

## ТЕРАГЕРЦОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ СОЛНЦА. ДОСТИЖЕНИЯ И НОВЫЕ ВЫЗОВЫ

А.В. Степанов

<sup>1</sup>Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия<sup>2</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия  
astep44@mail.ru

## TERAHERTZ RADIATION FROM THE SUN. PROGRESS AND NEW CHALLENGES

A.V. Stepanov

<sup>1</sup>Central Astronomical Observatory of the Russian Academy of Sciences at Pulkovo, Saint Petersburg, Russia<sup>2</sup>Ioffe Institute, Saint Petersburg, Russia  
astep44@mail.ru

**Аннотация.** Представлены достижения в исследовании терагерцевого излучения Солнца. Кратко изложены механизмы теплового и нетеплового излучения. Дано объяснение положительного наклона спектра солнечных вспышек в области ТГц частот и особенностей пульсаций суб-ТГц излучения. Новые вызовы в теории терагерцевого излучения Солнца связаны с новыми наблюдениями Солнца на частотах 3, 7 и 30 ТГц.

**Ключевые слова:** терагерцевое излучение Солнца, спектры, пульсации, механизмы излучения, достижения и вызовы.

**Abstract.** Advance in the study of solar terahertz emission is presented. The mechanisms of thermal and non-thermal radiation are outlined. The origin of the positive slope of the solar flare spectrum in the THz frequency range and the characteristics of the pulsations of sub-THz radiation are discussed. New challenges in the theory of terahertz radiation of the Sun are associated with new observations of the Sun at 3, 7 and 30 THz.

**Keywords:** Solar THz emission, spectra, pulsations, radiation mechanisms, progress and challenges.

## ВВЕДЕНИЕ

Последние достижения в области астрономии в значительной мере связаны с наблюдениями в диапазоне суб-миллиметровых и миллиметровых длин волн. Наиболее яркое достижение терагерцевой астрономии — наблюдения черной дыры в Галактике M-87 на длине волны 1.3 мм [The Event Horizon Telescope Collaboration, 2019]. Актуальные астрофизические задачи решаются на радиоинтерферометре ALMA (Atacama Large Millimeter Array) [Zinchenko et al., 2017]. В миллиметровом диапазоне длин волн проводят наблюдения излучения молекулярных облаков и областей звездообразования [Dewangan et al., 2017]. Создаваемая космическая обсерватория «Миллиметрон» [Кардашев и др., 2014] направлена на наблюдения широкого класса объектов, от звезд, сверхновых и до галактик.

По сравнению с метровым и сантиметровым диапазонами суб-миллиметровый и миллиметровый диапазоны длин волн позволяют значительно улучшить пространственное разрешение исследуемого объекта, что было реализовано в проекте Horizon Telescope Collaboration. На Солнце телескопы суб-ТГц и ТГц частот позволяют исследовать нижние слои солнечной атмосферы — хромосферу и фотосферу, в которых происходит основное энерговыделение вспышек.

Обнаружение интенсивного излучения солнечных вспышек в суб-терагерцевом диапазоне на частоте 250 ГГц явилось одним из вызовов современной астрофизики [Clark, Park, 1968]. Наиболее существенный вклад в исследование солнечного миллиметрового излучения внесли бразильские радиоастрономы, наблюдая вспышки на солнечном суб-миллиметровом телескопе (SST) на частотах 212 и 405 ГГц [Kaufmann et al., 2004], и германские ученые с помощью телескопа KOSMA на частотах 210

и 345 ГГц [Luthi et al., 2004]. В России наблюдения солнечного вспыхивающего излучения на частотах 93 и 140 ГГц проводятся на 7.5 м радиотелескопе МГТУ им. Н.Э. Баумана [Tsap et al., 2018].

