением к полюсу западного электроджета [Воробьев и др., 2018]. Интересной особенностью рассматриваемого события является то, что SSS произошли с разницей в 12 ч, что дает возможность проследить появление ГИТ на одной системе регистрации как в ночном, так и в дневном секторе. Показанная связь между увеличением геомагнитных индексов *IL* и $W_P$ и появлением ГИТ также указывает на зависимость появления ГИТ от суббуревой активности, как и в ранее рассмотренных нами случаях [Дэспирак и др., 2022].

Авторы выражают благодарность создателям баз данных OMNI [http://omniweb.gsfc.nasa.gov], SuperMAG [http://supermag.jhuapl.edu/], IMAGE [http://space.fmi.fi/image/] за возможность их использования в работе. Работа Сецко П.В, Дэспирак И.В., Билина В.А выполнена в рамках гранта РФФИ № 20-55-18003. Работа Сахарова Я.А. и Селиванова В.Н. по регистрации ГИТ выполнена при поддержке проекта РНФ №22-29-00413.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Воробьев В.Г., Сахаров Я.А., Ягодкина О.И., Петрукович А.А., Селиванов В.Н. *Труды Кольского научного центра РАН.* 2018. Т. 4. С. 16–28. DOI: 10.25702/KSC.2307-5252.2018.9.5.16-28

Дэспирак И.В., Клейменова Н.Г., Громова Л.И., Громов С.В., Малышева Л.М. *Геомагнетизм и аэрономия*. 2020. Т. 60, № 3. С. 308–317.

Дэспирак И.В., Сецко П.В., Сахаров Я.А., Любчич А.А., Селиванов В.Н., Валев Д. *Геомагнетизм и аэрономия*. 2022. Т. 62, № 6.

Сахаров Я.А., Данилин А.Н., Остафийчук Р.М. *7-й Междунар. симп. по электромагнитной совместимости и электромагнитной экологии: Труды.* Санкт-Петербург, 26–29 июня 2007 г. СПб., 2007. С. 291–293.

Сахаров Я.А., Катькалов Ю.В., Селиванов В.Н., Вильянен А. Практические аспекты гелиогеофизики. *XI ежегодная конференция «Физика плазмы в Солнечной системе»: Труды*. 2016. Москва, ИКИ, 17 февраля 2016 г., С. 134–145.

Clilverd M.A., Rodger C.J., Freeman M.P., Brundell J.B., et al. *J. Space Weather and Space Climate.* 2021. DOI: 10.1051/swsc/2021014.

Gjerloev J.W. *EOS Trans. AGU*. 2009. Vol. 90, no. 27. P. 230–231. DOI: 10.1029/2009EO270002.

Hajra R., Tsurutani B.T., Echer E., Gonzalez W.D., Gjerloev J.W. *J. Geophys. Res*. 2016. Vol. 121, no. 8. P. 7805–7816. DOI: 10.1002/2015JA021835.

Newell P.T., Gjerloev J.W. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2011. Vol. 116, no. A12, A12211. DOI: 10.1029/2011JA016779.

Nosé M., Iyemori T., Wang L. et al. *Space Weather*. 2012. Vol. 10, no. 8, S08002. DOI: 10.1029/2012SW000785.

Tsurutani B.T., Hajra R. *J. Space Weather and Space Climate.* 2021. Vol. 11, 23. DOI: 10.1051/swsc/2021001.

Tsurutani B.T., Hajra R., Echer E., Gjerloev J.W. *Ann. Geophys*. 2015. Vol. 33, no. 5. P. 519–524. DOI: 10.5194/angeo-33-519-2015.

Viljanen A., Häkkinen L. / ed. Lockwood M., Wild M.N., Opgenoorth H.J. *ESA Publications SP-1198*. 1997. P. 111–117.

URL: eurisgic.ru (дата обращения 23.06.2022).

URL: space.fmi.fi/gic/index.php (дата обращения 23.06.2022).

URL: supermag.jhuapl.edu (дата обращения 23.06.2022).

URL: space.fmi.fi/image (дата обращения 23.06.2022).

URL: space.fmi.fi/MIRACLE (дата обращения 23.06.2022).

URL: space.fmi.fi/image/www/il_index_panel.php (дата обращения 23.06.2022).

URL: www.isee.nagoya-u.ac.jp/~nose.masahito/s-cubed/data/index.html (дата обращения 23.06.2022).

*Секция С. Диагностика естественных неоднородных сред и математическое моделирование. БШФФ-2022. С. 403–405.*

УДК 53.04

# ДИАГНОСТИЧЕСКИЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ АКУСТИЧЕСКОЙ И ЭНТРОПИЙНОЙ МОД ВОЗМУЩЕНИЯ АТМОСФЕРНОГО ГАЗА

**Е.С. Смирнова**

Балтийский федеральный университет им. И. Канта, Калининград, Россия
smirnova.ekaterina.serg@gmail.com

# DIAGNOSTIC RELATIONS FOR ACOUSTIC AND ENTROPY MODES OF ATMOSPHERIC GAS PERTURBATION

**E.S. Smirnova**

Immanuel Kant Baltic Federal University, Kaliningrad, Russia
smirnova.ekaterina.serg@gmail.com

**Аннотация.** Предлагается метод диагностики модового состава возмущения атмосферы, основанный на аналитическом решении диагностических уравнений, получаемых прямым комбинированием уравнений гидротермодинамики и определяющих акустический и энтропийный режимы. Диагностические уравнения не зависят от времени, что позволяет однозначно разложить общий вектор возмущения на акустическую и энтропийную (стационарную) моды в любой момент времени в пределах всего доступного диапазона высот.

**Ключевые слова:** возмущение атмосферы; диагностика волнового возмущения; энтропийная мода.

**Abstract.** The study proposes a method for diagnosing the modal composition of an atmospheric disturbance based on the analytical solution to diagnostic equations that are obtained by direct combination of hydrothermodynamic equations and determine the acoustic and entropy regimes. The diagnostic equations are time-independent, which makes it possible to unambiguously decompose the general disturbance vector into acoustic and entropy (stationary) modes within the entire accessible height range at any time.

**Keywords:** disturbance of the atmosphere; wave disturbance diagnostics; entropy mode.

## ВВЕДЕНИЕ

В работе рассматривается динамика одномерного (1D) возмущения экспоненциально стратифицированной атмосферы под действием гравитационного поля на фоне равновесной температуры, которая зависит от высоты. В таком случае существует три типа движения: две акустические моды, направленные вверх и вниз соответственно, и энтропийная (стационарная) мода, соответствующая нулевой частоте в линейном потоке без потерь [Kovasznay, 1953; Chu, Kovasznay, 1958]. Предложенный метод диагностики представляет собой непосредственное разложение суммарного возмущения атмосферного газа на энтропийную и акустическую компоненты без разделения на направленные волны [Брежнев и др., 1994; Leble, Perelomova, 2013]. Подобное разложение может быть полезно как при интерпретации экспериментальных данных мониторинга динамики возмущенной атмосферы [Zettergren, Snively, 2015], так и при валидации численного моделирования.

Теоретическое обоснование предложенного метода диагностики данных опирается на уравнения баланса (система уравнений гидротермодинамики) и характерные граничные условия. В данной работе развиваются идеи работы [Брежнев и др., 1994], где режимы плоского возмущения определяются с помощью так называемых диагностических соотношений, которые связывают конкретные возмущения и не зависят от времени. Аналитическое решение соответствующих диагностических уравнений дает возможность различать акустическую и энтропийные моды возмущения в любой момент времени, прогнозировать их динамику и оценивать их вклад в общую энергию возмущения, который остается постоянным во времени.

Важным результатом данного диагностического метода является возможность выделять из общего поля возмущения энтропийную моду как функцию высоты. Известно, что эволюция энтропийной моды определяет вариацию параметров фонового состояния среды распространения, что может повлечь изменения параметров распространения акустических волн в этой среде. Отдельное изучение энтропийного режима возмущения важно, например, при моделировании явления потепления атмосферы (хитинга), которое можно описать в рамках нелинейного взаимодействия акустических волн и энтропийных мод при наличии диссипации [Брежнев и др., 1994; Perelomova, 2009; Karpov et al., 2016; Butler et al., 2017].

### Исходные уравнения

Продолжая идеи [Leble, Perelomova, 2013, 2018], запишем систему уравнений баланса количества движения, энергии и массы:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = -\frac{1}{\overline{\rho}(0)}\left(\frac{\gamma-2}{2\gamma H(0)} - \frac{H(0)}{H(z)}\frac{\partial}{\partial z}\right)P + \frac{\Phi}{\gamma H(0)\overline{\rho}(0)} \qquad (1)$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} = -\gamma H(0)\overline{\rho}(0)\frac{\partial U}{\partial z} - gH(0)\overline{\rho}(0)\frac{\gamma-2}{2H(z)}U, \qquad (2)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = -\frac{v(z)}{H(z)}gH(0)\overline{\rho}(0)U, \qquad (3)$$

где

$$v(z) = \gamma - 1 + \gamma\frac{dH(z)}{dz} > 0.$$

В системе уравнений (1)–(3) $P$, Φ, $U$ — величины, представляющие возмущение давления $p'$, возмущение энтропии φ' и вертикальную скорость потока $V$ соответственно

$$P = p'\exp\left(\int_0^z \frac{dz'}{2H(z')}\right),$$
$$\Phi = \varphi'\exp\left(\int_0^z \frac{dz'}{2H(z')}\right), \quad (5)$$
$$U = V\exp\left(\int_0^z \frac{dz'}{2H(z')}\right).$$

Вместо возмущения плотности ρ′ вводится величина φ′

$$\varphi' = p' - \gamma\frac{\overline{p}}{\overline{\rho}}\rho'. \quad (8)$$

где параметр $\gamma=C_p/C_v$. Мы назовем эту величину возмущением энтропии, поскольку при $g=0$ и постоянной фоновой температуре $T$ φ′ отвечает за отклонение энтропии идеального газа от равновесного значения [Perelomova, 2000].

Главный функциональный параметр в данном случае — высота однородной атмосферы $H(z)$, которая в общем случае зависит от высоты [U.S. Standard Atmosphere, 1976],

$$H(z) = \frac{\overline{p}}{\overline{\rho}q} = \frac{T(z)\left(C_p - C_v\right)}{q}. \quad (9)$$

**Диагностические соотношения**

Диагностическая связь между возмущениями давления и энтропии в акустическом режиме для произвольной устойчивой стратификации одномерной атмосферы является результатом подстановки уравнения (3) в уравнение (2):

$$P_a = \left(\frac{\gamma-2}{2v(z)} + \gamma\frac{\partial}{\partial z}\frac{H(z)}{v(z)}\right)\Phi_a. \quad (10)$$

Положив $U=0$ в (1), найдем диагностическую связь в стационарном (энтропийном) режиме:

$$\Phi_0 = \left(\frac{\gamma-2}{2} + \gamma H(z)\frac{\partial}{\partial z}\right)P_0. \quad (11)$$

Перепишем полученные соотношения в операторном виде:

$$P_a D_a \Phi_a = 0, \quad (12)$$

$$\Phi_0 + D_0 P_0 = 0, \quad (13)$$

где введены дифференциальные операторы первого порядка

$$D_a = -\left(\frac{\gamma-2}{2v(z)} + \gamma\frac{\partial}{\partial z}\frac{H(z)}{v(z)}\right),$$
$$D_0 = \left(-\frac{\gamma-2}{2} + \gamma H(z)\frac{\partial}{\partial z}\right). \quad (14)$$

Уравнения (12), (13) — диагностические соотношения, которые разделяют акустический и энтропийный режимы в одномерной атмосфере с произвольной стратификацией.

**Диагностические уравнения**

Введем вектор состояния

$$\begin{pmatrix} P \\ \Phi \end{pmatrix}$$

и подействуем на него строкой (1 $D_a$). В результате получим обыкновенное дифференциальное уравнение второго порядка, которое назовем диагностическим,

$$\left(1 - D_a D_0\right)P_0 = P + D_a\Phi = f_0(z). \quad (17)$$

Аналогично получим второе дифференциально-диагностическое уравнение второго порядка, подействовав строкой ($D_0$ 1) на вектор состояния (16),

$$\left(D_a D_0 - 1\right)P_0 = D_a D_0 P + D_a\Phi = f_a(z). \quad (18)$$

В (17) и (18) функции $f0(z)$ и $f_a(z)$ определяются набором экспериментальных или численных данных возмущения параметров среды через соотношения (5).

Решение дифференциальных уравнений (17) и (18) с характерными граничными условиями позволяет выделить акустическую и энтропийную моды из общего поля возмущения давления как функцию высоты [Leble, Smirnova, 2021].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенный в работе диагностический метод, основанный на аналитически установленных соотношениях, заложенных в системе уравнений гидротермодинамики, может стать точным инструментом для оценки и прогнозирования динамики акустической и энтропийной мод.

Исследование выполнено при финансовой поддержке БФУ им. Канта в рамках научного проекта № 122051300013-8.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Брежнев Ю., Кшевецкий С., Лебле С. Линейная инициализация гидродинамических полей. *Физика атмосферы и океана*. 1994. Т. 30. С. 84–88.

Butler A.H., Sjoberg J.P., Seidel D.J., Rosenlof K.H. A sudden stratospheric warming compendium. *Earth Syst. Sci. Data*. 2017. Vol. 9. P. 63–76.

Chu B.-T., Kovasznay L.S.G. Non-linear interactions in a viscous heat-conducting compressible gas. *J. Fluid Mech*. 1958. Vol. 3. P. 494–514.

Karpov I.V., Kshevetsky S.P., Borchevkina O.P., et al. Disturbances of the upper atmosphere and ionosphere caused by acoustic-gravity wave sources in the lower atmosphere. *Russ. J. Phys. Chem. B*. 2016. Vol. 10, no. 1. P. 127–132.

Kovasznay L.S.G. Turbulence in supersonic flow. *J. Aeronaut. Sci*. 1953. Vol. 20. P. 657–674.

Leble S., Perelomova A. Problem of proper decomposition and initialization of acoustic and entropy modes in a gas affected by the mass force. *Appl. Math. Model*. 2013. Vol. 37. P. 629–635.

Leble S., Perelomova A. Decomposition of acoustic and entropy modes in a non-isothermal gas affected by a mass force. *Archives of Acoustics*. 2018. Vol. 43. P. 497–503.

Leble S., Smirnova E. Diagnostic relations between pressure and entropy perturbations for acoustic and entropy modes. *Atmosphere*. 2021. Vol. 12, no. 9. P. 1164.

Perelomova A. Nonlinear dynamics of directed acoustic waves in stratified and homogeneous liquids and gases with arbitrary equation of state. *Archives of Acoustics*. 2000. Vol.

25. P. 451–463.

Perelomova A. Weakly nonlinear dynamics of short acoustic waves in exponentially stratified gas. *Archives of Acoustics.* 2009. Vol. 34. P. 127–143.

U.S. Standard Atmosphere. Washington: U.S. Government Printing Office, 1976. 230 p.

Zettergren M.D., SnivelyJ.B. Ionospheric response to infrasonic-acoustic waves generated by natural hazard events *J. Geophys. Res.: Space Phys*. 2015. Vol. 120. P. 8002–8024.

.

*Секция С. Диагностика естественных неоднородных сред и математическое моделирование. БШФФ-2022. С. 406–408.*

УДК 621.371.3+537.87

# ЗОНЫ ВЛИЯНИЯ ПИВ РАЗЛИЧНЫХ МАСШТАБОВ НА ИОНОГРАММЫ НАКЛОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ИОНОСФЕРЫ

**А.В. Софьин**

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия
radio-sof@rambler.ru

# SPATIAL DOMAINS OF VARIOUS-SCALE TIDS' INFLUENCE ON IONOGRAMS OF OBLIQUE-INCIDENCE IONOSPHERIC SOUNDING

**A.V. Sofyin**

Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia
radio-sof@rambler.ru

**Аннотация.** В рамках геометрооптического приближения проведено исследование влияния перемещающихся ионосферных возмущений (ПИВ) на ионограммы наклонного зондирования ионосферы. Выявлены характерные пространственные масштабы, амплитудные характеристики ПИВ и области пространства, в которых неоднородности вызывают существенные искажения ионограмм в виде быстроменяющихся образований Z-типа на экспериментальных ионограммах.

**Ключевые слова**: ионосфера, наклонное зондирование, перемещающиеся ионосферные возмущения

**Abstract.** We examined the impacts of TIDs on ionograms of oblique-incidence ionospheric sounding within the geometric-optical approximation. We detected characteristic spatial scales, amplitude characteristics of ionospheric disturbances and typical spatial domains, in which ionospheric disturbances cause significant distortions of ionograms in the form of rapidly changing Z-type features on experimental ionograms.

**Keywords**: ionosphere, oblique-incidence sounding, traveling ionospheric disturbances

## ВВЕДЕНИЕ

Искажения ионограмм наклонного зондирования (НЗ) ионосферы в виде характерных образований Z-типа, вызванные влиянием перемещающихся ионосферных возмущений (ПИВ) на траекторные характеристики коротковолнового радиосигнала, известны давно (см., например, [Munro, 1950; Heisler, 1958]). С использованием различных аналитических моделей пространственной структуры ионосферных неоднородностей объяснены качественные особенности формы образований Z-типа на ионограммах в зависимости от параметров ПИВ [Вертоградов и др., 2008; Cooper, Cummack, 1986; Harris et al., 2012]. Актуальной остается задача восстановления типа источника возмущения, поскольку проявления отмеченных выше образований Z-типа на ионограммах часто имеют нерегулярную временную зависимость.

Целью данной работы является определение предельных пространственных масштабов ПИВ, амплитуд возмущения и пространственных областей, в которых ПИВ оказывает заметное воздействие на ионограммы односкачковых трасс.

## РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Моделирование распространения коротких радиоволн проводилось в рамках геометрооптического приближения без учета магнитного поля Земли и поперечных градиентов ионосферной плазмы. Распределение электронной концентрации вдоль трассы распространения задавалось в рамках приближения сферически-слоистой ионосферы, где высотный профиль электронной концентрации рассчитывался по модели IRI-2012. Ионосферные возмущения при моделировании задавались зависимостью от пространственных координат в виде закона Гаусса [Софьин и др., 2020]:

$$N_e(\theta, r) = N_0(r - R) \times \times \left( 1 + \delta \exp\left\{ -\left[ \frac{R\theta - x_c}{a_x} \right]^2 - \left[ \frac{r - R - z_c}{a_z} \right]^2 \right\} \right),$$

где $N_e(\theta, r)$ — электронная концентрация, $N_0(r - R)$ — электронная концентрация в невозмущенной ионосфере, заданная согласно модели IRI-2012, $R$ — радиус Земли, $\delta$ — относительная амплитуда ПИВ, $x_c$ и $z_c$ — координаты центра неоднородности, $a_x$ и $a_z$ — пространственные масштабы возмущения.

Перед началом вариаций варьирования параметров неоднородности $a_x$, $a_z$ и $\delta$ параметры $x_c$ и $z_c$ выбирались по принципу максимизации таких характеристик как размах возмущения по частоте $\Delta f$ и размах возмущения по групповой задержке $\Delta P'$. Согласно расчетам, ПИВ оказывает наибольшее воздействие на ДЧХ, когда $x_c$ равно половине длины трассы (рис. 1).

При варьировании продольного масштаба ПИВ $a_x$ для обеих трасс были выбраны значения параметров неоднородности $\delta = 0.44$ и $a_z = 20$ км, при которых на ДЧХ наблюдаются хорошо развитые образования Z-типа. Значение $a_x$, при котором воздействие на ДЧХ имеет максимальный эффект, составляет 400 км, при этом дальнейшее увеличение параметра не приводит к изменениям на ионограмме. Далее такие значения $a_x$ будут обозначаться как максимальный продольный масштаб. Минимальный масштаб $a_x$, при котором образование Z-типа переходит в пологую ступеньку, для трассы Норильск–Торы составляет 60 км, а для трассы Магадан–Торы — 120 км.

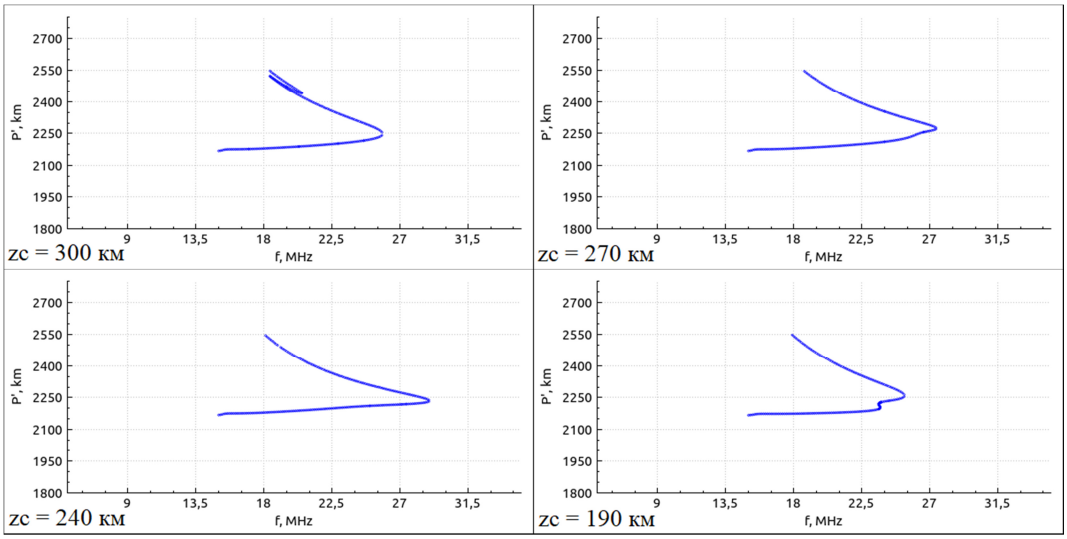



*Рис. 1*. Смоделированные ДЧХ радиотрассы Норильск–Торы. Параметры неоднородности: δ = 0.2, $a_x$ = 400 км, $a_z$ = 20 км, $x_c$ = 1050 км

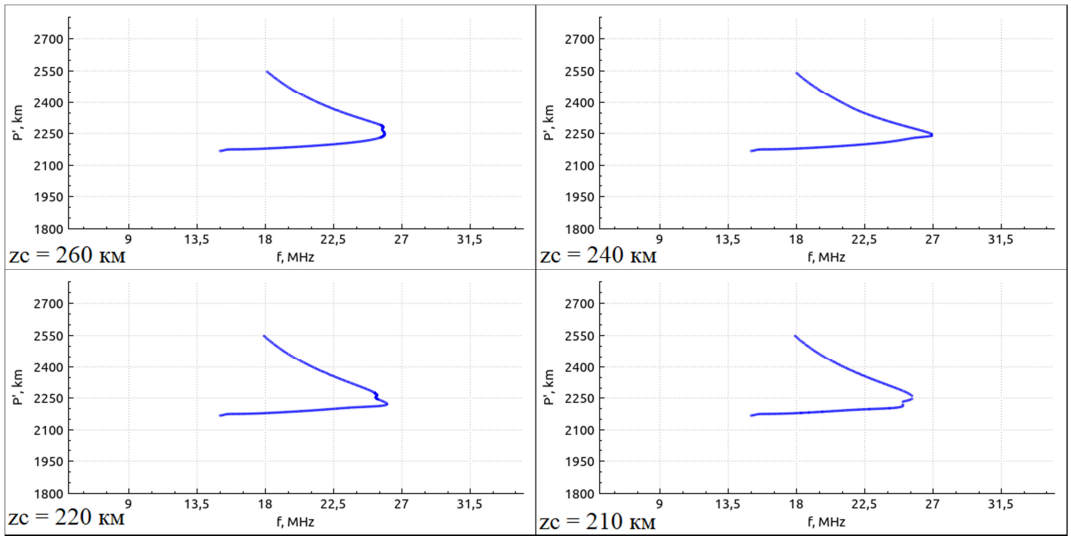



*Рис. 2.* Смоделированные ДЧХ радиотрассы Норильск–Торы. Параметры неоднородности: δ = 0.05, $a_x$ = 400 км, $a_z$ = 10 км, $x_c$ = 1050 км

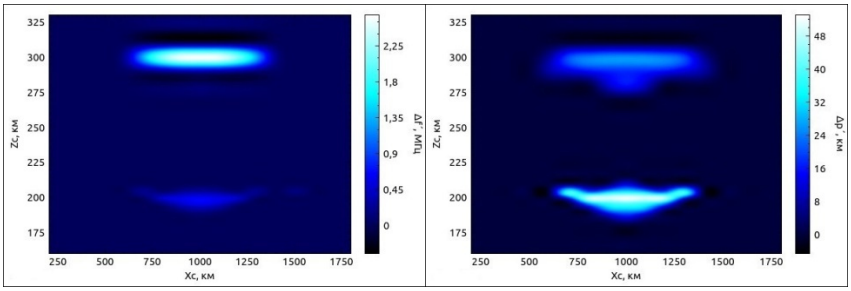



*Рис. 3.* Зависимость Δ*f* и Δ*P* от пространственных координат центра неоднородности. Амплитуда возмущения δ = 0.2

При варьировании вертикального масштаба неоднородности $a_z$ на его минимальное значение для трасс длиной 2000 и 3000 км было наложено ограничение в 20 км. При значениях $a_z$ < 20 км и амплитуде δ ≥ 0.2 возмущение на ДЧХ преобразуется в расщепление, подобное образованию расслоения F-области ионосферы. В ходе расчетов были установлены максимальные значения параметра $a_z$ = 30 км, при котором Z-образования вырождаются в ступеньку, для радиотрасс Норильск–Торы и Магадан–Торы.

Получены минимальные значения относительной амплитуды возмущения δ. Для вариации данного параметра были выбраны такие значения пространственных масштабов, чтобы эффект воздействие ПИВ на ДЧХ был максимален. Путем расчетов было установлено минимальное значение δ=0.05 для трасс Норильск–Торы и Магадан–Торы (рис. 2).

На основании предыдущих модельных расчетов для определения пространственных областей влияния ПИВ на ионограммы для радиотрассы Но-

рильск–Торы были выбраны продольный масштаб неоднородности $a_x$ = 400 км, вертикальный масштаб $a_z$ = 20 км и амплитуда возмущения δ = 0.44. Анализ реальных ионограмм для радиотрассы Норильск–Торы за ноябрь 2013 г. показал, что групповой путь односкачкового распространения сигнала не превышает 2550 км, поэтому сигналы, групповой путь которых превышает $P'_{\max}$ = 2550 км, не учитывались в расчетах.

На рис. 2 изображены результаты расчетов областей, в которых ПИВ амплитудой δ = 0.2 вызывает искажения на ДЧХ в виде образований Z-типа, а также цветом указаны значения параметров $\Delta f$ и $\Delta P'$ соответственно [Софьин, Куркин, 2021]. Для обоих параметров максимальное значение получается при $x_c$ = 1050 км, что объясняется прохождением луча через всю эффективную зону влияния неоднородности. Ширина зоны $\Delta x$, где сохраняется присутствие Z-петли, около 600 км. Однако для $\Delta f$ высоты наибольшего воздействия неоднородности располагаются в районе от 290 км до 310 км ($\Delta f$ меняется от 2 МГц до 2.7 МГц, что составляет от 7.75 до 10.27 % от $f_{\text{МПЧ}}$), а для $\Delta P$ — в пределах 190–210 км ($\Delta P'$ меняется от 40 км до 53 км, что составляет от 1.57 до 2.04 % от $P'_{\max}$). На данных рисунках видна также область высот ($z_c$ = 220–280 км), где, вне зависимости от значения параметра $x_c$, на ДЧХ отсутствует возмущение Z-типа, а лишь увеличивается значение МПЧ до 10 % от невозмущенного значения для данной трассы.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При рассмотрении трасс Норильск–Торы и Магадан–Торы выяснилось, что в рамках использованного приближения изменение амплитуды ПИВ оказывает влияние при значениях амплитуды δ от 0.05 и выше. Пространственные масштабы возмущений, оказывающих существенное влияние на ионограммы, принимают значения $a_x$ от 60 до 400 км, $a_z$ до 30 км для трассы Норильск–Торы и $a_x$ от 125 км до 400 км, $a_z$ до 30 км для трассы Магадан–Торы. Произведена также количественная оценка пространственных областей, в которых ПИВ оказывает заметное воздействие на ионограммы односкачковых трасс. Так, для трассы Норильск–Торы высоты наибольшего воздействия неоднородности для $\Delta f$ располагаются от 295 км до 305 км, а для $\Delta P$ — в пределах 195–205 км. Ширина зоны $\Delta x$, где сохраняется сохраняется присутствие Z-петли, составляет около 600 км. Выявлена мертвая зона на высотах $z_c$ = 220–280 км, где отсутствует образование Z-типа на ДЧХ, а лишь увеличивается значение МПЧ до 10 %. Полученные результаты позволяют оценивать диагностические возможности ионозондов для коротких и длинных односкачковых радиотрасс.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Вертоградов Г.Г., Денисенко П.Ф., Вертоградова Е.Г., Урядов В.П. Мониторинг среднемасштабных перемещающихся ионосферных возмущений по результатам наклонного ЛЧМ-зондирования ионосферы. *Электромагнитные волны и электронные системы*. 2008. Т. 13, № 5. С. 35–44.

Софьин А.В., Куркин В.И., Подлесный А.В. Исследование влияния ПИВ различных масштабов на ионограммы наклонного и слабонаклонного зондирования ионосферы непрерывными ЛЧМ сигналами. *VII Всероссийская микроволновая конференция: Труды*. М.: ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 2020. С. 330–334.

Софьин А.В., Куркин В.И. Исследование пространственных областей влияния ПИВ на ионограммы наклонного зондирования ионосферы. *XXVII Всероссийская открытая научная конференция «Распространение радиоволн»: Труды*. Калининград: Изд-во Балтийского федерального университета им. И. Канта, 2021. С. 358–363.

Cooper J., Cummack C.H. The analysis of travelling ionospheric disturbance with nonlinear ionospheric response. *J. Atmos. and Terr. Phys*. 1986. Vol. 48, no. 1. P. 61–64.

Harris T.J., Cervera M.A., Meehan D.H. SpICE: A program to study small-scale disturbances in the ionosphere. *J. Geophys. Res*. 2012. Vol. 117, A06321. DOI: 10.1029/2011JA017438.

Heisler L.H. Anomalies in ionosonde records due to travelling ionospheric disturbances. *Austral. J. Phys*. 1958. Vol. 11, no. 1. P. 79–90.

Munro G.H. Travelling disturbances in the ionosphere. *Proc. Royal Soc. Lond*. A. 1950. Vol. 202. P. 208–223.

*Секция С. Диагностика естественных неоднородных сред и математическое моделирование. БШФФ-2022. С. 409–411.*

УДК 537.876, 535.36, 535.44

# ВОССТАНОВЛЕНИЕ МИКРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ПЕРИСТЫХ ОБЛАКОВ ПО ДАННЫМ ДИСТАНЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

**И.В. Ткачев, В.А. Шишко, Д.Н. Тимофеев, Н.В. Кустова, А.В. Коношонкин**

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, Томск, Россия
tiv@iao.ru

# RETRIEVAL OF MICROPHYSICAL PARAMETERS OF CIRRUS CLOUDS FROM REMOTE SENSING DATA

**I.V. Tkachev, V.A. Shishko, D.N. Timofeev, N.V. Kustova, A.V. Konoshonkin**

V.E. Zuev Institute of Atmospheric Optics SB RAS, Tomsk, Russia
tiv@iao.ru

**Аннотация.** Представлено решение задачи рассеяния света на хаотически ориентированных ледяных атмосферных кристаллах (гексагональные пластинки и столбики, частицы неправильной формы) размерами от 10 до 1000 мкм. Решение получено в виде банка данных матриц обратного рассеяния света и предназначено для интерпретации данных наземных и космических лидаров, в частности лидара EarthCare. Расчеты выполнены в рамках метода физической оптики для наиболее часто используемых в задачах лазерного зондирования длин волн: 0.355, 0.532 и 1.064 мкм, а также для длин волн ближнего ИК-диапазона (1.55, 2 и 2.15 мкм). На основе рассчитанных матриц обратного рассеяния света построены интенсивность и деполяризационное отношение для представленных типов ледяных частиц.

**Ключевые слова:** рассеяние света, поглощение, атмосферные ледяные частицы, перистые облака, лазерное зондирование, лидар.

**Abstract.** We present the solution to the problem of light scattering by randomly oriented atmospheric ice crystals (hexagonal plates and columns, irregularly shaped particles) with sizes from 10 to 1000 μm. The solution was obtained as a data bank of backscattering matrices and is aimed for interpreting data of ground-based and space-borne lidars, in particular, the ATLID of the EarthCare. The calculations were performed within the framework of the physical optics approximation for the wavelengths most frequently used in problems of laser sounding (0.355, 0.532, 1.064 μm) and for the wavelengths of the near-IR range (1.55, 2, 2.15 μm). Based on the calculated light backscattering matrices, the intensity and depolarization ratio for the presented types of ice particles are constructed.

**Keywords:** light scattering, absorption, atmospheric ice crystals, cirrus clouds, laser sounding, lidar.

## ВВЕДЕНИЕ

Научный интерес к перистым облакам обусловлен, с одной стороны, их значительным влиянием на климат нашей планеты [Wendling et al., 1979; Liou, 1986; Baker, 1997], с другой — необходимостью их учета при интерпретации данных дистанционного зондирования Земли из космоса [Zabukovec et al., 2021]. Несмотря на многолетние попытки решить задачу рассеяния света на ледяных кристаллических частицах перистых облаков, решение до сих пор не получено, в отличие от решения для жидкокапельных облаков, которое легко построить в рамках теории Лоренца—Ми [Wiscombe, 1980].

Для решения данной проблемы была составлена программа, а также использован метод, основанный на принципах физической оптики, разработанный в Институте оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН (ИОА СО РАН) [Shishko, 2019]. Поскольку данный метод применим для частиц, размеры которых превышают длину волны падающего излучения, именно он был выбран для составления оптической модели ледяных частиц перистых облаков.

В задачах лазерного зондирования перистых облаков чаще всего используются длины волн Nd:YAG-лазера: $\lambda$=0.355, 0.532 и 1.064 мкм. Однако в последнее время появились результаты дистанционного зондирования перистых облаков в ИК-области, поэтому было необходимо провести расчеты для $\lambda$=1.55, 2 и 2.15 мкм.

Кроме того, большую практическую значимость в настоящее время приобретает лазерное зондирование пылевых образований, в частности переноса песков пустыни Сахары в южную Америку. Поэтому в расчеты были добавлены показатели преломлений для пылевого аэрозоля.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

Результаты решения задачи рассеяния света для трех типов хаотически ориентированных ледяных частиц (гексагональные пластинки и столбики, а также частицы произвольной формы) представлены на рис. 1–3.

Благодаря использованию вычислительных ресурсов кластера ИОА СО РАН удалось получить расчет с мелким интервалом разбиения по размеру частиц, в частности, для столбиков размером от 5 до 100 мкм было рассчитано 948 размеров, а на интервале размеров от 100 до 1000 мкм были рассчитаны окрестности пяти узловых точек (160, 250, 400, 630 и 1000 мкм). Видно, что в действительности в решении для наиболее часто используемых в задачах лазерного зондирования длин волн $\lambda$=0.355, 0.532 и 1.064 мкм содержатся очень небольшие осцилляции, заметные лишь для $\lambda$=1.064 мкм. При этом для $\lambda$=1.55 и 2 мкм величина этих осцилляции заметно больше. На рис. 1 видно также существенное влияние поглощения для крупных частиц пыли, что приводит к резкому отклонению зависимости от степенного закона (отклонению от прямой на графике).