Наблюдения выявили *W*-образный частотный спектр излучения солнечных вспышек  $F_\nu \propto \nu^\alpha$ : поток излучения  $F_\nu$  увеличивается на частоте  $>30$  ГГц и простирается далее в терагерцевую область (рис. 1). Исследование 17 суб-ТГц вспыхивающих событий показало, что в 14 событиях  $\alpha=(0.5\div 3.4)$  и лишь 3 из них характеризуются отрицательным показателем спектра  $\alpha=-(0.3\div 1.5)$  [Kontar et al., 2018]. Такое необычное поведение спектра в суб-ТГц диапазоне является одной из загадок происхождения солнечных вспышек. Еще одним загадочным явлением суб-ТГц излучения Солнца является его тонкая структура в виде пульсаций с характерным временным масштабом секунды – доли секунды. Далее будут изложены основные механизмы суб-ТГц излучения солнечных

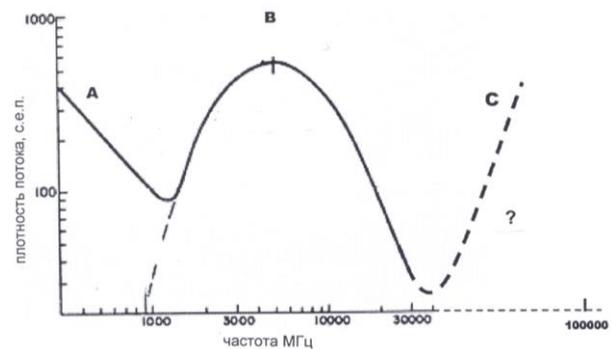


Рис. 1. Схематическое представление солнечных радиовсплесков от метровых до суб-миллиметровых длин волн. Новая терагерцевая область C преобразует «классическую» форму спектра типа U к более общей типа W. За область A ответственен в основном плазменный механизм, за область B — гиротронный

вспышек, дано объяснение его необычной пульсирующей структуры и указаны новые вызовы к моделям суб-ТГц и ТГц излучения, следующие из наблюдений.

**МЕХАНИЗМЫ ИЗЛУЧЕНИЯ**

Открытие суб-терагерцевой компоненты излучения солнечных вспышек стимулировало создание теоретических моделей этого излучения. Суб-терагерцевое излучение на импульсной фазе вспышек интерпретировалось на основе обратного эффекта Комптона [Kaufmann et al., 1986], гиротронного излучения из компактного источника, в формировании спектра которого важную роль играет эффект Разина [Silva et al., 2007]. Прямое черенковское излучения электронов, ускоренных в хромосфере, предложен в работе [Fleishman, Kontar, 2010]. В самом деле, в отличие от короны, в частично ионизованной хромосфере атомы и молекулы дают положительный вклад в диэлектрическую проницаемость среды  $\epsilon(\omega)=1-\omega_p^2/\omega^2+\delta\epsilon_{ам}$ , которая из-за добавки  $\delta\epsilon_{ам}$  может быть больше единицы, т. е. скорость частиц  $V > c/\sqrt{\epsilon(\omega)}$  и черенковское излучение возможно. Наблюдаемый на РТ-7.5 МГТУ им. Баумана положительный наклон спектра потока радиоизлучения в интервале 93–140 ГГц при вспышке 05.07.2012 объясняется гиротронным излучением электронов с энергией  $\geq 300$  кэВ [Tsar et al., 2018]. В отмеченных нетепловых моделях суб-терагерцевого излучения постулировалось наличие высокоэнергичных электронов в хромосфере, но механизмы их ускорения не исследовались.

Среди тепловых моделей нужно указать работу [Trottet et al., 2011], в которой показано, что определенный вклад в длительное (десятьки минут — часы) излучение послепимпульсной фазы вспышек на частоте 345 ГГц дает тормозное излучение хромосферы с температурой порядка  $10^4$  К. Тепловая природа суб-ТГц излучения вспышки 02.04.2017, источником которого предлагается плазма хромосферы и переходной области с температурой  $\sim 3 \cdot 10^5$  К, обосновывалась подобием кривых блеска мягкого рентгеновского излучения и излучения с частотами 93 и 140 ГГц [Morgachev et al., 2018]. В работе [Kontar et al., 2018] показано, что источником теплового тормозного суб-ТГц Солнца с положительным наклоном спектра ( $\alpha=0.5-3.4$ ) являются вспышечные ленты с температурой  $10^4-10^6$  К.