Немного иначе выглядят результаты для гексагональных ледяных пластинок (рис. 2). Видно, что даже для $\lambda$=0.355, 0.532 и 1.064 мкм в решении наблюда-

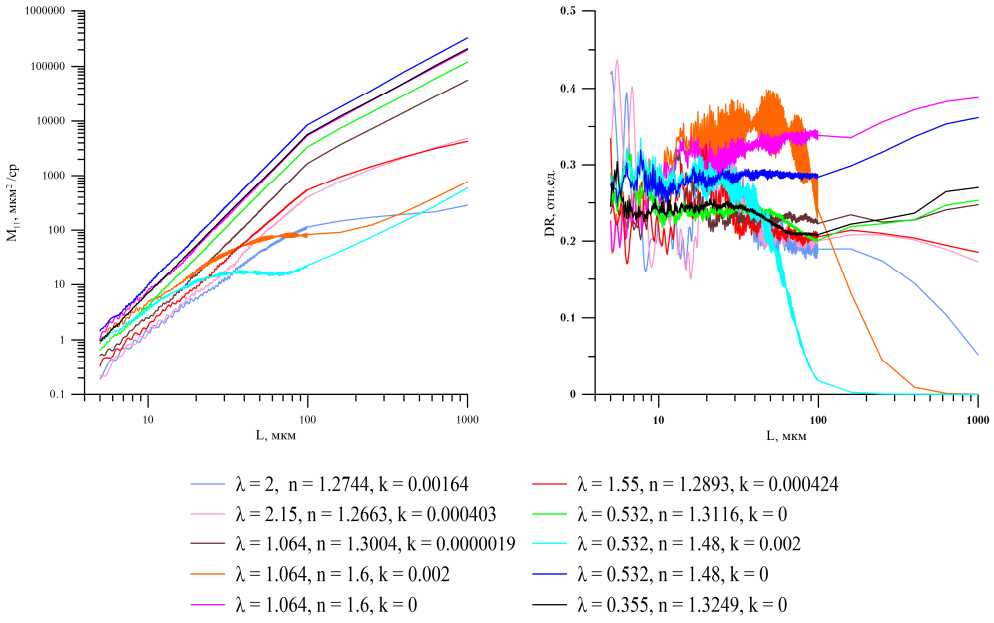



*Рис. 1*. Элемент $M_{11}$ матрицы Мюллера (слева) и линейное деполяризационное отношение DR (справа), построенные для гексагональных столбиков в зависимости от размера частиц

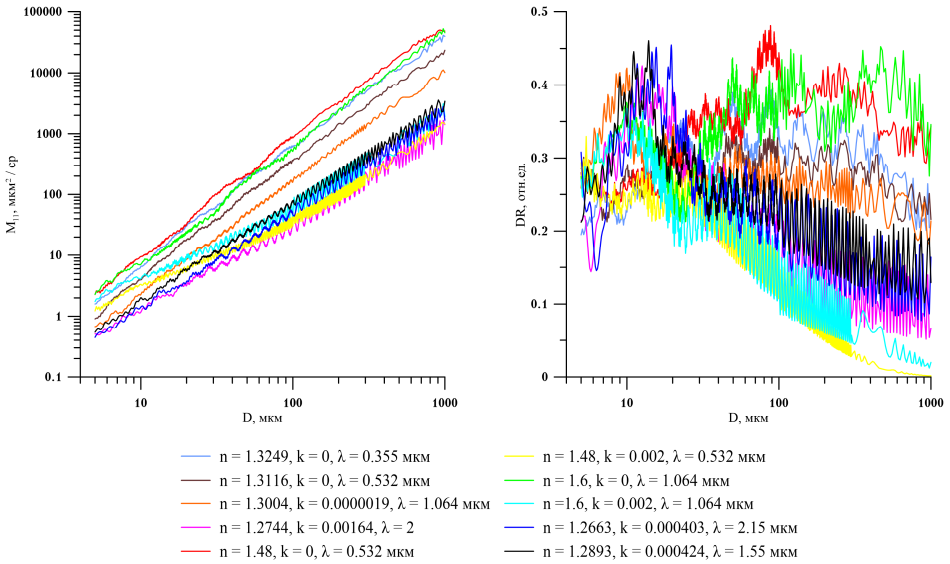



*Рис. 2*. Элемент $M_{11}$ матрицы Мюллера (слева) и линейное деполяризационное отношение DR (справа), построенные для гексагональных пластинок в зависимости от размера частиц

ются осцилляции. При этом есть как высокочастотные осцилляции, связанные с когерентными эффектами, так и низкочастотные, связанные с эффектом волновода. В диапазоне от 5 до 100 мкм было рассчитано 949 размеров, и 98 расчетов было проведено в диапазоне от 100 до 1000 мкм.

Из результатов, полученных для частиц неправильной формы (рис. 3), видно, что, как и у гексагональных столбиков, поведение элементов матрицы рассеяния света подчиняется степенным законам для случаев, когда поглощение незначительно. Важно заметить, что в расчете практически отсутствуют осцилляции в деполяризационном отношении, в диапазоне от 10 до 100 мкм было рассчитано 88 размеров, а от 100 до 300 мкм — 9 размеров.

Результаты расчетов также позволяют сделать выводы о влиянии вещественной и мнимой частей показателя преломления на решение задачи. Так, увеличение вещественной части показателя преломления приводит к значительному увеличению значения элемента $M_{11}$, но не приводит к изменению угла наклона степенной зависимости, что хорошо видно для $\lambda$=0.532 и 1.064 мкм при изменении вещественной части показателя преломления с 1.3116 на 1.48 и с 1.3004 на 1.6 соответственно. Однако увеличение мнимой части показателя преломления до характерных для пылевого аэрозоля значений 0.002i приводит к резкому изменению зависимости $M_{11}$ от размера на всем диапазоне расчетов (см. рис. 1).

Деполяризационное отношение также является достаточно гладкой функцией ввиду отсутствия интерференционных осцилляций и эффекта волновода у частиц произвольной формы (рис. 3). Учет влияния поглощения приводит к значительному уменьшению

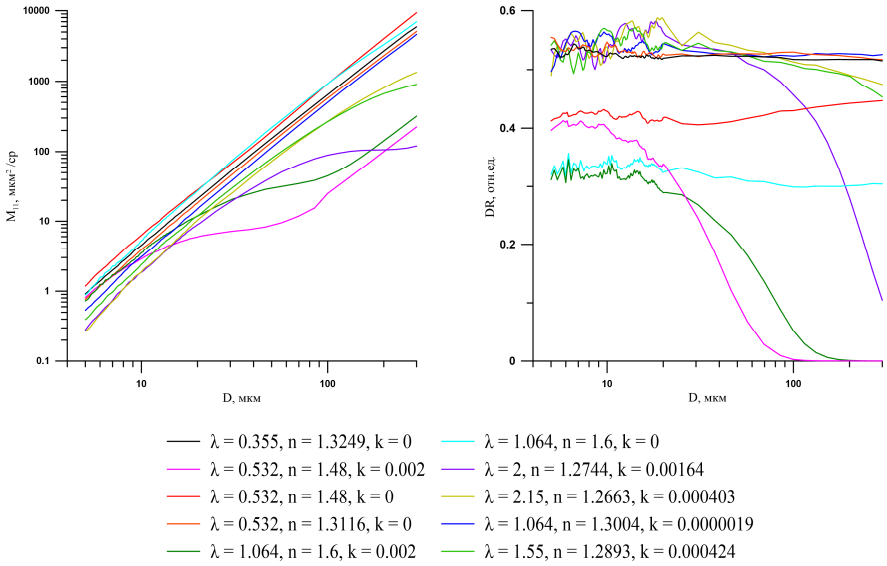



*Рис. 3*. Элемент $M_{11}$ матрицы Мюллера (слева) и линейное деполяризационное отношение DR (справа), построенные для частиц произвольной формы в зависимости от размера частиц

деполяризационного отношения, вплоть до нуля, при величине мнимой части показателя преломления более 0.002i и размерах частицы более 100 мкм, что явно указывает на преобладание внешней зеркальной компоненты в рассеянном излучении.

Поскольку частицы произвольной формы являются приемлемой моделью для пылевого аэрозоля, можно сделать вывод, что величина деполяризационного отношения может быть использована в качестве критерия для создания алгоритмов восстановления размеров частиц пылевого аэрозоля по данным поляризационного лазерного зондирования космическим лидаром EarthCARE, планируемым к запуску.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате был составлен банк данных матриц обратного рассеяния света на ледяных кристаллах перистых облаков и получены оптические модели для частицы произвольной формы размерами от 10 до 300 мкм, а также для гексагональных столбиков и пластинок размерами от 10 до 1000 мкм.

Была рассчитана основная используемая в задачах лазерного зондирования характеристика — деполяризационное отношение. Показано, что для частиц произвольной формы деполяризационное отношение находится в диапазоне 0–0.6 отн. ед., для столбиков — в диапазоне 0–0.45 отн. ед., для пластинок — 0–0.5 отн. ед.

Решение задачи рассеяния в оптическом и микроволновом диапазонах излучения для типичных форм ледяных кристаллов перистых облаков и построение банка данных выполнены при финансовой поддержке РНФ № 21-77-00083.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Baker B.M. Cloud microphysics and climate. *Science.* 1997. Vol. 276. P. 1072–1078.

Liou K.N. Influence of cirrus clouds on weather and climate processes: A global perspective. *Monthly Weather Rev*. 1986. Vol. 114, no. 6. P. 1167–1199.

Shishko V.A., Konoshonkin A.V., Kustova N.V., et al. Coherent and incoherent backscattering by a single large particle of irregular shape. *Opt. Express*. 2019. Vol. 27, no. 23. P. 32984–32993.

Wendling P., Wendling R., Weickmann H.K. Scattering of solar radiation by hexagonal ice crystals. *Appl. Opt*. 1979. Vol. 18. P. 2663–2671.

Wiscombe W.J. Improved Mie scattering algorithms. *Appl. Opt*. 1980. Vol. 19. P. 1505–1509.

Zabukovec A., Ancellet G., Penner I.E., et al. Characterization of aerosol sources and optical properties in siberia using airborne and spaceborne observations. *Atmosphere*. 2021. Vol. 12, no. 2. Art. no. 244.

УДК 53.07

# СОЗДАНИЕ СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ КРИОКАМЕРОЙ БОЛЬШОГО ОБЪЕМА

**М.М. Чупин, Р.Р. Латыпов**

Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия
grey2paul@gmail.com

# CREATING A CONTROL SYSTEM FOR A LARGE-VOLUME CRYOCHAMBER

**M.M. Chupin, R.R. Latypov**

Kazan (Volga region) Federal University, Kazan, Russia
grey2paul@gmail.com

**Аннотация.** В статье описывается создание электроники и системы управления для радиопрозрачной криокамеры большого объема с рабочим стабилизированным диапазоном от 50 до –180 °C с целью исследований свойств радиоуровнемеров при рабочей температуре.

**Ключевые слова:** СПГ, радиоуровнемеры, ПИД-регулирование.

**Abstract.** This paper describes the creation of electronics and control system for a large-volume radio-transparent cryochamber with a stabilized operating range from 50 °C to –180° C, which is aimed at studying properties of radio level meters at operating temperature.

**Keywords:** LNG, radio level meters, PID regulati.

## ВВЕДЕНИЕ

Актуальной проблемой является измерение уровня сжиженного природного газа (СПГ) в резервуарах. СПГ хранится в специальных криобаках, устроенных по принципу сосуда Дьюара [Майорец, Симонов, 2013]. Изначально использовались механические (контактные) методы измерения уровня жидкости в криогенных резервуарах. Самым распространенным является поплавковый уровнемер, реализующий абсолютный метод измерения уровня, основанный на использовании различия плотностей веществ, образующих границу раздела. Поплавок подвешивается на металлической ленте или тросе. Но из-за сжатия метала при экстремально низких температурах и при большой длине — резервуары СПГ могут достигать более 100 м в высоту — данный метод имеет большую погрешность.

На сегодняшний день большое применение нашли радарные уровнемеры. Они используют микроволновый бесконтактный метод измерения. Принцип действия всех известных радарных уровнемеров основан на измерении времени распространения радиоволны от антенны уровнемера до поверхности продукта, уровень которого измеряется, и обратно. Более широкое распространение для высокоточных измерений получили радарные уровнемеры, использующие непрерывное модулированное по частоте радиоизлучение (FMCW) [Ridenour, 1947].

Но при рабочей температуре СПГ (–160 °C) происходит деформация как рабочей антенны, так и коаксиально-волнового перехода (КВП). Целью данной работы является создание радиопрозрачной криокамеры большого объема с широким стабилизированным рабочим температурным диапазоном для изучения влияния криотемператур на метрологические свойства радиоуровнемеров.

## УСТРОЙСТВО И ПРИНЦИП РАБОТЫ КРИОКАМЕРЫ

Охладитель камеры представляет собой емкость с нагревательным элементом, в которой поддерживается постоянный уровень жидкого азота. Нагреватель испаряет азот в основную секцию криокамеры (захолаживаемый объем) с отсеком для установки уровнемеров. Вентилятор используется для конвекции газа, а дополнительный нагреватель в захолаживаемой камере используется для подогрева. Для контроля температуры внутри камеры используется специально разработанный и поверенный для данной задачи датчик температуры. Блок-схема криокамеры изображена на рис. 1.

Для оптимального выхода на заданную температуру и поддержание ее в течение длительного времени в системе управления был реализован классический пропорционально-интегрально-дифференцирующий (ПИД) регулятор [Chupin et al., 2019].

## ОСОБЕННОСТИ РЕГУЛИРОВАНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ПРИ НАЛИЧИИ БОЛЬШИХ ТЕПЛОПОТЕРЬ

Одной из проблем при создании камеры стала зависимость ее теплопроводности от температуры. Это связанно с тем, что для обеспечения радиопрозрачности криокамеры в качестве изоляционного материала был использован экструзионный пенополистирол (утеплитель). При экстремально низких температурах происходит изменение геометрии камеры из-за сжатия утеплителя, приводящее к увеличению тепловых потерь. Также дополнительные тепловые потери вносит сам уровнемер, поскольку значительная его часть устанавливается на камеру

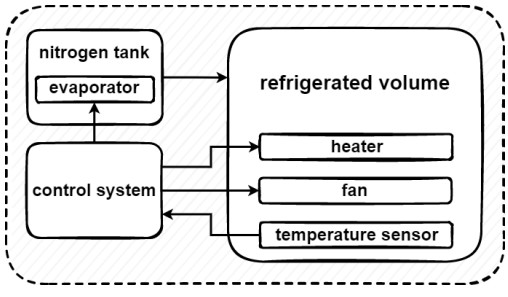



*Рис. 1.* Блок-схема криокамеры

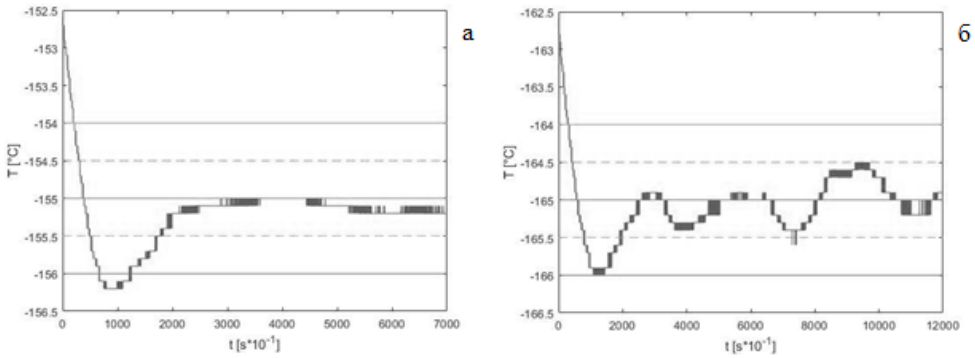



*Рис. 2*. Переходные характеристики системы для температур –155 °С (*а*) и –165 °С (*б*) в пределах погрешности ±0.5 °С

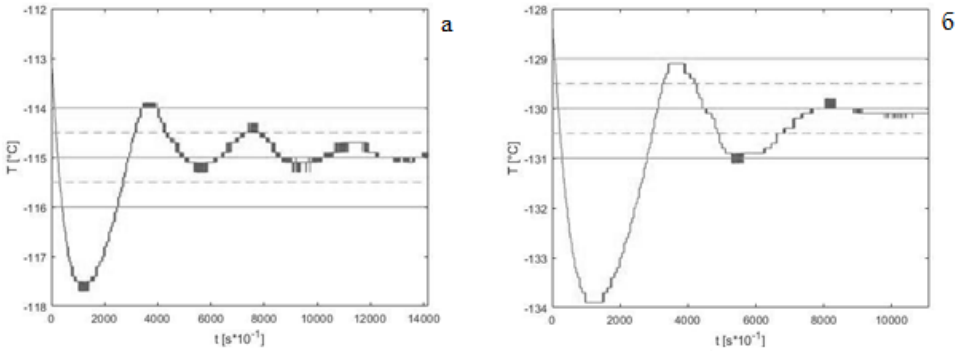



*Рис. 3*. Переходные характеристики для температур –115 °С (*а*) и –130 °С (*б*)

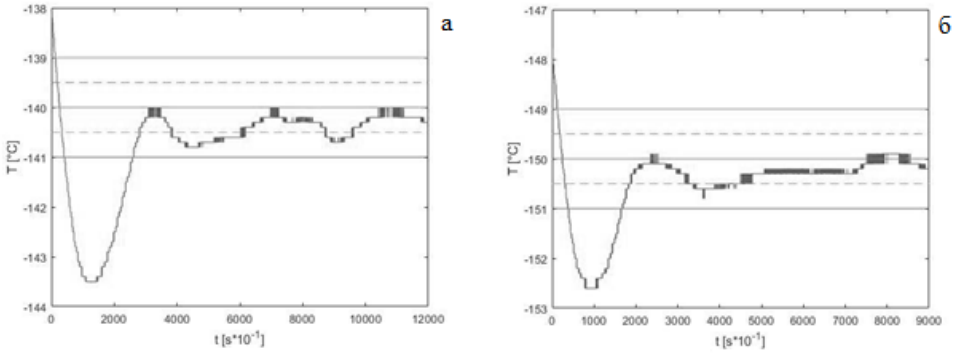



*Рис. 4*. Переходные характеристики для температур –140 °С (*а*) и –150 °С (*б*)

сверху, аналогично использованию его в резервуарах СПГ.