Возможность объяснения суб-терагерцевого излучения на основе плазменного механизма обсуждалась в статье [Sakai et al. 2006]. Из условия выхода радиоизлучения из источника  $\omega > \omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n / m}$  можно оценить необходимую плотность электронов в источнике излучения. Для частот  $\nu=\nu_p=\omega_p/2\pi=200$  и 400 ГГц плотность электронов должна быть  $n=5 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup> и  $2 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup> соответственно. Такие значения трудно ожидать в короне Солнца. Им могут соответствовать более глубокие слои солнечной атмосферы, а именно, хромосфера, которую нужно нагреть до температуры почти полной ионизации плазмы ( $T \geq 10^5$  К), чтобы обеспечить «просветле-

ние» хромосферы и выход суб-терагерцевого излучения. Достаточно сильному магнитному полю в основаниях вспышечных арок, например,  $B=3000$  Гс, соответствует гирочастота электронов  $\nu_c=8.4$  ГГц, т. е. для  $\nu_p=200$  ГГц отношение  $\nu_p/\nu_c \approx 24 \gg 1$ . Поэтому применимо приближением изотропной плазмы. Если за генерацию ленгмюровских волн ответственны пучки ускоренных электронов с энергиями  $\geq 100$  кэВ, то порог неустойчивости по плотности энергичных частиц определяется из неравенства

$$\frac{n_1}{n} \omega_p > v_{eff}, v_{eff} \approx \frac{60n}{T^{3/2}}, \tag{1}$$

При  $n=5 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>,  $T=2 \cdot 10^6$  К величина  $v_{eff} \approx 10^7$  с<sup>-1</sup>, то есть для  $\omega_p=1.26 \cdot 10^{12}$  с<sup>-1</sup> порог по плотности достаточно низкий («слабый пучок»):  $n_1/n > 8 \cdot 10^{-6}$  и  $n_1 > 4 \cdot 10^9$  см<sup>-3</sup>. Ускоритель электронов должен располагаться в хромосфере (рис. 2). При этом наиболее эффективное ускорение происходит в индукционных электрических полях, возникающих при вторжении «языка» частично ионизованной плазмы в основание токонесящей вспышечной петли вследствие неустойчивости Рэля-Тейлора [Zaitsev, Stepanov, 2015]. Неустойчивость деформирует магнитное поле в основании магнитной арки, в результате чего меняется текущий вдоль арки электрический ток и генерируется индукционное электрическое поле, приводящее к ускорению частиц. Ускоряющее электрическое поле может достичь значения поля Драйзера при котором электроны плазмы находятся в режиме убегания [Zaitsev et al., 2016]. Поскольку плотность хромосферы достаточно высока, ускоренные электроны с энергиями  $\sim 500$  кэВ тормозятся из-за соударений на дистанции  $\sim 3 \cdot 10^7-10^8$  см, обеспечивая нагрев этой области хромосферы до температуры  $T \sim 10^6-10^7$  К [Zaitsev, Stepanov, 2015].

В отличие от подхода [Sakai et al. 2006], предлагающего регулярную конверсию плазменных волн