Вследствие зависимости теплопроводности от температуры система перестает быть линейной. В таких условиях классический ПИД-регулятор работает некорректно. На рис. 2 представлены переходные процессы выхода системы на две разные температуры внутри рабочего объема криокамеры.

На рис. 2, *а* можно видеть небольшое перерегулирование с последующим стабильным выходом системы на заданную температуру. В то время как на рис. 2, *б* наблюдается апериодическое поведение системы с небольшим выходом за пределы ошибки. Поведение такой системы невозможно предсказать в течение длительного времени.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Была проведена серия измерений с шагом 5 °С. Переходные процессы для каждого эксперимента представлены на рис. 3 и 4.

При различных температурах переходные процессы различаются длительностью выхода на режим и количеством колебаний (рис. 3, *а*, *б*). На рис. 4, *а* изображен переходный процесс некорректного выхода на режим. Для некоторых температур наблюдается апериодичность и нестабильный выход на режим (рис. 4, *б*).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Созданная камера позволяет изучать свойства антенн и КВП при широком диапазоне температур, а также физические свойства (плотность и вязкость) различных жидких и твердых веществ. В ходе исследовательских испытаний была достигнута предельная температура –182 °С в рабочем объеме 80 л. Среднее время стабилизации заданной температуры с точностью ±0.5 °С составило не более 15 мин от момента ее достижения.

Был использован экспериментальный метод анализа кривой изменения температуры при переходных характеристиках для подбора коэффициентов ПИД-регулятора при различных температурах.

При использовании ПИД-регулятора в системах с динамическими характеристиками — нелинейных системах — возникает необходимость корректировки ПИД-коэффициентов в режиме реального времени для оптимального выхода на каждую температуру.

Работа выполнена за счет средств субсидии, выделенной в рамках государственной поддержки Казанского (Приволжского) федерального университета в целях повышения его конкурентоспособности среди ведущих мировых научно-образовательных центров.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Майорец М., Симонов К. *Сжиженный газ — будущее мировой энергетики*. М.: Альпина Паблишер, 2013. 360 с.

Chupin M., Latypov R., Mukhametzyanov F., Davydov Y., et al. Modernization of hardware and data processing methods of a coercive spectrometer. *2019 Russian Open Conference on Radio Wave Propagation (RWP)*. 2019. P. 450–453.

Ridenour L.N. Radar System Engineering. 1947. P. 629.

УДК 53.087.45

# СПЕКТРЫ АТМОСФЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ДЛЯ РАСЧЕТА ПАРАМЕТРА $C_2^n$ В РАЙОНЕ ОБСЕРВАТОРИЙ МАЙДАНАК И СУФФА В УЗБЕКИСТАНЕ

**[1]А.Ю. Шиховцев, [1]П.Г. Ковадло, [2]Е.А. Копылов, [2]М.А. Ибрагимов, [3,4]С.А. Эхгамбердиев, [3,4]Ю.А. Тиллаев**

[1]Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия
[2]Институт астрономии РАН, Москва, Россия
kopylov.phd@ya.ru
[3]Астрономический институт Улугбека Академии наук Узбекистана, Ташкент, Узбекистан
[4]Национальный университет Узбекистана, Ташкент, Узбекистан

# ATMOSPHERIC TURBULENCE SPECTRUM FOR CALCULATING THE $C_2^n$ PARAMETER IN THE AREA OF THE MAIDANAK AND SUFFA OBSERVATORIES IN UZBEKISTAN

**[1]A.Yu. Shikhovtsev, [1]P.G. Kovadlo, [2]E.A. Kopylov, [2]M.A. Ibrahimov, [3,4]S.A. Ehgamberdiev, [3,4]Yu.A. Tillayev**

[1]Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia
[2]Institute of Astronomy RAS, Moscow, Russia
kopylov.phd@ya.ru
[3]Ulugh Beg Astronomical Institute, Uzbek Academy of Sciences, Tashkent, Uzbekista
[4]National University of Uzbekistan, Tashkent, Uzbekistan

**Аннотация.** Знание спектров турбулентности представляет интерес для описания атмосферных условий применительно к астрономическим наблюдениям. Обсуждаются деформации спектров турбулентности с высотами в широком диапазоне масштабов на площадках обсерваторий Майданак и Суффа. Показано, что энергия бароклинной неустойчивости высока на площадках этих обсерваторий и должна учитываться при расчетах структурной постоянной показателя преломления.

**Ключевые слова:** астроклимат, телескоп, оптическая турбулентность, спектр турбулентности.

**Abstract.** Knowledge of the turbulence spectra is of interest for describing atmospheric conditions as applied to astronomical observations. This article discusses the deformations of the turbulence spectra with heights in a wide range of scales at the sites of the Maidanak and Suffa observatories. It is shown that the energy of baroclinic instability is high at the sites of these observatories and should be taken into account in the calculations of the refractive index structure constant $C_2^n$.

**Keywords:** astroclimate, telescope, optical turbulence, turbulence spectrum.

## ВВЕДЕНИЕ

Изучению атмосферы и, в частности, оптической турбулентности над солнечными и звездными телескопами наземного базирования уделяется в мире существенное внимание. С одной стороны, проектирование новых наземных телескопов нуждается в информации о характеристиках как в приземном слое, так и на разных высотах в атмосфере. Планирование наблюдательного времени на астрономическом телескопе связано с диагностикой и прогнозом атмосферных условий, включая средние метеорологические характеристики, характеристики оптической и динамической турбулентности, облачность и продолжительность солнечного сияния.

Обсуждаются особенности энергетических спектров флуктуаций температуры воздуха и скорости ветра, оценивается энергетика в синоптическом диапазоне для описания атмосферных характеристик в астрономических обсерваториях Узбекистана. Мы получили и проанализировали энергетические спектры атмосферной турбулентности в широком диапазоне масштабов для астрономических обсерваторий Майданак (2650 м, 38°40′24″ N, 66°53′47″ E) и Суффа (2324 м, 39°37′27″ N, 68°26′52″ E).

## ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В УЗБЕКИСТАНЕ

Единого метода к определению величины $C_2^n$ на разных высотах в атмосфере нет. Во многом это связано с физическими особенностями формирования турбулентности в атмосферном пограничном слое и свободной атмосфере. Более того, модель колмогоровской однородной и изотропной турбулентности справедлива только для узкого диапазона масштабов. В работе [Osborn, Sarazin, 2014] получена глобальная карта свободной атмосферы β. По нашему мнению, значения β существенно занижены в приэкваториальной зоне. Это указывает на то, что метод расчета характеристик турбулентности, включая $C_2^n$, должен быть выбран и адаптирован для конкретного места. Для определения возможностей применения метода [Kovadlo, 2019] и выбора оптимального подхода к расчету $C_2^n(z)$ мы определили средние энергетические спектры флуктуаций на разных высотах в атмосфере. Для расчета энергетических спектров мы использовали почасовые данные об уровнях давления базы данных Era-5 — глобального атмосферного анализа пятого поколения с увеличенным временным (1 ч), горизонтальным (0.25°) и вертикальным разрешением (137 уровней вертикальной модели от поверхности до 0.01 ГПа) [Hersbach, et al., 2020].

## ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ КОЛЕБАНИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ВОЗДУХА НА ПЛОЩАДКЕ ОБСЕРВАТОРИЙ МАЙДАНАК И СУФФА

Мы рассчитали энергетические спектры флуктуаций температуры воздуха для всех изобарических поверхностей, доступных в реанализе. Однако мы обсуждаем отдельные спектры в нижней, средней и

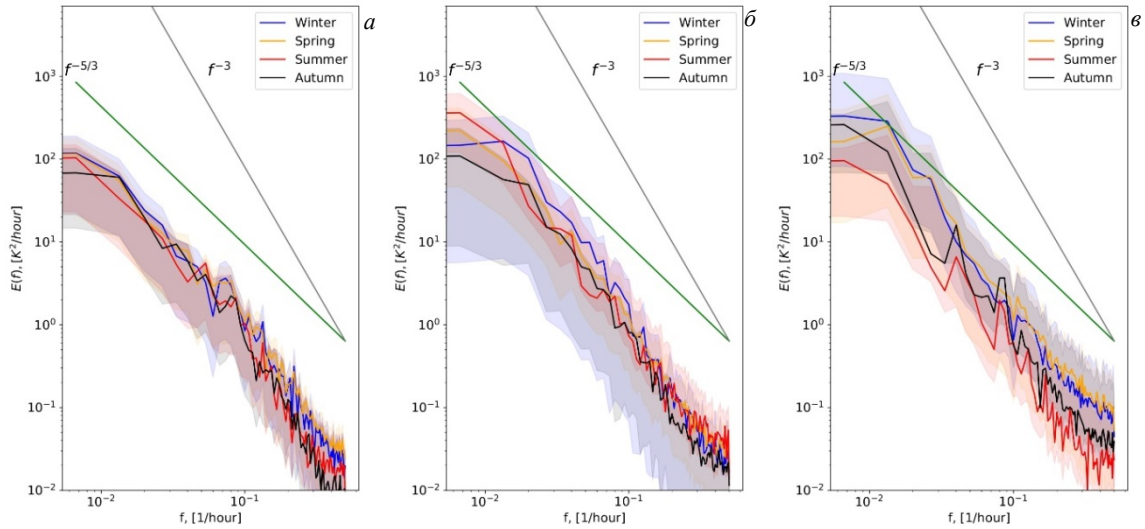



*Рис. 1*. Энергетические спектры колебаний температуры воздуха в обсерватории Майданак для разных изобарических уровней: 100 гПа (*а*), 300 гПа (*б*), у поверхности (*в*)

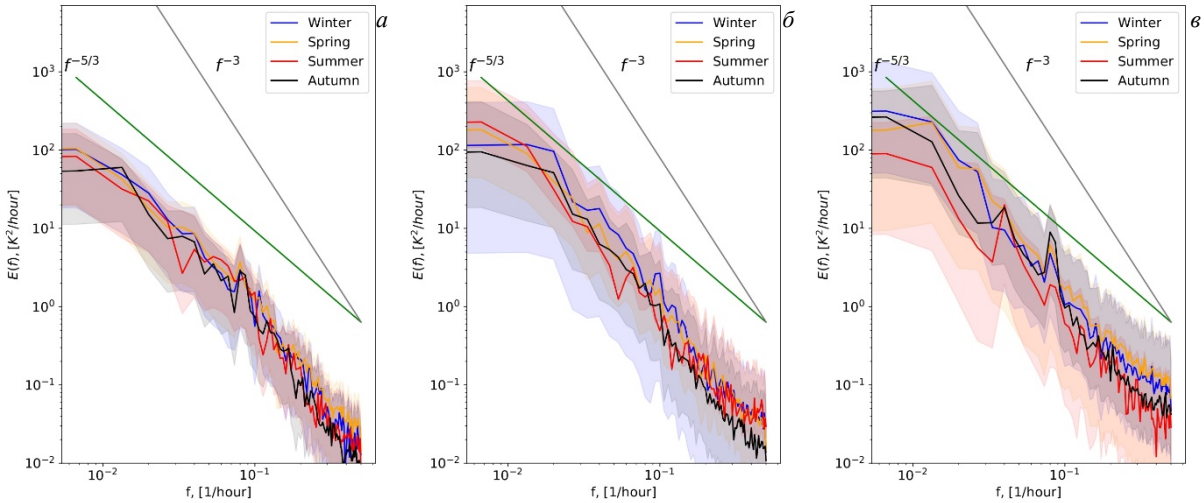



*Рис. 2*. То же для обсерватории Суффа

верхней оптически активной атмосфере. Для астрономических обсерваторий Майданак и Суффа спектры показаны для приземного слоя атмосферы, 700 гПа (350 м), 300 гПа (6.5 км) и 100 гПа (13.6 км).

На рис. 1, 2 показаны энергетические спектры колебаний температуры воздуха для разных изобарических уровней и сезонов года. Для каждого спектра рассчитан 95 % доверительный интервал.

Анализ показывает, что в приземном слое атмосферы спектр имеет два наклона: –5/3 в высокочастотной части (до 7.7 ч) и –3 в низкочастотном диапазоне. С высотой диапазон с наклоном 5/3 сужается. На изобарическом уровне 100гПа спектр в высокочастотном диапазоне частот имеет наклон –3. Спектры флуктуаций скорости ветра существенно отличаются от спектров флуктуаций температуры воздуха. В нижних слоях атмосферы спектры показывают наклон –5/3 для широкого диапазона. В низкочастотной области интервал с наклоном –3 выделяется с трудом. С высотой энергия низкочастотных флуктуаций скорости ветра увеличивается и диапазон с наклоном –3 расширяется в область низких частот. На высотах 200–300 гПа спектр в низкочастотной части описывается - степенная зависимость почти во всём спектральном диапазоне. В высокочастотной части спектра формируется степенная зависимость с наклоном –5/3. На уровне 100 гПа спектры флуктуаций скорости ветра подобны спектрам флуктуаций температуры воздуха. Однако наблюдается повышенная интенсивность флуктуаций скорости ветра в диапазоне 12–24 ч. По температурным флуктуациям мы рассчитали значения энергии в низкочастотном диапазоне от $f_1=6.7\cdot10^{-3}$ ч$^{-1}$ до $f_2=13.3\cdot10^{-3}$ ч$^{-1}$, а также в высокочастотном интервале — от $f_3=0.36$ ч$^{-1}$ до $f_4=0.5$ ч$^{-1}$.

Сильные флуктуации как в НЧ-, так и ВЧ-диапазоне наблюдаются в нижних слоях атмосферы, который вносит преимущественный вклад в оптическую турбулентность и качество астрономических изображений. На изобарическом уровне 200 гПа, на высоте которого формируются струйные течения, температурные флуктуации также значительны. Можно заметить, что наименьшая интенсивность флуктуаций температуры воздуха соответствует летнему и осен-

нему периодам. Зимой и весной интенсивность низкочастотных температурных флуктуаций увеличивается. Стоит заметить, что качество астрономических изображений β в месте расположения обсерватории Майданак является наилучшим в летнее и осеннее время [Artamonov et al., 2010].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Энергетические спектры флуктуаций температуры воздуха в обсерваториях Майданак и Суффа, рассчитанные по данным реанализа Era-5, примерно подчиняются степенным зависимостям –5/3 в узком ВЧ-диапазоне и в целом имеют наклон от –3 до –2 в НЧ-диапазоне. Четкая зависимость –3 наблюдалась только для узкого спектрального интервала. В обсерватории Майданак характер сезонных изменений НЧ- и ВЧ-флуктуаций температуры, связанных с бароклинной неустойчивостью атмосферы, качественно хорошо согласуется с изменениями, рассматриваемыми в [Artamonov et al., 2010]. Наилучшие атмосферные условия, определяемые энергией температурных спектров, наблюдаются также в летний и осенний сезоны.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2021-982 от 13 октября 2021 г.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Artamonov B.P., Bruevich V.V., Gusev A.S., et al. Seeing and atmospheric extinction at Mt. Maidanak Observatory from observations with the 1.5-m AZT-22 Telescope. *Astronomy Rep.* 2010. Vol. 54, no. 11. P. 1019–1031. DOI: 10.1134/S1063772910110077.

Hersbach H., Bell B., Berrisford P., et al. The ERA5 global reanalysis. *Quarterly J. Royal Meteorological Society*. 2020. Vol. 146, no. 730. P. 1999–2049. DOI: 10.1002/qj.3803.

Kovadlo P.G., Lukin V.P., Shikhovtsev A.Yu. Development of the model of turbulent atmosphere at the Large Solar Vacuum Telescope site as applied to image adaptation. *Atmospheric and Oceanic Optics*. 2019. Vol. 32. P. 202–206. DOI: 10.1134/S1024856019020076.

Osborn J., Sarazin M. Atmospheric turbulence forecasting with a General Circulation Model for Cerro Paranal. *MNRAS*, 2014. Vol. 480, no. 1. P. 1278–1299. DOI: 10.1093/mnras/sty1898.

УДК 53.087.45

# АСТРОКЛИМАТИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ В АСТРОНОМИЧЕСКИХ ОБСЕРВАТОРИЯХ ХОА ЛАК И НЯЧАНГ

**[1]А.Ю. Шиховцев, [1]П.Г. Ковадло, [2]Е.А. Копылов, [2]М.А. Ибрагимов, [3]Х.Л. Суан**

[1]Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия
[2]Институт астрономии РАН, Москва, Россия
kopylov.phd@ya.ru
[3]Вьетнамский национальный космический центр Вьетнамской академии науки и техники, Ханой, Вьетнам

# ASTROCLIMATIC CONDITIONS AT THE HOA LAC AND NHA TRANG ASTRONOMICAL OBSERVATORIES

**[1]A.Yu. Shikhovtsev, [1]P.G. Kovadlo, [2]E.A. Kopylov, [2]M.A. Ibrahimov, [3]H. Le Xuan**

[1]Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia
[2]Institute of Astronomy RAS, Moscow, Russia
kopylov.phd@ya.ru
[3]Vietnam National Space Center VAST, Hanoi, Vietnam

**Аннотация.** Представлены первые результаты астроклиматических исследований на площадках астрономических обсерваторий Хоа Лак и Нячанг. Показано, что в обсерватории Нячанг период с потенциально хорошими астроклиматическими условиями приходится на весну, когда наблюдается высокая повторяемость слабых ветров. В обсерватории Хоа Лак наилучшие условия наблюдаются летом и осенью. В этот период средние скорости ветра низкие. Показано, что низкочастотный максимум в спектрах выражен только в нижних слоях атмосферы.

**Ключевые слова:** астроклимат, телескоп, оптическая турбулентность, спектр турбулентности.

**Abstract.** The first results of astroclimatic studies at the sites of the astronomical observatories Hoa Lac and Nha Trang are presented. It is shown that the period with potentially good astroclimatic conditions at the Nha Trang Observatory is in spring when weak winds are frequent. At Hoa Lake Observatory, the best conditions are observed in summer and autumn. During this period, average wind speeds are low. We have shown that the low-frequency maximum in the spectra is expressed only in the lower layers of the atmosphere.

**Keywords:** astroclimate, telescope, optical turbulence, turbulence spectrum.

## ВВЕДЕНИЕ

В физике атмосферы одной из важнейших проблем остается параметризация турбулентных характеристик, включая кинетическую и потенциальную энергии турбулентности, а также структурные постоянные флуктуаций скорости ветра, температуры и показателя преломления воздуха. Детальное знание вертикальных профилей средней скорости ветра до больших высот, а также скорости и направления ветра в приземном слое атмосферы является основой создания как качественных, так и численных моделей оптической турбулентности, описывающих изменения параметра Фрида, видимости (seeing), изопланатического угла, времени когерентности, а также внешнего масштаба турбулентности. Изучению характеристик поля скорости ветра уделяется существенное внимание во многих статьях. Предложенные модели для оценки параметров оптической турбулентности главным образом основаны на вертикальных градиентах скорости ветра или на параметризации характеристик турбулентности через скорость диссипации мелкомасштабных температурных флуктуаций и флуктуаций скорости ветра.

В настоящее время Россия и Вьетнам осуществляют двустороннее международное сотрудничество в рамках проекта создания российской распределенной наземной сети оптических телескопов. В рамках этого проекта проведены первые астроклиматические исследования с целью оценки атмосферных характеристик над Вьетнамом. Дальнейшие исследования астроклимата предполагается проводить как с использованием наземных инструментов на базе датчика волнового фронта Шака—Гартмана, так и с помощью данных реанализа. Обе оценки планируется реализовать в двух действующих обсерваториях во Вьетнаме — обсерватории Хоа Лак, расположенной недалеко от Ханоя, и обсерватории Нячанг, расположенной в Хон Чонге. Астрономические обсерватории Нячанг и Хоа Лак расположены в субтропическом поясе на уровне моря. Обе обсерватории принадлежат Вьетнамскому национальному космическому центру и оснащены современными 50-см телескопами системы Ричи—Кретьена. В настоящем исследовании мы рассматриваем астроклиматические условия в местах расположения астрономических обсерваторий Хоа Лак и Нячанг. Для них мы оценили статистические характеристики скорости ветра в высотном атмосферном слое. Для характеристики структуры течений мы рассчитали и проанализировали энергетические спектры турбулентности на разных высотах. Были использованы данные реанализа последнего поколения Era-5, верифицированные и использующиеся во многих исследованиях [Han et al., 2021].

## СТАТИСТИКИ СКОРОСТИ ВЕТРА В ВЕРХНЕМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ

Используя данные реанализа Era-5 за 2011–2020 гг., мы определили пространственные распределения скорости ветра, усредненные для диапазона высот 100–200 гПа. Для определения параметров струйных течений над астрономическими обсерваториями Хоа

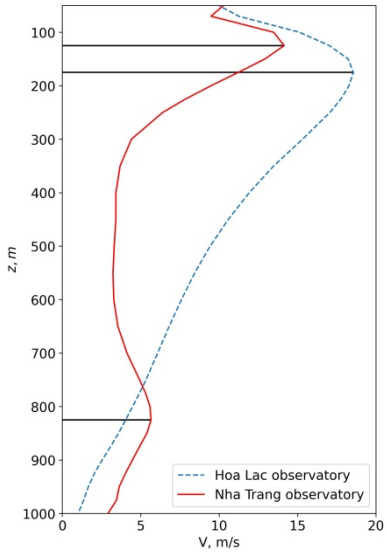



*Рис. 1*. Профили средней скорости ветра над астрономическими обсерваториями Вьетнама

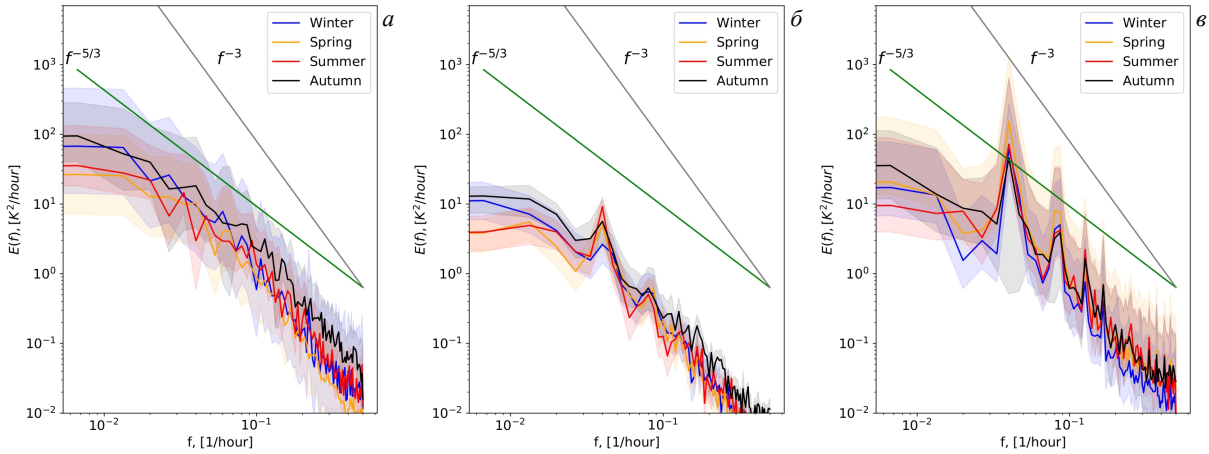



*Рис. 2*. Спектр колебаний температуры воздуха в обсерватории Нячанг: *а* —100гПа, *б* — 300 гПа, *в* — у поверхности

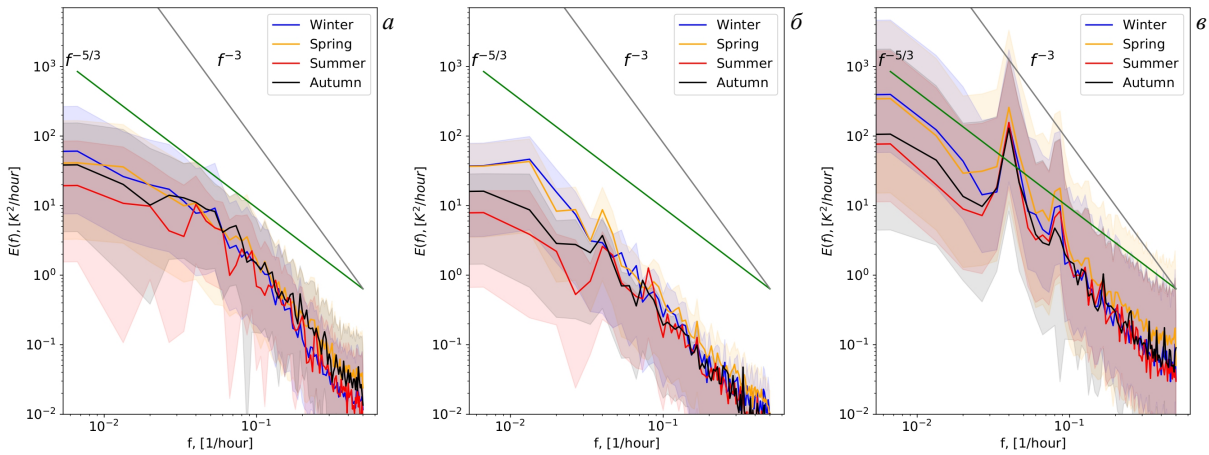



*Рис. 3.* То же для обсерватории Хоа Лак

Лак и Нячанг по данным реанализа Era-5 мы оценили средние годовые вертикальные профили скорости ветра, показанные на рис. 1.

Максимумы средней скорости ветра наблюдаются на разных высотах. Для обсерватории Хоа Лак максимум наблюдается на уровне 175 гПа, средняя скорость составляет 18.5 м/с. Над обсерваторией Нячанг максимум скорости ветра соответствует 125 гПа.

В приближении модели стандартной атмосферы относительное смещение максимума скорости составляет около 2.1 км. Для обсерватории Нячанг скорость ветра в максимуме несколько меньше и равна 14.2 м/с.

В вертикальном профиле скорости ветра также выделяется максимум скорости ветра, который мы связываем со струйным течением нижних уровней. Средняя скорость ветра (на изобарической поверхности 825 гПа) составляет 5.6 м/с. Таким образом, мы определили среднее положение по высоте максимума скорости ветра в местах расположения астрономических обсерваторий Хоа Лак и Нячанг.

Сравнение медианных значений с другими астрономическими местами показало следующее. Оцененная медиана для обсерватории Нячанг (14.8 м/с) существенно ниже медиан для La Silla (31.2 м/с), Paranal (28.1 м/с), Майданак (25.9 м/с). В месте расположения обсерватории Хоа Лак медиана (18.6 м/с) оказалась близка к значениям, полученным для Sierra Negra (18.3 м/с), САО РАН (19.8 м/с), Oukaimeden (20.3 м/с), La Palma (20.8 м/с), Mauna Kea (21.0 м/с) и превысила медиану в Costa Rica (7.7 м/с) [Bounhir, 2009; Shikhovtsev, 2020].

## ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ КОЛЕБАНИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ВОЗДУХА В РАЙОНЕ ОБСЕРВАТОРИЙ НЯЧАНГ И ХОА ЛАК

В изучении атмосферной турбулентности существенное внимание уделяется энергетическим спектрам в широком диапазоне пространственных и временных масштабов. С целью определения особенностей структуры атмосферных крупномасштабных течений мы рассчитали частотные зависимости спектральной плотности мощности температурных флуктуаций по данным реанализа Era-5. Спектры температурных флуктуаций на разных изобарических уровнях показаны на рис. 1, 2. Для обсерваторий Нячанг и Хоа Лак в нижней части оптически активной атмосферы спектр имеет наклон –5/3. С высотой спектр становится круче. Показатель степени находится в диапазоне между –5/3 и –3. Лишь на высотах 200–100 гПа в высокочастотной части спектра наклон становится близок к –3. В сравнении со спектрами, полученными для средних широт с развитыми крупномасштабными флуктуациями, спектры в обсерваториях Нячанг и Хоа Лак существенно различаются.

Энергетические спектры содержат несколько максимумов энергии. В приземном слое атмосферы наиболее выражен суточный максимум. Энергия флуктуаций достигает 10.4 (°)2 весной и 5.3 (°)2 осенью. С высотой амплитуда суточных вариаций существенно уменьшается. Выше уровня давления 775 гПа слабые низкочастотные возмущения наблюдаются только в зимне-весенний период. Летом и осенью энергия низкочастотных возмущений незначительна. Вероятно, динамика низкочастотного максимума определяется процессами в атмосферном пограничном слое, включая волновые возмущения.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье обсуждаются астроклиматические характеристики в местах расположения обсерваторий Хоа Лак и Нячанг. По данным реанализа Era-5 мы оценили пространственные распределения скорости ветра в верхних слоях атмосферы. Определены средние годовые положения оси струйных течений в местах расположения этих обсерваторий. Высоты формирования струйных течений отличаются от 200 гПа и соответствуют изобарическим уровням 175 и 125 гПа для обсерваторий Хоа Лак и Нячанг соответственно. Для обсерватории Хоа Лак средняя скорость на оси струи больше на 4.3 м/с в сравнении с обсерваторией Нячанг. Полученные спектры для обсерваторий Нячанг и Хоа Лак содержат низкочастотный и суточный максимумы. Анализ спектров показал, что амплитуда суточного максимума существенно уменьшается с высотой. В месте расположения Хоа Лак амплитуда суточного максимума существенно уменьшается на высоте, соответствующей давлению 775 гПа. В обсерватории Нячанг атмосферный слой с существенными суточными вариациями более тонкий. Суточный максимум имеет небольшие амплитуды на уровне 875 гПа.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ, соглашение No. 075-15-2021-982 от 13 октября 2021 г.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Bounhir A., Benkhaldoun Z., Carrasco E., Sarazin M. High-altitude wind velocity at Oukaimeden observatory. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.* 2009. Vol. 398. P. 862–872. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2009.14998.x.

Han Y., Yang Q., Liu N., et al. Analysis of wind-speed profiles and optical turbulence above Gaomeigu and the Tibetan Plateau using ERA5 data. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.* 2021. Vol. 501, iss. 4. P. 4692–4701. DOI: 10.1093/mnras/staa2960.

Nastrom G.D., Gage K.S. A Climatology of atmospheric wavenumber spectra of wind and temperature observed by commercial aircraft. *J. Atmos. Sci*. 1985. Vol. 42, no. 9. P. 950–960.

Shikhovtsev A.Yu., Bolbasova L.A., Kovadlo P.G., Kiselev A.V. Atmospheric parameters at the 6-m Big Telescope Alt-azimuthal site. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.* 2020. Vol. 493. P. 723–729. DOI: 10.1093/mnras/staa156.

## СОДЕРЖАНИЕ

### Лекции


Крюковский А.С. Моделирование распространения коротких радиоволн методами бихарактеристик и волновой теории катастроф 3–8

Лукин Д.С., Растягаев Д.В. Исследование влияния ионосферы Земли на распространение радиоволн УКВ-диапазона 9–14

Грач С.М. Взаимодействие мощных КВ-радиоволн с плазмой F-области ионосферы (физические основы) 15

Мареев Е.А. Атмосферно-ионосферные связи и климат 16–17


### Секция А. Астрофизика и физика Солнца


Абунин А.А., Абунина М.А., Белов А.В., Шлык Н.С., Прямушкина И.И., Крякунова О.Н., Николаевский Н.Ф. Исследование суточного хода потока релятивистских электронов по данным космических аппаратов GOES-13 и GOES-14 18–20

Абунина М.А., Белов А.В., Шлык Н.С., Абунин А.А. Форбуш-эффекты, созданные выбросами солнечного вещества с магнитными облаками 21–23

Абушзаде И.З., Юшков Е.В., Соколов Д.Д. Сравнение генерации мелкомасштабного магнитного поля в рамках двух моделей турбулентности 24–26

Аллахвердиев Р.Р., Юшков Е.В., Соколов Д.Д. Роль векторного потенциала в выводе основных моделей динамо-теории 27–29

Белов С.А., Рящиков Д.С., Молевич Н.Е., Агапова Д.В. Распространение нелинейных крутильных альфвеновских волн в магнитных трубках 30–32

Дертеев С.Б., Гаваев Б.С., Шивидов Н.К. Радиационное затухание магнитозвуковых волн в плазме солнечной короны 33–35

Ерофеева В.А., Иванова А.Л., Монхоев Р.Д. Анализ темпов счета сцинтилляционных станций установки TUNKA-GRANDE 36–38

Ершова О.А., Минкина Е.М., Балануца П.В. Исследование 130 областей локализации гамма-всплесков на сети мастер в течение четырех лет наблюдений 39–42

Завершинский Д.И., Белов С.А., Богачёв С.А., Леденцов Л.С. Энергетические распределения нановспышек в короне Солнца и методы их регистрации 43–45

Зверев А.С., Стародубцев С.А., Григорьев В.Г., Гололобов П.Ю. Межпланетные ударные волны и МГД-турбулентность солнечного ветра в марте 2013 г. 46–48

Зверев А.С., , Григорьев В.Г., Стародубцев С.А., Гололобов П.Ю. Мониторинг геомагнитных возмущений по данным наземных наблюдений космических лучей в начале 25-го цикла солнечной активности 49–51

Иванова А.Д., Журов Д.П. Анализ экспериментальных данных установки TAIGA-IACT 52–54

Исаева Е.С., Язев С.А. 25-й цикл солнечной активности. первые два года 55–57

Исаева Е.С., Томозов В.М., Язев С.А. О связи корональных дыр и комплексов активности на Солнце 58–60

Каракотов Р.Р., Кузнецов А.А., Анфиногентов С.А. Исследование захваченных колебаний в солнечных вспышках по данным наблюдений в ультрафиолетовом диапазоне 61–63

Ковалев И.И., Олемской С.В., Сдобнов В.Е. Расширение метода спектрографической глобальной съемки 64–67

Кропотина Ю.А., Быков А.М. Моделирование влияния вращательных разрывов в солнечном ветре на ускорение ионов головной ударной волной Земли 68–70

Куценко А.С., Абраменко В.И., Литвишко Д.В. Вращение активных областей на уровне фотосферы Солнца 71–73

Куценко О.К., Абраменко В.И., Куценко А.С. Спектры мощности магнитного поля всплывающих активных областей 74–76

Леденцов Л.С. Тепловой триггер солнечных вспышек 77–78

Лукин А.С., Артемьев А.В., Петрукович А.А. Вклад кинетических альфвеновских волн в транспорт ионов через ночную магнитопаузу Земли 79–81

Лукьянцев Д.С. Гравитационное линзирование электромагнитных волн в хаотической космической плазме 82–84

Малахов С.Д., Монхоев Р.Д. определение барометрического коэффициента установки Tunka-Grande 85–86

Матаркин С.В., Тимофеев Л.В. Черенковские детекторы CHED на Якутской установке 87–89

Маурчев Е.А., Германенко А.В., Балабин Ю.В., Михалко Е.А., Гвоздевский Б.Б. Численный и экспериментальный методы исследования космических лучей в атмосфере 90–92

Мотык И.Д., Сетов А.Г., Шамсутдинова Ю.Н., Жданов Д.А., Кашапова Л.К. Исследование связи между микроволновым и метровым излучением всплеска на фазе спада круговой вспышки 22 мая 2021 г. по данным Сибирского радиогелиографа и Иркутского радара некогерентного рассеяния 93–94

Мохначевская В.П., Кнуренко С.П. Продольное развитие широкого атмосферного ливня № 39442 от 29 ноября 2013 г. 95–97

Плачинда С., Демидов М., Бутковская В., Логвинов В. Новый подход к многоволновым наблюдениям магнитного поля Солнца как звезды 98–100

Плотников А.А., Куценко А.С., Абраменко В.И. Затухание униполярных активных областей на Солнце 101

Полухина С.А., Кашапова Л.К. Определение положения вспышечного источника для события Sol2022-02-03t04:21UT по наблюдениям Сибирского радиогелиографа в микроволновом диапазоне 102–103

Рожкова Д.В. Поиск и анализ вспышек на обратной стороне Солнца — возможных источников событий в солнечных космических лучах 104–105