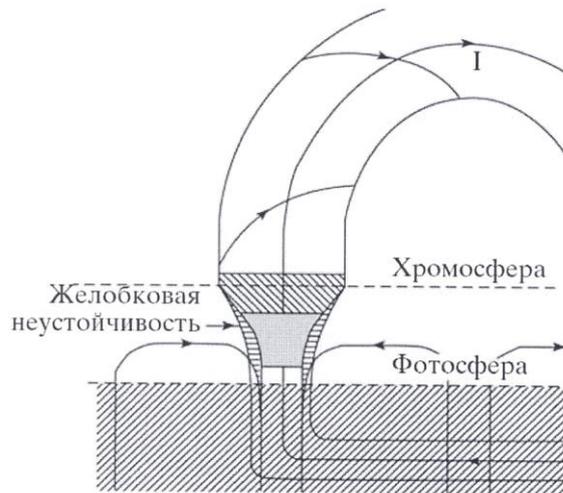


Рис. 2. Схематическое изображение основания токонесящей вспышечной арки. Показаны источник суб-терагерцевого излучения (серый цвет) и область поглощения (заштрихована), расположенная выше источника. Языки плазмы, вторгающиеся из-за желобковой неустойчивости в арку, вызывают генерацию индукционного электрического поля, которое ускоряет электроны

в электромагнитные на неоднородностях плазмы, рассмотрим рэлеевское и комбинационное рассеяние плазменных волн, в результате которых возникает электромагнитное излучение на основном тоне  $\omega_p$  и гармонике плазменной частоты  $2\omega_p$ . Оценки показывают, что для достижения наблюдаемых яркостных температур излучения,  $T_b^{\max} \leq 10^{12}$  К, в уравнении переноса излучения достаточно учитывать поглощение суб-ТГц излучения в источнике из-за кулоновских соударений. Тогда яркостные температуры излучения на основном тоне и гармонике зависят от уровня плазменной турбулентности  $w=W/nk_B T$  и температуры  $T$  следующим образом [Зайцев и др., 2013]:

$$T_{b1} \approx 10^6 \text{ Тв}, T_{b2} \approx 5 \cdot 10^{12} \text{ Тв}^2. \quad (2)$$

Напомним, что яркостная температура излучения связана с измеряемой плотностью потока излучения  $F_\nu$  соотношением  $k_B T_b = F_\nu (c^2/2\nu^2) (R_{C-3}^2/S)$ , где  $S$  — площадь источника,  $R_{C-3}$  — расстояние до источника. Из формул (2) следует, что, например, при  $T=10^6$  К и  $w=10^{-4}$  яркостные температуры равны  $T_{b1} \approx 10^8$  К и  $T_{b2} \approx 5 \cdot 10^{10}$  К, то есть излучение на  $2\omega_p$  преобладает. На пути излучения находится слой плазмы с падающей плотностью на характерном масштабе 100–150 км, прогретый до температуры  $T_{ex} \approx 5 \cdot 10^6$  К. Оценки оптической толщины такого слоя относительно *free-free* процесса для основного тона и гармоник на частотах  $\nu=200$  и 400 ГГц при  $n_{ex} \approx 10^{13}$  см<sup>-3</sup> дают следующий результат:  $\tau_{ex1} \approx 20$  и  $\tau_{ex2} \approx 0.5$ . Таким образом, для выхода суб-ТГц излучения из хромосферы достаточно, чтобы трансформация плазменных волн в электромагнитные происходила на спонтанном уровне, без эффектов индуцированного рассеяния. При этом излучение на гармонике  $2\omega_p$  преобладает как в силу большей эффективности трансформации, так и из-за меньшего поглощения в вышележащем слое плазмы, что соответствует растущему с частотой наблюдаемому спектру суб-ТГц излучения вспышек. «Просветление» вышележащего слоя хромосферы вызвано испарением прогретой до температуры  $T \approx 10^7$  К плазмы источника излучения. В ней аккумулируется тепловая энергия

$$W_h = \pi r^2 k_B T \int_{h_{\min}}^{h_{\max}} ndz \approx 5 \cdot 10^{27} \text{ эрг},$$

которая поддерживается в течение времени развития неустойчивости Рэля-Тейлора (минуты). Здесь  $r \approx 10^8$  см — радиус вспышечной петли. Нагретая плазма из источника суб-ТГц излучения испаряется в верхнюю хромосферу со скоростью  $c_s = (k_B T/m_i)^{1/2} \approx 3 \cdot 10^7$  см с<sup>-1</sup> и нагревает ее за счет столкновений за время  $t_h \approx h_{chr}/c_s \approx 8$  с, что значительно меньше длительности суб-ТГц излучения, которое порядка 10 мин [Zaitsev, Stepanov, 2015].

## ПУЛЬСАЦИИ

Кривые блеска суб-терагерцового излучения солнечных вспышек обнаруживают пульсации с весьма интересными свойствами [Kaufmann et al. 2009]. Так, в событиях 2 и 4 ноября 2003 г. и 6 декабря 2006 г. период пульсаций менялся от 0.2 до 3–4 с, причем изменение частоты пульсаций со време-

нем повторяло временной ход профиля потока излучения (Рис.3). Типичная глубина модуляции пульсаций суб-ТГц излучения составляла 5–8 %. Важной особенностью пульсаций является их большая добротность ( $Q \geq 10^3$ ), а также синфазность на разных частотах. Модель пульсаций, следовательно, должна объяснять значения периодов пульсаций, их добротность и синфазность пульсаций на разных частотах.

Вспышечная петля длиной  $l$  и радиусом  $r$  с подфотосферным токовым каналом подобна витку с электрическим током с индуктивностью  $L=2l[4l/\pi r]-7/4$ , емкостью  $C$  и сопротивлением  $R$ , для которого можно написать уравнение эквивалентного электрического контура. Уравнение для отклонений тока  $I$ , текущего вдоль петли, от стационарного значения  $I_0$  имеет вид [Степанов, Зайцев, 2018]

$$\frac{d^2 x}{dt^2} - \varepsilon(\delta - 2x - x^2) \frac{dx}{dt} + \left(1 + \frac{3}{2}x + \frac{1}{2}x^2\right)x = 0. \quad (3)$$

Здесь  $x=(I-I_0)/I_0$ ,  $I_0$  — стационарный ток в отсутствии колебаний,  $\tau=\omega_0 t$ ,  $\omega_0=[LC(I_0)]^{-1/2} \approx I_0(c r^2 \rho^{1/2})^{-1}$ ,  $\rho$  — плотность плазмы в петле,  $\varepsilon=Q^{-1}$  малый параметр,

$$Q = R^{-1}(I_0) \sqrt{L/C(I_0)}. \quad \text{Величина}$$

$\delta=|V_r|\Delta/c^2 r R(I_0)-1$  характеризует степень превышения «отрицательного» сопротивления, обусловленного наличием фотосферной э.д.с., над сопротивлением контура.  $V_r$  — скорость конвективного движения вещества фотосферы поперек оснований петли,  $\Delta$  — размер по высоте области действия э.д.с.

При  $\varepsilon=Q^{-1} \ll 1$  и  $\delta \ll 1$  колебания электрического тока в контуре будут близки к гармоническим, а  $\delta$  определяет амплитуду и фазу колебаний. В этом случае к исследованию уравнения (3) можно применить метод Ван-дер-Поля, предполагающий усреднение по гармоническим колебаниям с учетом медленного изменения амплитуды и фазы со временем [Zaitsev et al., 2014]. Уравнение (3) имеет предельный цикл в виде эллипса с центром в начале координат

$$\frac{x^2}{4\delta^2} + \frac{x^2}{4\delta^2 \left(\omega_0 + \frac{3}{4}\delta\right)^2} = 1, \quad (4)$$

которому соответствуют незатухающие колебания тока  $x(t) = 2\sqrt{\delta} \cos[(\omega_0 + 0.75\delta)t]$ . Глубина модуляции пульсаций суб-ТГц излучения составляет 5–8 %, то есть  $2\sqrt{\delta} = (5-8) \cdot 10^{-2}$ . Поэтому во вспышечной петле сопротивление цепи подстраивается под фотосферную э.д.с.,  $|V|\Delta/c^2 r \approx R(I_0)$ .