Рыспаева Е.Б., Холтыгин А.Ф. Исследование неизвестных вспыхивающих рентгеновских источников 106–110

Рябикова А.Ю., Лощенко К.А. Климатические риски на территории Иркутской области в современный период 111–113

Рябова С.А. Влияние геомагнитной бури 22−23 июня 2015 г. на $f$oF2 и $h_m$F2 по данным ионосферной станции «Юлиусрух» 114–115

Рящиков Д.С., Завершинский Д.И., Молевич Н.Е. Влияние теплового дисбаланса на свойства акустических волн в гравитационно стратифицированной атмосфере 116–118

Сагдеева А.К., Иванова А.Л., Монхоев Р.Д. Исследование спектра плотностей ШАЛ по данным установки Tunka-Grande 119–120

Стрекалова П.В., Риехокайнен А., Смирнова В.В., Соловьев А.А., Тлатов А.Г., Живанович И. Вариации площадей и ширин солнечных корональных дыр в 2017–2020 гг. 121–123

Сулейманова Р.А. Сравнение данных о магнитных потоках активных областей на Солнце, полученных по наблюдениям SDO/HMI и SOHO/MDI 124–125

Терновой М.Ю., Монхоев Р.Д., Иванова А.Л. от коллаборации TAIGA. Компьютерное моделирование сцинтилляционной установки Tunka-Grande 126–128

Фурсяк Ю.А., Плотников А.А., Абраменко В.И. Роль электрических токов в процессах стабилизации солнечных пятен на конечных стадиях их эволюции 129–131

Шамсутдинова Ю.Н., Жданов Д.А., Кашапова Л.К. О связи между микроволновым и метровым излучением во время солнечной вспышки 3 июня 2021 г. 132–134

Шлык А.М., Козлов В.А., Абунин А.А., Абунина М.А., Шлык Н.С. Солнечный радиотелескоп РТ-ИЗМИРАН-01 135–137

Шлык Н.С., Белов А.В., Абунина М.А., Абунин А.А. Оценка транзитной скорости и времени распространения корональных выбросов массы по солнечным данным 138–140

**Секция В. Физика атмосферы Земли, включая околоземное пространство**


Агальцов А.А., Лощенко К.А. Современные особенности ветрового режима на территории Иркутской области 141–142

Алимпиева М.А., Морозова С.В., Короткова Н.В. Сравнительный анализ облачности в различных широтных зонах Северного полушария по спутниковым данным 143–145

Беккер С.З. Моделирование отклика нижней ионосферы на рентгеновские вспышки 6 сентября 2017 г. 146–148

Бобровников С.М., Жарков В.И., Надеев А.И., Трифонов Д.А. Возможность использования лидарной технологии для наблюдения аэрозольного наполнения в мезосфере 149–151

Вазаева Н.В., Чхетиани О.Г., Крамар В.Ф., Зайцева Д.В. Субмезомасштабные когерентные вихревые структуры в атмосферном пограничном слое в контексте анализа экстремальных явлений над территорией России 152–154

Власов А.А., Леонович А.С., Козлов Д.А. Определение поперечной структуры монохроматических альфвеновских волн по фазовому сдвигу между компонентами их электромагнитного поля 155–157

Варзарь Л.С., Падохин А.М. Программно определяемый онч-приемник для мониторинга внезапных ионосферных возмущений 158–160

Вяткин А.Н., Зоркальцева О.С. Исследование эффектов Эль-Ниньо в верхних слоях атмосферы 161–162

Гомбодорж Н., Батхун Б. GPS–TEC наблюдения перед хубсугульским землетрясением mw6.7 11 января 2021 г. в Монголии 163–167

Данильчук Е.И., Ясюкевич Ю.В., Ясюкевич А.С. Влияние геомагнитной бури 17 марта 2015 г. на точность одночастотного GPS-позиционирования 168–170

Данильчук Е.И., Демьянов В.В. Экспериментальная оценка вклада шумов приемника в точность определения частоты девиации в спектре мерцаний фазы несущей трансионосферного сигнала навигационных спутников 171–173

Диденко К.А., Ермакова Т.С. Анализ изменения волновой активности во время внезапных стратосферных потеплений 174–176

Дорожко Н.В., Сидоркина Е.И. Оценка степени воздействия гелиогеофизических факторов на климат 177–179

Егоров И.М., Калишин А.С., Благовещенская Н.Ф., Борисова Т.Д. Исследование искусственных ионосферных возмущений, вызванных воздействием мощных КВ-радиоволн нагревного стенда EISCAT, по данным дистанционных методов диагностики 180–184

Емельянов В.В., Когогин Д.А., Максимов Д.С., Насыров И.А., Белецкий А.Б., Шиндин А.В., Грач С.М., Загретдинов Р.В. Исследование возмущенной мощным радиоизлучением области ионосферы на основе совместного анализа снимков ночного неба и двумерных карт вариаций полного электронного содержания 185–187

Золотухина Е.В., Латышева И.В. Исследование гроз на территории Иркутской области 188–190

Зоркальцева О.С., Антохина О.Ю., Антохин П.Н. Долговременная изменчивость внезапных стратосферных потеплений и их взаимосвязь с процессами в тропосфере 191–193

Ивонин В.А., Лебедев В.П. Моделирование радиолокационного сигнала в УКВ-диапазоне с учетом эффектов распространения в тропосфере и ионосфере 194–196

Казаков Д.В., Больбасова Л.А., Лукин В.П. Программный комплекс расчета атмосферных параметров для проектирования адаптивной оптической системы 197–198

Камалетдинов С.Р., Васько И.Ю., Артемьев А.В. Рассеяние электронов электростатическими волнами на головной ударной волне земной магнитосферы 199–201

Капустин В.Э., Лунюшкин С.Б., Мишин В.В., Пенских Ю.В. Сравнение ионосферных распределений продольных токов и полярных сияний по данным техники инверсии магнитограмм и IMAGE FUV для суббури 27 августа 2001 г. 202–205

Кобелев П.Г., Трефилова Л.А., Янке В.Г. Применение вторичных компонент космических лучей для мониторинга окружающей среды 206–208

Козакова Е.Н., Беккер С.З. Оценка вклада различных фотохимических процессов в профиль концентрации электронов в нижней ионосфере 209–211

Козакова Е.Н., Ряховский И.А. Оценка высоты ночной нижней ионосферы по данным ОНЧ-наблюдений в ГФО «Михнево» 212–214

Костарев Д.В., Магер П.Н., Климушкин Д.Ю. Изменение функции распределения потоков холодных частиц под действием параллельного электрического поля альфвеновской волны 215–217

Кравцова Н.С., Тужилкин Д.А., Садовников С.А., Романовский О.А., Яковлев С.В. Мобильный ИК-лидар дифференциального поглощения для дистанционного мониторинга концентрации метана в атмосфере 218–220

Курдяева Ю.А., Карпов И.В., Кшевецкий С.П. Влияние фонового ветра на волновые возмущения в верхней атмосфере 221–223

Легостаева Ю.К., Грач С.М., Шиндин А.В., Грехнева К.К., Павлова В., Хашев В.Р., Когогин Д.А., Насыров И.А., Белецкий А.Б. Предварительные результаты исследований искусственного оптического свечения ионосферы в линии 630 нм на стенде сура в 2021 г. при регистрации в трех приемных пунктах 224–225

Макеев А.П., Долгий С.И., Невзоров А.В. Состояние стратосферного аэрозольного слоя в 2021 г. по данным лидарных наблюдений в Томске 226–227

Максимов Д.С., Когогин Д.А., Насыров И.А., Загретдинов Р.В. Исследование солнечных вспышек X-класса 24-го цикла солнечной активности по данным сети ГНСС-станций Европейской части РФ 228–230

Михайлова О.С., Смотрова Е.Е., Магер П.Н. Генерация УНЧ-волны электронами: исследование по наблюдениям зонда Van Allen Probe A 231–233

Мишин В.В., Марчук Р.А., Клибанова Ю.Ю., Михалев А.В., Пенских Ю.В. Отклик магнитосферы на вариации межпланетного магнитного поля во время магнитосферной бури 234–236

Мордосова О.В., Колтовской И.И. Исследование внутренних гравитационных волн инфракрасной камерой всего неба 237–239

Морозова Д.Н., Майоров А.Г. Взаимосвязь высыпаний частиц из радиационного пояса Земли и космических гамма-всплесков 240–242

Москалев Н.С., Лощенко К.А. Агроклиматический потенциал степной зоны Прибайкалья 243–245

Мустаева П.А., Латышева И.В. Климатические особенности температурного режима иркутской области 246–247

Намуун Б., Ли Л.Ю., Цэгмэд Б. Статическое изучение геомагнитных бурь за период 23-го и 24-го солнечных циклов 248

Николенко А.С., Гущин М.Е., Коробков С.В., Зудин И.Ю., Стриковский А.В. Лабораторное моделирование активных ионосферных экспериментов на крупномасштабном плазменном стенде «КРОТ» 249–251

Обытоцкий Г.В., Тащилин М.А. Исследование аэрозольной оптической толщи в Байкальском регионе с помощью спутниковых данных SENTINEL 252–254

Парников С.Г., Иевенко И.Б. Динамика диффузного сияния и SAR-дуги во время магнитосферной суббури. Анализ события 255–257

Подлесный С.В., Девятова Е.В., Саункин А.В., Васильев Р.В. Метод определения облачного покрова по данным цветной широкоугольной камеры ФИЛИН-1 258–260

Попыкина А.П., Сарафанов Ф.Г., Дементьева С.О., Ильин Н.В. Определение особенностей развития сухих гроз на примере молниевой активности в Сибири 261–263

Рубцов А.В., Нозе М. Влияние плазмосферы на пространственное распределение УНЧ-волн в магнитосфере Земли 264–266

Рубцов А.В., Михайлова О.С., Магер П.Н., Климушкин Д.Ю., Жень Ц., Цзун Ц.Г. Генерация дневных Pc4-5 пульсаций градиентной неустойчивостью по многоточечным спутниковым наблюдениям 267–269

Рябов А.О., Фролов В.Л. Корреляция между потенциалом искусственного спутника Земли и электронной температурой в ионосфере 270–272

Рябова С.А. Периоды планетарных волн во временных вариациях $f_0$F2 по данным ионозонда Варшава во время зим 2014–2019 гг. 273–275

Сарафанов Ф.Г., Попыкина А.П., Ильин Н.В. Анализ сухих гроз по данным WWLLN 276–277

Саункин А.В., Васильев Р.В., Зоркальцева О.С. Климатология эмиссионного слоя 557.7 нм над югом Восточной Сибири 278–279

Серебренникова С.А. Модель для мониторинга авроральной активности по данным ГНСС, построенная на основе машинного обучения Random Forest 280–281

Сидоркина Е.И., Дорожко Н.В. Численное моделирование распространения ультракоротких лазерных импульсов в газовых составляющих атмосферы 282–284

Сидоров Н.Э., Титов С.В. Модуль автоматизации наблюдений на стратосферном лидаре 285–288

Смотрова Е.Е., Михайлова О.С., Магер П.Н., Белецкий А.Б., Васильев Р.В., Сыренова Т.Е. Применение данных камеры всего неба для исследования явлений, протекающих в магнитосфере 289–291

Смотрова Е.Е., Магер П.Н., Климушкин Д.Ю., Михайлова О.С. Метод диагностики проводимости ионосферы с помощью наблюдений магнитосферных УНЧ-волн 292–294

Соин Е.Л., Лукин В.П. Сравнительные измерения параметров оптической турбулентности атмосферы на горизонтальной трассе 295–297

Тимофеев Д.Н., Коношонкин А.В., Кустова Н.В., Шишко В.А. Характеристики обратного рассеяния света на гексагональных атмосферных кристаллах искаженной формы в приближении физической оптики 298–300

Тимукин Н.С., Павлова В.А., Грехнева К.К., Шиндин А.В., Моисеев С.П., Востоков А.В. Быстрый вертикальный ионозонд НИРФИ: дорога от макета к прототипу 301–302

Тимченко А.В., Павлов И.А., Падохин А.М., Бессараб Ф.С. Сравнение двух подходов к адаптивному моделированию ионосферы по данным радиопросвечивания сигналами низкоорбитальных спутниковых радиомаяков 303–306

Титов С.В., Николашкин С.В. Лидарные исследования атмосферных волновых возмущений в Якутии 307–308

Ткачев И.Д., Васильев Р.В., Белецкий А.Б., Подлесный С.В., Артамонов М.Ф. Первые результаты наблюдений атмосферы Земли с помощью фотометров национального гелиогеофизического комплекса ИСЗФ СО РАН 309–311

Тоноян Д.С., Шевелев М.М.,. Артемьев А.В. Эффект уширения резонанса в задаче о рассеянии релятивистских электронов ионно-циклотронными волнами 312–315

Трефилова Л.А., Кобелев П.Г., Янке В.Г. Определение количества влаги в почве и на поверхности почвы с помощью нейтронного монитора в зимний период 316–318

Трофимов Е.А., Медведев А.В. Экспериментальное исследование полного вектора скорости ПИВ 319–321

Французов В.А., Артемьев А.В., Шустов П.И., Петрукович А.А. К вопросу о динамике радиационных поясов Земли 322–326

Хашев В.Р., Грач С.М., Шиндин А.В., Носса Е., Сулцер М.П. Пространственно-временная динамика искусственной ионосферной турбулентности по данным эксперименты на нагревном стенде Аресибо в 2018 г. 327–329

Цедрик М.В. Амплитудные карты поляризационных компонент сигналов ЛЧМ-зондирования ионосферы 330–332

Челпанов М.А., Климушкин Д.Ю., Магер П.Н. Наблюдение резонанса УНЧ-волны и электронов с помощью спутников MMS 333–334

Шиховцев А.Ю., Киселев А.В., Колобов Д.Ю., Русских И.В. Измерения вертикальных профилей атмосферной турбулентности с помощью датчика Шэка — Гартмана 335–336

Шишко В.А., Тимофеев Д.Н., Кустова Н.В., Коношонкин А.В., Боровой А.Г. характеристики обратного рассеяния на атмосферных ледяных кристаллах неправильной формы в оптическом и микроволновом диапазонах излучения 337–339

Яковлева О.Е., Кушнаренко Г.П., Кузнецова Г.М. Эффекты геомагнитных возмущений в дневной электронной плотности на высотах слоя F1 (ст. Норильск) 340–342

Яковлева И.П., Тащилин М.А. Спектральные характеристики аэрозольной оптической толщи в условиях дымов лесных пожаров в Байкальском регионе 343–344

Ясюкевич А.С., Ясюкевич Ю.В., Затолокин Д.А. Оценка эффективности моделей ионосферы в целях коррекции одночастотных координатных измерений ГНСС 345–347

**Секция С. Диагностика естественных неоднородных сред и математическое моделирование**


Грехнева К.К., Павлова В.А., Шиндин А.В., Моисеев С.П., Востоков А.В. Макет быстрого ионозонда вертикального зондирования НИРФИ на базе двух отладочных плат SDRLab 122-16 348–350

Давыдов Ю.В., Баранов А.Д., Латыпов Р.Р., Мухаметзянов Ф.Ф., Попов М.А., Бабаев Р.Ф. Создание лабораторного макета по радиоэлектронике с возможностью удаленного доступа 351–352

Ермаков В.Ю., Лебедев В.П. Сравнение результатов моделирования с результатами измерения диаграммы направленности КВ-антенны типа дельта методом облета с привлечением беспилотного летательного аппарата DJI MATRICE 100 353–355

Исаева А.Г., Латыпов Р.Р., Баранов А.Д., Гатина Р.Ш., Давыдов Ю.В. Многоканальный приемник системы определения углов прихода радиоволны 356–357

Кан Н.В., Ткачев И.В., Тимофеев Д.Н., Шишко В.А., Коношонкин А.В. Исследование ледяных атмосферных частиц в рамках приближений геометрической и физической оптики 358–360

Кислицын А.А., Рябова Н.В., Конкин Н.А. Метод интеллектуального анализа данных для прогнозирования значений полосы когерентности изменяющегося трансионосферного радиоканала 361–363

Клименко М.В., Клименко В.В., Бессараб Ф.С., Ратовский К.Г., Суходолов Т.В., Розанов Е.В. Применение ансамблевого подхода для исследований ионосферы на основе результатов численного моделирования 364–365

Коношонкин А.В., Шишко В.А., Тимофеев Д.Н., Кустова Н.В., Сальников К.С. Метод физической оптики для решения задачи рассеяния света на несферических частицах атмосферного аэрозоля 366–368

Крестьянских М.Г., Перевалова И.А., Куликов А.А., Белякова А.С., Семенюк А.А., Черноусов И.В. Зарядовая калибровка отдельных оптических модулей Байкальского нейтринного телескопа 369–370

Лаврухин А.С., Невский Д.В., Алексеев И.И. Автоматическое определение пересечений головной ударной волны, магнитопаузы и токового слоя хвоста магнитосферы Меркурия по данным магнитометра КА Messenger 371–372

Лукьянцев Д.С. Математичекое моделирование рефракционных эффектов при распространении радиоволн в возмущенной околосолнечной плазме 373–375

Михалёва Е.В., Крюковский А.С., Растягаев Д.В. Применение амплитудных данных для восстановления эффективной частоты соударений электронов в ионосферной плазме с учетом магнитного поля Земли 376–378

Нгуен Х.Х.З., Полетаев А.С. Разработка метода поиска и обнаружения эффектов солнечных вспышек в вариациях амплитуды СДВ-сигналов 379–381

Носиков И.А., Толченников А.А., Доброхотов С.Ю., Белюченко К.В., Боков В.Н., Клименко М.В., Бессараб П.Ф. Поиск многоскачковых лучей в граничной задаче о расчете высокочастотных полей 382–383

Павлова В.А., Грехнева К.К., Шиндин А.В., Моисеев С.П., Востоков А.В. Результаты испытаний макета быстрого ионозонда вертикального зондирования НИРФИ 384–386

Пенских Ю.В., Капустин В.Э. Алгоритм поиска границ аврорального овала по выходным данным модели OVATION Prime 387–389

Петращук А.В., Климушкин Д.Ю., Магер П.Н. Вариация пространственной структуры альфвеновских волн в горячей плазме 390–392