Период пульсаций  $\nu_0 = 2\pi[LC(I_0)]^{-1/2} \approx 0.1 I_0 / cr^2 \sqrt{nm_i}$  при типичных токах во вспышке,  $I_0=4 \cdot 10^{10}-10^{12}$  А, принимает значения  $\nu_0=0.2-8.5$  с<sup>-1</sup> [Zaitsev et al., 2014]. Оценим добротность колебаний, полагая сопротивление вспышечной петли  $R=W/I_0^2$ , где  $W \approx 10^{18}-3 \cdot 10^{20}$  Вт — мощность вспышки, а  $I_0 \approx 10^{11}$  А — ток в петле. Тогда  $R \approx 10^{-4}-3 \cdot 10^{-2}$  Ом. Емкость контура и индуктивность определяются как  $C \approx (r^2/l)(c^2/V_A^2) = 3 \cdot 10^{10}$  см =  $3 \cdot 10^{-2}$  Ф,  $L \approx 10l \approx 10^{10}$  см  $\approx 10$  Гн. В результате получим

$Q \approx 6 \cdot 10^2 - 10^6 \gg 1$ . Таким образом, модель эквивалентного  $RLC$ -контура дает большую добротность и малую амплитуду пульсаций суб-ТГц излучения, что и наблюдается.

При развитии желобковой неустойчивости индукционное электрическое поле, ускоряющее электроны, в свою очередь, пропорционально величине электрического тока [Зайцев и др., 2013]. Поэтому вместо соотношений (2) можно написать

$$T_{b1} \propto I(t), T_{b2} \propto I^2(t). \quad (5)$$

Заметим, что частота  $RLC$ -пульсаций пропорциональна величине электрического тока в петле. Поэтому частота пульсаций возрастает с ростом интенсивности суб-ТГц излучения, а временной ход частоты пульсаций повторяет временной ход потока излучения, что и следует из наблюдений (рис. 3):  $T_{b1} \propto \omega_0(t)$ ,  $T_{b2} \propto \omega_0^2(t)$ . Таким образом, модуляция суб-ТГц излучения собственными колебаниями петли как эквивалентного электрического контура в рамках плазменного механизма объясняет одну из важных особенностей наблюдаемых пульсаций — зависимость частоты пульсаций от интенсивности излучения.

Синфазность пульсаций на различных частотах предполагает синфазность колебаний электрического тока во всех точках токонесущей петли, как сосредоточенного  $RLC$ -контура. Вариации тока распространяются в петле с альфвеновской скоростью. Поэтому для синфазности необходимо, чтобы время  $l/V_A$  было меньше периода колебаний  $2\pi/\omega_0$ . Поскольку  $I_0 \approx crB_\phi$ , условие синфазности принимает вид  $B_\phi/B_z < 4\pi r/l$ . Например, при  $r \approx 10^8$  см,  $l \approx 10^9$  см и  $B_z \approx 2 \cdot 10^3$  Гс колебания синфазны, если  $I_0 \leq 10^{12}$  А.

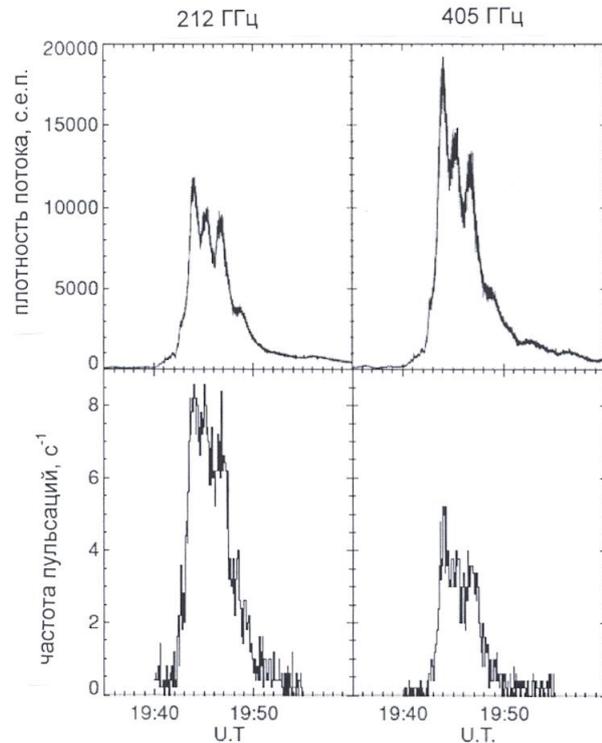


Рис. 3. Профили интенсивности на частотах 212 и 405 ГГц во время вспышки 4.11.2003 (верхние панели) и соответствующие профили частоты пульсаций (нижние панели). Временное разрешение приемной аппаратуры 5 мс [Kaufmann et al., 2009]

Отсутствие заметно выраженной периодичности пульсаций связано с изменением величины тока в процессе вспышки и с тем, что источником суб-ТГц излучения являются петли активной области с различными  $R$ ,  $L$  и  $C$ .

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленная модель источника суб-ТГц и терагерцевого излучения на основе плазменного механизма излучения в значительной мере соответствует концепции хромосферной вспышки [Svestka, Fritsova-Svestkova, 1967], заново возрождаемой (*déjà vu*) в работах Зайцева и Степанова [Solar Phys., 2015; 2016]. Разумеется, плазменный механизм не объясняет всего многообразия суб-ТГц и ТГц излучение Солнца, как нетепловой, так и тепловой природы. Тем не менее, этот механизм позволяет интерпретировать необычные особенности пульсаций в событии 4 ноября 2003 г.

Развитие терагерцевой астрономии ограничивает сильное поглощение миллиметрового и суб-миллиметрового излучения парами воды. Поэтому первые наблюдения проводились в горах, а современная терагерцевая астрономия развивает наблюдения в Антарктиде на франко-итальянской станции Конкордия (высота 3 км), в пустыне Атакама с чрезвычайно сухим климатом (ALMA), проводит наблюдения на баллонах. В задачи исследований на частотах 3 и 7 ТГц входит выяснение природы такого излучения, в частности, формы спектра излучения на частотах выше 1 ТГц [Kaufmann, 2012]. На частоте 30 ТГц (длина волны 0,01 мм) наблюдали солнечную вспышку 13.03.2012 с максимальным потоком излучения  $\sim 10^4$  сеп [Kaufmann et al., 2013]. Такими наблюдениями открыто новое окно в исследовании солнечных вспышек. Несомненно, что новые загадки и вызовы к теории терагерцевого излучения Солнца дадут наблюдения на частотах 3.7 и 30 ТГц.

Работа частично поддержана программой Президиума РАН КП19-270 и Госзаданием 0041-2019-0019.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Зайцев В.В., Степанов А.В., Мельников В.Ф. Субтерагерцевое излучение солнечных вспышек: Плазменный механизм излучения хромосферы // Письма в Астрон. журн. 2013. Т. 39, № 9. С. 726–736.

Кардашев Н.С., Новиков И.Д., Лукаш В.Н. и др. Обзор научных задач для обсерватории Миллиметрон // Успехи физ. наук. 2014. Т. 184, № 12. С. 1319–1352.

Степанов А.В., Зайцев В.В. Магнитосферы активных областей Солнца и звезд. М.: Физматлит, 2018. 388 с.

Clark C.D., Park W.M. Localized Solar Enhancement at 1.2 mm Wavelength // Nature. 1968. V. 219. P. 922–924.

Dewangan L.K., Ojha D.K., Zinchenko I., Baug T. Cloud-Cloud Collision-induced Star Formation in IRAS 18223-1243 // Astrophys. J. 2018. V. 861. P. 19D. DOI: [10.3847/1538-4357/aac6bb](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aac6bb).

Fleishman G.D., Kontar E.P. Sub-Thz Radiation Mechanisms in Solar Flares // Astrophys. J. 2010. V. 709. P. L127–L132.

Kaufmann P., Correa E., Costa J.E.R., Zodi Vaz A.M. A synchrotron/inverse Compton interpretation of a solar burst producing fast pulses at lambda less than 3-mm and hard X-rays // Astron. Astrophys. 1986. V. 157. P. 11–18.