Семенюк А.А., Перевалова И.А., Черноусов И.В., Белякова А.С., Крестьянских М.Г., Куликов А.А. Анализ темпа счета нетриггерных сигналов на установке BAIKAL-GVD 393–395

Сецко П.В., Мингалев О.В., Артемьев А.В., Мельник М.Н. Моделирование параметров тонких токовых слоев в ближнем хвосте магнитосфер Земли и Юпитера 396–398

Сецко П.В., Дэспирак И.В., Сахаров Я.А., Билин В.А., Селиванов В.Н. Геоиндуцированные токи во время суперсуббурь в сентябре 2017 г. 399-402

Смирнова Е.С. Диагностические соотношения для акустической и энтропийной мод возмущения атмосферного газа 403–405

Софьин А.В. Зоны влияния ПИВ различных масштабов на ионограммы наклонного зондирования ионосферы 406–408

Ткачев И.В., Шишко В.А., Тимофеев Д.Н., Кустова Н.В., Коношонкин А.В. Восстановление микрофизических параметров перистых облаков по данным дистанционного зондирования 409–411

Чупин М.М., Латыпов Р.Р.Создание системы управления криокамерой большого объема 412–414

Шиховцев А.Ю., Ковадло П.Г., Копылов Е.А., Ибрагимов М.А., Эхгамбердиев С.А., Тиллаев Ю.А. спектры атмосферной турбулентности для расчета параметра $C_2^n$ в районе обсерваторий Майданак и Суффа в Узбекистане 415–417

Шиховцев А.Ю., Ковадло П.Г., Копылов Е.А., Ибрагимов М.А., Суан Х.Л. Астроклиматические условия в астрономических обсерваториях Хоа Лак и Нячанг 418–420

Содержание 421–432

## CONTENTS

### Lectures

Kryukovsky A.S. Simulation of propagation of short radio waves by methods of bicharacteristics and the wave theory of catastrophes 3–8

Lukin D.S., Rastyagaev D.V. Studying the influence of the Earth's ionosphere on VHF radio wave propagation 9–14

Grach S.M. Interaction between powerful HF radio waves and plasma of the ionospherIC F region (physical foundations) 15

Mareev E.A. Atmosphere—ionosphere coupling and climate 16–17

### Section A. Astrophysics and Solar Physics

Abunin A.A., Abunina M.A., Belov A.V., Shlyk N.S., Pryamushkina I.I., Kryakunova O.N., Nikolayevskiy N.F. Investigation of diurnal variations in relativistic electron flux using GOES-13 and GOES-14 spacecraft data 18–20

Abunina M.A., Belov A.V., Shlyk N.S., Abunin A.A. Forbush effects created by coronal mass ejections with magnetic clouds 21–23

Abushzade I.Z., Yushkov E.V., Sokoloff D.D. Comparison of small-scale magnetic field generation within two turbulence model 24–26

Allakhverdiev R.R., Yushkov E.V., Sokolov D.D. Role of vector potential in the derivation of dynamo theory basic models 27–29

Belov S.A., Riashchikov D.S., Molevich N.E., Agapova D.V. Propagation of nonlinear torsional Alfvén waves in magnetic flux tubes 30–32

Derteev S.B., Gavaev B.S., Shividov N.K. Radiation damping of magnetoacoustic waves in solar coronal plasma 33–35

Erofeeva V.A., Ivanova A.L., Monkhoev R.D. Analyzing count rates of scintillation stations of the Tunka-Grande array 36–38

Ershova O.A., Minkina E.M., Balanutsa P.V. Four-year observations of 130 localization areas of gamma-ray bursts by Master Robotic Net 39–42

Zavershinskii D.I., Belov S.A., Bogachev S.A., Ledentsov L.S. Energy distributions of nanoflares in the solar corona and methods of their detection 43–45

Zverev A.S., Starodubtsev S.A., Grigoryev V.G., Gololobov P.Yu. Interplanetary shock waves and MHD-turbulence of the solar wind in March 2013 46–48

Zverev A.S., Starodubcev S.A., Grigorev V.G., Gololobov P.Yu. Monitoring of geomagnetic disturbances using data from ground-based observations of cosmic rays made at the beginning of the 25th solar cycle 49–51

Ivanova A.D., Zhurov D.P. Analysis of experimental data from the TAIGA-IACT installation 52–54

Isaeva E.S., Yazev S.A. Solar cycle 25. The first two years 55–57

Isaeva E.S., Tomozov V.M., Yazev S.A. On relationship between coronal holes and complexes of activity on the Sun 58–60

Karakotov R.R., Kuznetsov A.A., Anfinogentov S.A. Study of sloshing oscillations in solar flares from observations in ultraviolet range 61–63

Kovalev I.I., Olemskoy S.V., Sdobnov V.E. Extension of the spectrographic global survey method 64–67

Kropotina J.A., Bykov A.M. Simulation of impact of solar wind rotational discontinuities on the acceleration of ions by the Earth's bow shock 68–70

Kutsenko A.S., Abramenko V.I., Litvishko D.V. Rotation of active regions on the solar photosphere 71–73

Kutsenko O.K., Abramenko V.I., Kutsenko A.S. Magnetic power spectra of emerging active regions 74–76

Ledentsov L.S. Thermal trigger for solar flares 77–78

Lukin A.S., Artemyev A.V., Petrukovich A.A. Contribution of kinetic Alfvén waves to ion transport through the Earth's nightside magnetopause 79–81

Lukyantsev D.S. Gravitational lensing of electromagnetic waves in chaotic space plasma 82–84

Malakhov S.D., Monkhoev R.D. Determining barometric coefficient of the Tunka-Grande array 85–86

Matarkin S.V., Timofeev L.V. Cherenkov detectors CHeD of the Yakutsk array 87–89

Maurchev E.A., Germanenko A.V., Balabin Yu.V., Mikhalko E.A., Gvozdevsky B.B. Numerical and experimental methods for investigating cosmic rays in the Earth's atmosphere 90–92

Motyk I.D., Setov A.G., Shamsutdinova Yu.N., Zhdanov D.A., Kashapova L.K. Studying relationship between microwave and meter emissions of the burst at the decay phase of the circular ribbon flare on May 22, 2021, according to data from the Siberian Radioheliograph and Irkutsk Incoherent Scatter Radar 93–94

Mokhnachevskaya V.P., Knurenko S.P. Longitudinal development of extensive air shower 39442 of November 29, 2013 95–97

Plachinda S., Demidov M., Butkovskaya V., Logvinov V. A new approach to multiwavelength observations of the Sun-as-a-star magnetic field 98–100

Plotnikov A.A., Kutsenko A.S., Abramenko V.I. Decay of unipolar solar active regions 101

Polukhina S.A., Kashapova L.K. Localization of the flare source of SOL2022-02-03T4:21 event from microwave observations of Siberian Radioheliograph 102–103

Rozhkova D.V. Search and analysis of flares on the far side of the Sun, which were possible sources of events in solar energetic particle 104–105

Ryspaeva E.B., Kholtygin A.F. Study of unexplored flaring X-ray sources 106–110

Ryabikova A.Yu., Loshchenko K.A. Current climate risks in the Irkutsk Region 111–113

Riabova S.A. Influence of the June 22−23, 2015 geomagnetic storm on *f*oF2 and $h_m$F2 according to data from the Juliusruh Ionospheric Observatory 114–115

Riashchikov D.S., Zavershinskii D.I., Molevich N.E. Effect of thermal misbalance on properties of acoustic waves in a gravitationally stratified atmosphere 116–118

Sagdeeva A.K., Ivanova A.L., Monkhoev R.D. Investigating the EAS density spectrum according to data from the Tunka-Grande installation 119–120

Strekalova P.V., Riehokainen A., Smirnova V.V., Solov'ev A.A., Tlatov A.G., Zhivanovich I. Variations in areas and widths of solar coronal holes in 2017–2020 121–123

Suleimanova R.A. Comparison of data on magnetic fluxes of active regions obtained by SDO/HMI and SOHO/MDI 124–125

Ternovoy M.Yu., Monkhoev R.D., Ivanova A.L. from the TAIGA collaboration. Simulation of the Tunka-Grande scintillation array 126–128

Fursyak Yu.A., Plotnikov A.A., Abramenko V.I. Role of electric currents in stabilization processes of sunspots at final stages of their evolution 129–131

Shamsutdinova Yu.N., Zhdanov D.A., Kashapova L.K. Studying relationship between microwave and meter wavelength emission during the solar flare on June 3, 2021 132–134

Shlyk A.M., Kozlov V.A., Abunin A.A., Abunina M.A., Shlyk N.S. Solar radio telescope RT-IZMIRAN-01 135–137

Shlyk N.S., Belov A.V., Abunina M.A., Abunin A.A. Estimating the transit speed and time of arrival of interplanetary coronal mass ejections, using solar data 138–140

**Section B. Physics of the Earth's Atmosphere Including Near-Earth Space**


Agaltsov A.A., Loshchenko K.A. Modern features of the wind regime in Irkutsk Region 141–142

Alimpieva M.A., Morozova S.V., Korotkova N.V. Comparative analysis of cloudiness in different zones of the Northern hemisphere according to satellite data 143–145

Bekker S.Z. Simulation of response of the lower ionosphere to the September 6, 2017 X-ray flares 146–148

Bobrovnikov S.M., Zharkov V.I., Nadeev A.I., Trifonov D.A. Applying lidar technology for observation of aerosol filling in the mesosphere 149–151

Vazaeva N.V., Chkhetiani O.G., Kramar V.F., Zaytseva D.V. Submesoscale coherent vortex structures in the atmospheric boundary layer in the context of analysis of extreme phenomena over Russia 152–154

Vlasov A.A., Leonovich A.S., Kozlov D.A. Determining transverse structure of monochromatic Alfvén waves by the phase shift between components of their electromagnetic field 155–157

Varzar L.S., Padokhin A.M. Software defined VLF receiver for monitoring sudden ionospheric disturbances 158–160

Vyatkin A.N., Zorkaltseva O.S. Study of El-Nino effects in the upper atmosphere 161–162

Gombodorj N., Batkhuu B. The observation of GPS-TEC before MW6.7 Khuvsgul earthquake on January 11, 2021 in Mongolia 163–167

Danilchuk E.I., Yasyukevich Yu.V., Yasyukevich A.S. March 17, 2015 geomagnetic storm effects on GPS single-frequency positioning precision 168–170

Danilchuk E.I., Demyanov V.V. Experimental estimation of receiver noise contribution to the accuracy of deviation frequency within the spectrum of scintillations of the carrier phase of navigation satellites' transionospheric signal 171–173

Didenko K.A., Ermakova T.S. Analysis of wave activity variations during sudden stratospheric warmings 174–176

Dorozhko N.V., Sidorkina E.I. Assessment of the impact of heliogeophysical factors on climate 177–179

Egorov I.M., Kalishin A.S., Blagoveshchenskaya N.F., Borisova T.D. Investigations of HF-induced ionospheric disturbances at EISCAT by using remote sensing diagnostic methods 180–184

Emelyanov V.V., Kogogin D.A., Maksimov D.S., Nasyrov I.A., Beletsky A.B., Shindin A.V., Grach S.M., Zagretdinov R.V. Studying the ionosphere region disturbed by powerful radiation, based on joint analysis of night-sky images and 2D maps of TEC variations 185–187

Zolotukhina E.V., Latysheva I.V. Examining thunderstorms over the Irkutsk Region 188–190

Zorkaltseva O.S., Antokhina O.Yu., Antokhin P.N. Long-term variability of sudden stratospheric warmings and their relationship with processes in the troposphere 191–193

Ivonin V.A., Lebedev V.P. Simulation of radar signals in the vhf range, taking account of their propagation effects in the troposphere and ionosphere 194–196

Kazakov D.V., Bolbasova L.A., Lukin V.P. Software package for calculating atmospheric parameters for designing an adaptive optical system 197–198

Kamaletdinov S.R., Vasko I.Y., Artemyev A.V. Electron scattering by electrostatic waves in the Earth's bow shock 199–201

Kapustin V.E., Lunyushkin S.B., Mishin V.V., Penskikh Yu.V. Comparison of field-aligned currents and aurora distribution in the ionosphere from magnetogram inversion technique and image FUV data for the 27 August 2001 substorm 202–205

Kobelev P.G., Trefilova L.A., Yanke V.G. Using secondary components of cosmic rays for environmental monitoring 206–208

Kozakova E.N., Bekker S.Z. Estimating the contribution of various photochemical processes to the electron concentration profile in the lower ionosphere 209–211

Kozakova E.N., Ryakhovskiy I.A. Estimation of the night lower ionosphere's height according to VLF observations in the geophysical observatory "Mikhnevo" 212–214

Kostarev D.V., Mager P.N., Klimushkin D.Yu. Variation of the distribution function of cold particle flows under the action of Alfvén wave parallel electric field 215–217

Kravtsova N.S., Tuzhilkin D.A., Sadovnikov S.A., Romanovskii O.A., Yakovlev S.V. Mobile IR differential absorption lidar for remote monitoring of atmospheric methane concentration 218–220

Kurdyaeva Yu.A., Karpov I.V., Kshevetskii S.P. Influence of the background wind on wave disturbances in the upper atmosphere 221–223

Legostaeva Yu.K., Grach S.M., Shindin A.V., Grekhneva K.K., Pavlova V.A., Khashev V.R., Kogogin D.A., Nasyrov I.A., Beletsky A.B. Preliminary results of studies of ionospheric artificial optical airglow in the 630 nm line at the SURA facility during registration at three receiving points in 2021 224–225

Makeev A.P., Dolgii S.I., Nevzorov A.V. State of the stratospheric aerosol layer in 2021, according to lidar observations in Tomsk 226–227

Maksimov D.S., Kogogin D.A., Nasyrov I.A., Zagretdinov R.V. Studying X-class solar flares of solar cycle 24 with the use of data from the network of GNSS stations in European Russia 228–230

Mikhailova O.S., Smotrova E.E., Mager P.N. Generation of an ULF-wave by electrons: Van Allen Probe a case study 231–233

Mishin V.V., Marchuk R.A., Klibanova Yu.Yu., Mikhalev A.V., Penskikh Yu.V. Magnetospheric response to interplanetary magnetic field variations during magnetospheric storm 234–236

Mordosova O.V., Koltovskoi I.I. Studying internal gravity waves with infrared all-sky camera 237–239

Morozova D.N., Mayorov A.G. Relationship between particle precipitation from the Earth's radiation belt and cosmic gamma-ray bursts 240–242

Moskalev N.S., Loshchenko K.A. Agroclimatic potential of the steppe zone of the Baikal region 243–245

Mustaeva P.A., Latysheva I.V. Climatic features of temperature regime of the Irkutsk Region 246–247

Namuun B., Li L.Y., Tsegmed B. Statistical study of geomagnetic storms over a period of solar cycles 23, 24 248

Nikolenko A.S., Gushchin M.E., Korobkov S.V., Zudin I.Yu., Strikovskiy A.V. Laboratory modeling of active ionospheric experiments on the KROT large-scale plasma device 249–251

Obytotsky G.V., Taschilin M.A. Investigation of aerosol optical depth in the Baikal region, using sentinel satellite data 252–254

Parnikov S.G., Ievenko I.B. Dynamics of diffuse aurora and SAR arc during a magnetospheric substorm. event analysis 255–257

Podlesnyi S., Devyatova E., Saunkin A., Vasilyev R. Method for determining cloud cover from data of color wide-angle camera FILIN-1 258–260

Popykina A.P., Sarafanov F.G., Dementyeva S.O., Ilyin N.V. Dry thunderstorms' features related to forest fires: case study for Siberia 261–263

Rubtsov A.V., Nosé M. Influence of the plasmasphere on spatial distribution of ULF waves in the Earth's magnetosphere 264–266

Rubtsov A.V., Mikhailova O.S., Mager P.N., Klimushkin D.Yu., Ren J., Zong Q.-G. Dayside Pc4-5 pulsation generation by gradient instability from multipoint spacecraft observations 267–269

Ryabov A.O., Frolov V.L. Correlation between the potential of an artificial Earth satellite and the electron temperature in the ionosphere 270–272

Ryabova S.A. Planetary wave periods in $f_o$F2 time variations based on data obtained by Warsaw ionosonde in winters of 2014–2019 273–275

Sarafanov F.G., Popykina A.P., Ilyin N.V. Analysis of dry thunderstorms according to WWLLN data 276–277

Saunkin A.V., Vasilyev R.V., Zorkaltseva O.S. Climatology of emissions layer 557.7 nm over South-East Siberia 278–279

Serebrennikova S.A. A model for monitoring auroral activity using GNSS data, built on the basis of random forest machine learning algorithm 280–281

Sidorkina K.I., Dorozhko N.V. Numerical simulation of propagation of ultrashort laser pulses in gas components of the atmosphere 282–284

Sidorov N.E., Titov S.V. Automation module for stratospheric lidar observations 285–288

Smotrova E.E, Mikhailova O.S., Mager P.N., Beletsky A.B., Vasilyev R.V., Syrenova T.E. Application of the all-sky camera data for the study of phenomena occurring in the magnetosphere 289–291

Smotrova E.E., Mager P.N., Klimushkin D.Yu., Mikhailova O.S. Method of diagnosing ionospheric conductivity using observations of magnetospheric ULF waves 292–294

Soin E.L., Lukin V.P. Comparative measurements of atmospheric optical turbulence parameters at horizontal track 295–297

Timofeev D.N., Konoshonkin A.V., Kustova N.V., Shishko V.A. Light backscattering properties for hexagonal atmospheric crystals with a distorted shape within the physical optics approximation 298–300

Timukin N.S., Pavlova V.A., Grekhneva K.K., Shindin A.V., Moiseev S.P., Vostokov A.V. RFI's vertical ionosonde: road from model to prototype 301–302

Timchenko A.V., Pavlov I.A., Padokhin A.M., Bessarab F.S. Comparison of two approaches to ionospheric adaptive modeling based on the radio sounding with low orbital beacons 303–306

Titov S.V., Nikolashkin S.V. Lidar investigations of atmospheric wave perturbations in Yakutia 307–308

Tkachev I.D., Vasilyev R.V., Beletsky A.B., Podlesny S.V., Artamonov M.F. First observation results of the Earth's atmosphere using photometers of the National Heliogeophysical Complex of the ISTP SB RAS 309–311

Tonoyan D.S., Shevelev M.M., Artemyev A.V. Resonance broadening effect for relativistic electron interaction with electromagnetic ion cyclotron waves 312–315

Trefilova L.A., Kobelev P.G., Yanke V.G. Monitoring of thickness of snow cover based on the neutron component data of cosmic rays 316–318

Trofimov E.A., Medvedev A.V. Experimental study of the TID total velocity vector 319–321

Frantsuzov V.A., Artemyev A.V., Shustov P.I., Petrukovich A.A. On the Earth's radiation belt dynamics 322–326

Hashev V.R., Grach S.M., Shindin A.V., Nossa E., Sulzer M.P. Spatio-temporal evolution of artifical ionospheric turbulence according to the Arecibo heating experiment in 2018 327–329

Cedrik M.V. Ionosphere chirp-sounding signals polarization components amplitude maps 330–332

Chelpanov M.A., Klimushkin D.Yu., Mager P.N. ULF wave–electrons drift resonance observed with the MMS spacecraft 333–334

Shikhovtsev A.Yu., Kiselev A.V., Kolobov D.Yu., Russkikh I.V. Measurements of vertical profiles of atmospheric turbulence using Shack–Hartmann sensor 335–336

Shishko V.A., Timofeev D.N., Kustova N.V., Konoshonkin A.V., Borovoi A.G. Backscattering properties of atmospheric ice crystals of irregular shape in the optical and microwave ranges 337–339

Yakovleva O.E., Kushnarenko G.P., Kuznetsova G.M. Effects of geomagnetic disturbances in the daytime electron density at heights of the F1 layer (Norilsk station) 340–342

Yakovleva I.P., Tashchilin M.A. Aerosol optical depth spectral characteristics under exposure to forest fire smoke in the Baikal region 343–344

Yasyukevich A.S., Yasyukevich Yu.V., Zotolokin D.A. Assessing the performance of models for ionospheric correction for single-frequency GNSS positioning 345–347

**Section C. Diagnostics of Natural Inhomogeneous Media and Mathematical Modeling**

Grekhneva K.K., Pavlova V.A., Shindin A.V., Moiseev S.P., Vostokov A.V. RRI fast vertical sounding ionosonde based on two development boards SDRLab 122-16 348–350

Davydov Yu.V., Baranov A.D., Latypov R.R., Mykhametzyanov F.F., Popov M.A., Babaev R.F. Development of radioelectronics laboratory mock-ups with remote access 351–352

Ermakov V.Yu., Lebedev V.P. Comparison of simulation results with experiment measurement diagram directivity of the HF antenna of the delta type by the flyby method involving unmanned aerial vehicle DJI Matrice 10 353–355

Isaeva A.G., Latypov R.R., Baranov A.D., Gatina Yu.V., Davydov R.Sh. Multichannel receiver of the system for determining angles of arrival of a radio wave 356–357

Kan N.V., Tkachev I.V., Timofeev D.N., Shishko V.A., Konoshonkin A.V. Investigation of atmospheric ice particles within the framework of geometric and physical optics approximations 358–360

Kislitsin A.A., Ryabova N.V., Konkin N.A. Method of intelligent data analysis for predicting the coherence bandwidth of a variable transionospheric radio channel 361–363

Klimenko M.V., Klimenko V.V., Bessarab F.S., Ratovsky K.G., Sukhodolov T.V., Rozanov E.V. Application of the ensemble approach for ionospheric investigations based on simulation results 364–365

Konoshonkin A.V., Shishko V.A., Timofeev D.N., Kustova N.V., Salnikov K.C. The physical optics method for solving the light scattering problem by atmospheric aerosol nonspherical particles 366–368

Krestyanskikh M.G., Perevalova I.A., Kulikov A.A., Belyakova A.S., Semenuk A.A., Chernousov I.V. Charge calibration of particular optical modules of the Baikal Neutrino Telescope 369–370

Lavrukhin A.S., Nevskiy D.V., Alexeev I.I. Automatic detection of crossings of bow shock, magnetopause and tail current sheet of Mercury's magnetosphere from MESSENGER magnetometer data 371–372

Lukyantsev D.S. Mathematical modeling of refraction effects in propagation of radio waves in perturbed near-Sun plasma 373–375

Mikhaleva E.V., Kryukovsky A.S., Rastyagaev D.V. Application of amplitude data to reconstruction of the effective electron collision frequency in ionospheric plasma taking into account the Earth's magnetic field 376–378

Nguyen K.H.D., Poletaev A.S. Developing of a method for searching and detecting the solar flare effects in amplitude variations of VLF signals 379–381

Nosikov I.A., Tolchennikov A.A., Dobrokhotov S.Yu., Belyuchenko K.V., Bokov V.N., Klimenko M.V., Bessarab P.F. Search for multi-hop rays in the boundary-value problem of calculating high-frequency fields 382–383

Pavlova V.A., Grekhneva K.K., Shindin A.V., Moiseev S.P., Vostokov A.V. Results of testing RFI's fast vertical sounding ionosonde 384–386

Penskikh Yu.V., Kapustin V.E. Algorithm for finding the auroral oval boundaries from output data of OVATION Prime model 387–389

Petrashchuk A.V., Klimushkin D.Yu., Mager P.N. Variation of the spatial structure of Alfvén waves in hot plasma 390–392

Semeniuk A.A., Perevalova I.P., Chernousov I.V., Belyakova A.S., Krestyanskikh M.G., Kulikov A.A. Analysis of the counting rate of non-trigger signals at the Baikal-GVD neutrino telescope 393–395

Setsko P.V., Mingalev O.V., Artemyev A.V., Melnik M.N. Simulation of the thin current sheets' parameters in the near-Earth's and near-Jupiter's magnetotail 396–398

Setsko P.V., Despirak I.V., Sakharov Ya.A., Bilin V.A., Selivanov V.N. Geoinduced currents during supersubstorms in September 2017 399-402

Smirnova E.S. Diagnostic relations for acoustic and entropy modes of atmospheric gas perturbation 403–405

Sofyin A.V. Spatial domains of various-scale TIDs' influence on ionograms of oblique-incidence ionospheric sounding 406–408

Tkachev I.V., Shishko V.A., Timofeev D.N., Kustova N.V., Konoshonkin A.V. Retrieval of microphysical parameters of cirrus clouds from remote sensing data 409–411

Chupin M.M., Latypov R.R. Creating a control system for a large-volume cryochamber 412–414

Shikhovtsev A.Yu., Kovadlo P.G., Kopylov E.A., Ibrahimov M.A., Ehgamberdiev S.A., Tillayev Yu.A. Atmospheric turbulence spectrum for calculating the $c_2^n$ parameter in the area of the Maidanak and Suffa observatories 415–417

Shikhovtsev A.Yu., Kovadlo P.G., Kopylov E.A., Ibrahimov M.A., Le Xuan H. Astroclimatic conditions at the Hoa Lac and Nha Trang astronomical observatories in Uzbekistan 418–420

Contents 421–432

ТРУДЫ
XVII КОНФЕРЕНЦИИ МОЛОДЫХ УЧЕНЫХ
«ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПОЛЕЙ И ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ»

БШФФ-2022

Формат 60×90 1/8. Гарнитура *Times New Roman*.
БШФФ-2022 — ISSN 0135-3748 — 2022 — 432 с. — 1 USB-флеш-накопитель — 150 экз.

## А


Абраменко В.И. 71, 74, 101, 129
Абунин А.А. 18, 21, 135, 138
Абунина М.А. 18, 21, 135, 138
Абушзаде И.З. 24
Агальцов А.А. 141
Агапова Д.В. 30
Алексеев И.И. 371
Алимпиева М.А. 143
Аллахвердиев Р.Р. 27
Антохин П.Н. 191
Антохина О.Ю. 191
Анфиногентов С.А. 61
Артамонов М.Ф. 309
Артемьев А.В. 79, 199, 322, 396


## Б


Бабаев Р.Ф. 351
Балабин Ю.В. 90
Балануца П.В. 39
Баранов А.Д., 351, 356
Батхун Б. 163
Беккер С.З. 146, 209
Белецкий А.Б. 185, 224, 289, 309
Белов А.В. 18, 21, 138
Белов С.А. 30, 43
Белюченко К.В. 382
Белякова А.С. 369, 393
Бессараб П.Ф. 382
Бессараб Ф.С. 303, 364
Билин В.А. 399
Благовещенская Н.Ф. 180
Бобровников С.М. 149
Богачёв С.А. 43
Боков В.Н. 382
Больбасова Л.А. 197
Борисова Т.Д. 180
Боровой А.Г. 337
Бутковская В. 98
Быков А.М. 68


## В


Вазаева Н.В. 152
Варзарь Л.С. 158
Васильев Р.В. 258,278, 289, 309
Васько И.Ю. 199
Власов А.А. 155
Востоков А.В. 301, 348, 384
Вяткин А.Н. 161


## Г


Гаваев Б.С. 33
Гатина Р.Ш. 356
Гвоздевский Б.Б. 90
Германенко А.В. 90
Гололобов П.Ю. 46, 49, 90
Гомбодорж Н. 163
Грач С.М. 15, 185, 224,
Грехнева К.К. 327 224, 348

Григорьев В.Г. 46, 49
Гущин М.Е. 249

**Д**

Давыдов Ю.В. 351
Данильчук Е.И. 168, 171
Девятова Е.В. 258
Дементьева С.О. 261
Демидов М. 98
Демьянов В.В. 171
Дертеев С.Б. 33
Диденко К.А. 174
Доброхотов С.Ю. 382
Долгий С.И. 226
Дорожко Н.В. 177, 282
Дэспирак И.В. 399

**Е**

Егоров И.М. 180
Емельянов В.В. 185
Ермаков В.Ю. 353
Ермакова Т.С. 174
Ерофеева В.А. 33, 36
Ершова О.А. 39

**Ж**

Жарков В.И. 149
Жданов Д.А. 93, 132
Жень Ц. 267
Живанович И. 121
Журов Д.П. 52

**З**

Завершинский Д.И. 116
Загретдинов Р.В. 185, 228
Зайцева Д.В. 152
Затолокин Д.А. 345
Зверев А.С. 46, 49
Золотухина Е.В. 188
Зоркальцева О.С. 161, 191, 278
Зудин И.Ю. 249

**И**

Ибрагимов М.А. 415, 418
Иванова А.Д. 52
Иванова А.Л. 36, 119, 126
Ивонин В.А. 194
Иевенко И.Б. 255
Ильин Н.В. 261, 276
Исаева А.Г. 356
Исаева Е.С. 55, 58

**К**

Казаков Д.В. 197
Калишин А.С. 180
Камалетдинов С.Р. 199
Кан Н.В. 358
Капустин В.Э. 387
Каракотов Р.Р. 61
Карпов И.В. 221

Кашапова Л.К. 93, 102, 132
Кислицын А.А. 361
Клибанова Ю.Ю. 234
Клименко В.В. 364
Клименко М.В. 364, 382
Климушкин Д.Ю. 215, 267, 292, 333, 390
Кнуренко С.П. 95
Киселев А.В. 335
Кобелев П.Г. 206, 316
Ковадло П.Г., 415, 418
Ковалев И.И. 64
Когогин Д.А. 185, 224, 228
Козакова Е.Н. 209, 212
Козлов В.А. 135, 155
Колобов Д.Ю. 335
Колтовской И.И. 237
Конкин Н.А. 361
Коношонкин А.В. 298, 337, 358, 366, 409
Копылов Е.А. 415, 418
Коробков С.В. 249
Короткова Н.В. 143
Костарев Д.В. 215
Кравцова Н.С. 218
Крамар В.Ф. 152
Крестьянских М.Г. 369, 393
Кропотина Ю.А. 68
Крюковский А.С. 3, 376
Крякунова О.Н. 18
Кузнецов А.А. 61
Кузнецова Г.М. 340
Куликов А.А. 369, 393
Курдяева Ю.А. 221
Кустова Н.В. 298, 337, 366, 409
Куценко А.С. 71, 74, 101
Куценко О.К. 74
Кушнаренко Г.П. 340
Кшевецкий С.П. 221

## Л

Лаврухин А.С. 371
Латыпов Р.Р. 351, 356, 412
Латышева И.В. 188, 246
Лебедев В.П. 194, 353
Легостаева Ю.К. 224
Леденцов Л.С. 43, 77
Леонович А.С. 155
Ли Л.Ю. 248
Литвишко Д.В. 71
Логвинов В. 98
Лощенко К.А. 111, 141
Лукин А.С. 79
Лукин В.П. 197, 295
Лукин Д.С. 9
Лукьянцев Д.С. 82, 373
Лунюшкин С.Б. 202

**М**


Магер П.Н. 215, 231, 267, 289, 292, 333, 390
Майоров А.Г. 240
Макеев А.П. 226
Максимов Д.С. 185, 228
Малахов С.Д., 85
Мареев Е.А. 16
Марчук Р.А. 234
Матаркин С.В. 87
Маурчев Е.А. 90
Медведев А.В. 319
Мельник М.Н. 396
Мингалев О.В. 396
Минкина Е.М. 39
Михайлова О.С., 231, 267, 289
Михалев А.В. 234
Михалёва Е.В. 376
Михалко Е.А. 90
Мишин В.В. 202, 234
Моисеев С.П. 301,348, 384
Молевич Н.Е. 116
Монхоев Р.Д. 36, 85, 119, 126
Мордосова О.В. 237
Морозова Д.Н. 240
Морозова С.В. 143
Москалев Н.С., 243
Мотык И.Д. 93
Мохначевская В.П. 95
Мустаева П.А. 246
Мухаметзянов Ф.Ф. 351


**Н**


Надеев А.И. 149
Намуун Б. 248
Насыров И.А. 185, 224, 228
Нгуен Х.Х.З. 379
Невзоров А.В. 226
Невский Д.В. 371
Николаевский Н.Ф. 18
Николашкин С.В. 307
Николенко А.С. 249
Нозе М. 264
Носиков И.А. 382
Носса Е. 327


**О**


Обытоцкий Г.В. 252
Олемской С.В. 64


**П**


Павлов И.А. 303
Павлова В.А. 301, 348, 384
Падохин А.М. 158, 303
Парников С.Г. 255
Пенских Ю.В. 202, 234, 387
Перевалова И.А. 369, 393
Петращук А.В. 390
Петрукович А.А. 79, 322
Плачинда С. 98

Плотников А.А. 101, 129
Подлесный С.В. 258, 309
Полетаев А.С. 379
Полухина С.А. 102
Попов М.А. 351
Попыкина А.П. 261, 276
Прямушкина И.И. 18

## Р

Растягаев Д.В. 10, 376
Ратовский К.Г. 364
Риехокайнен А., 121
Рожкова Д.В. 104
Розанов Е.В. 364
Романовский О.А. 218
Рубцов А.В. 264, 267
Русских И.В. 335
Рыспаева Е.Б. 106
Рябикова А.Ю. 111
Рябов А.О. 270
Рябова Н.В. 361
Рябова С.А. 114, 273, 361
Ряховский И.А. 212
Рящиков Д.С. 30, 116

## С

Сагдеева А.К. 119
Садовников С.А. 218
Сальников К.С. 366
Сарафанов Ф.Г. 261, 276
Саункин А.В. 258, 278
Сахаров Я.А. 399
Сдобнов В.Е 64
Селиванов В.Н. 399
Семенюк А.А. 269, 393
Серебренникова С.А. 280
Сетов А.Г. 93
Сецко П.В. 396, 399
Сидоркина Е.И. 177, 282
Сидоров Н.Э. 285
Смирнова В.В. 121, 403
Смирнова Е.С. 403
Смотрова Е.Е. 231, 289, 292
Соин Е.Л. 295
Соколов Д.Д. 21, 27
Соловьев А.А. 121
Софьин А.В. 406
Стародубцев С.А. 46, 49
Стрекалова П.В. 121
Стриковский А.В. 249
Суан Х.Л. 418
Сулейманова Р.А. 124
Сулцер М.П. 327
Суходолов Т.В. 364
Сыренова Т.Е. 289

**Т**

Тащилин М.А. 252, 343
Терновой М.Ю. 126
Тиллаев Ю.А. 415
Тимофеев Д.Н. 298, 337, 358, 366, 409
Тимофеев Л.В. 87, 298, 337, 358, 366, 409
Тимукин Н.С. 301
Тимченко А.В. 303
Титов С.В. 285, 307
Ткачев И.В. 358, 409
Ткачев И.Д. 309
Тлатов А.Г. 121
Толченников А.А. 382
Томозов В.М. 58
Тоноян Д.С. 312
Трефилова Л.А. 206, 316
Трифонов Д.А. 149
Трофимов Е.А. 319
Тужилкин Д.А. 218

**У**

Унучков В.Е.

**Ф**

Французов В.А. 322
Фролов В.Л. 270
Фурсяк Ю.А. 129

**Х**

Хашев В.Р. 224, 327
Холтыгин А.Ф. 106

**Ц**

Цедрик М.В. 330
Цзун Ц.Г. 267
Цэгмэд Б. 248

**Ч**

Челпанов М.А. 333
Черноусов И.В. 369, 393
Чупин М.М. 412
Чхетиани О.Г. 152

**Ш**

Шамсутдинова Ю.Н. 132
Шевелев М.М. 312
Шивидов Н.К. 33
Шиндин А.В. 185, 224, 301, 327, 348, 384
Шиховцев А.Ю. 335, 415, 418
Шишко В.А. 298, 337, 358, 366, 409
Шлык А.М. 135
Шлык Н.С. 18, 21, 135, 138
Шустов П.И. 322

**Э**

Эхгамбердиев С.А. 415

**Ю**

Юшков Е.В. 24, 27

## Я


| | |
|---|---|
| Язев С.А. | 55, 58 |
| Яковлев С.В. | 218 |
| Яковлева И.П. | 343 |
| Яковлева О.Е. | 340 |
| Янке В.Г. | 206 |
| Ясюкевич А.С. | 168, 345 |
| Ясюкевич Ю.В. | 168, 345 |