- Kaufmann P., Raulin J.-P., Giménez de Castro C.G., et al. A New Solar Burst Spectral Component Emitting Only in the Terahertz Range // *Astrophys. J.* 2004. V. 603. P. L121–L124.
- Kaufmann P., Giménez de Castro C.G.G., Correa E., et al. Rapid Pulsations in Sub-THz Solar Bursts // *Astrophys. J.* 2009. V. 697. P. 420–427.
- Kaufmann P. Observations of Solar Flares from GHz to THz Frequencies // *Astrophys. Space Sci. Proc.* 2012. V. 30. P. 61–71.
- Kaufmann P., White S.M., Freeland S.L., Marcon R., Fernandes L.O.T. and 9 coauthors. A Bright Impulsive Solar Burst Detected at 30 THz // *Astrophys. J.* 2013. V. 768. P. 134–142.
- Kontar E.P., Motorina G.G., Jeffrey N.L.S., et al. Observation-driven model of the frequency rising sub-THz emission component in solar flares // *Astron. Astrophys.* 2018. V. 620. P. A95–100.
- Lüthi T., Magun A., Miller M. First observation of a solar X-class flare in the submillimeter range with KOSMA // *Astron. Astrophys.* 2004. V. 415. P. 1123–1132.
- Morgachev A.S., Tsap Yu.T., Smirnova V.V., Motorina G.G. Simulation of Subterahertz Emission from the April 2, 2017 Solar Flare Based on the Multiwavelength Observations // *Geomagnetism, Aeronomy.* 2018. V. 57, iss. 8. P. 1028–1037.
- Sakai J.I., Nagasugi Y., Saito S., Kaufmann P. Simulating the emission of electromagnetic waves in the terahertz range by relativistic electron beams // *Astron. Astrophys.* 2006. V. 457. P. 313–318.
- Silva A.V.R., Share G.H., Murphy R.J., et al. Evidence that Synchrotron Emission from Nonthermal Electrons Produces the Increasing Submillimeter Spectral Component in Solar Flares // *Solar Phys.* 2007. V. 245. P. 311–326.
- Švestka Z., Fritzová-Švestková L. Electron Density in Flares, I: Discussion of the Halfwidth Method // *Solar Phys.* 1967. V. 2. P. 75–86.
- The Event Horizon Telescope Collaboration: First M87 Event Horizon Telescope Results. I. The Shadow of the Supermassive Black Hole // *Astrophys. J. Lett.* 2019. V. 875. P. L1–17. DOI: [10.3847/2041-8213/ab0ec7](https://doi.org/10.3847/2041-8213/ab0ec7).
- Trottet G., Raulin J.-P., Giménez de Castro C.G.G., et al. Origin of the Submillimeter Radio Emission During the Time-Extended Phase of a Solar Flare // *Solar Phys.* 2011. V. 273. P. 339–361.
- Tsap Y.T., Smirnova V.V., Motorina G.G., et al. Millimeter and X-Ray Emission from the 5 July 2012 Solar Flare // *Solar Phys.* 2018. V. 293. 15 p. DOI: [10.1007/s11207-018-1269-6](https://doi.org/10.1007/s11207-018-1269-6).
- Zaitsev V.V., Stepanov A.V., Kaufmann P. On the Origin of Pulsations of Sub-THz Emission from Solar Flares // *Solar Phys.* 2014. V. 289. P. 3017–3032.
- Zaitsev V.V., Stepanov A.V. Particle Acceleration and Plasma Heating in the Chromosphere // *Solar Phys.* 2015. V. 290. P. 3559–3572.
- Zaitsev V.V., Kronshtadtov P.V., Stepanov A.V. Rayleigh–Taylor Instability and Excitation of Super-Dreicer Electric Fields in the Solar Chromosphere // *Solar Phys.* 2016. V. 291. P. 3451–3459.
- Zinchenko I., Liu S.-Y., Su Y.-N., Sobolev A.M. Detection of a new methanol maser line with ALMA // *Astron. Astrophys.* 2017. V. 606. P. L6–L9.