

МОДЕЛИРОВАНИЕ УСКОРЕНИЯ ПРОТОНОВ В МАГНИТНОМ ОСТРОВЕ В СКЛАДКЕ ГЕЛИОСФЕРНОГО ТОКОВОГО СЛОЯ

¹О.В. Мингалев, ^{2,3}О.В. Хабарова, ^{4,3}Х.В. Малова, ¹И.В. Мингалев, ³Р.А. Кислов,
¹М.Н. Мельник, ¹П.В. Сецко, ³Л.М. Зелёный

¹Полярный геофизический институт, Апатиты, Россия

²Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН,
Москва, Троицк, Россия

³Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

⁴Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ, Россия
setsko@pgia.ru

SIMULATION OF PROTON ACCELERATION IN AN OSCILLATING MAGNETIC ISLAND IN THE FOLDS OF THE HELIOSPHERIC CURRENT SHEET

¹O.V. Mingalev, ^{2,3}O.V. Habarova, ^{4,3}H.V. Malova, ¹I.V. Mingalev, ³R.A. Kislov,
¹M.N. Melnik, ¹P.V. Setsko, ³L.M. Zelenyi

¹Polar Geophysical Institute, Apatity, Russia

²Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation RAS, Troitsk, Russia

³Space Research Institute, Moscow, Russia

⁴Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics of Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

Аннотация. В работе для объяснения наблюдений анизотропных пучков высокоэнергичных частиц вблизи магнитных островов при помощи численного моделирования исследованы процессы дальнейшего ускорения преускоренных протонов до энергий в сотни кэВ в колеблющемся магнитном острове, который находится в солнечном ветре внутри складки гелиосферного токового слоя.

Ключевые слова: гелиосферный токовый слой, ускорение заряженных частиц, расчет траекторий заряженных частиц.

Abstract. To explain the observations of anisotropic beams of high-energy particles near magnetic islands, processes of further acceleration up to energies of hundreds keV of preaccelerated protons in the oscillating magnetic island located in the solar wind inside the fold of the heliospheric current sheet are investigated.

Keywords: heliospheric current sheet, acceleration of charged particles, calculation of trajectories of charged particles.

Введение

Данные наблюдений указывают на то, что в результате процессов в солнечной короне, а также процессов в гелиосферном токовом слое (ГТС), вблизи ГТС образуются магнитные острова (МО), которые затем эволюционируют и движутся вместе с солнечным ветром вдоль складок ГТС на большие расстояния [Vemprasad, 2008; Cartwright, et. al., 2010]. Недавно было обнаружено, что присутствие МО в складке ГТС или в любой естественной магнитной ловушке, ограниченной сильными токовыми слоями, часто сопровождается нетипичными увеличениями потоков заряженных частиц, энергии которых могут достигать нескольких МэВ (обычно, 100 кэВ–1 МэВ) по измерениям на 1 а.е. Наблюдения указывают на локальность ускорения энергичных частиц, поскольку области, в которых обнаруживаются ускоренные частицами, перемещаются вместе с окружающим солнечным ветром, что отчетливо трассируется несколькими космическими аппаратами [Khabarova et al., 2015a, b; 2016].

Одним из возможных механизмов ускорения протонов рядом с ГТС представляется ускорение продольным индукционным электрическим полем в движущемся вместе с солнечным ветром вдоль

складки ГТС крупномасштабном колеблющемся магнитном острове. Предполагается, что магнито-гидродинамические волны с характерным периодом от минут до часов, распространяющиеся азимутально вдоль ГТС, вызывают колебания складок ГТС и движущихся вдоль этих складок магнитных островов, что порождает внутри острова индукционное электрическое поле.

В работе предложен механизм, ответственный за процессы ускорения протонов в магнитном острове внутри колеблющейся складки ГТС. Разработана модель электромагнитного поля колеблющегося трехмерного плазмоида. Вследствие постоянно протекающего в ГТС магнитного пересоединения, на МО могут налетать протоны, преускоренные до энергий порядка кэВ или десятков кэВ. В качестве начальных условий для траекторий частиц выбраны моменты времени, соответствующие различным фазам колебаний МО, а также равномерная сетка внутри острова. Численные расчеты продемонстрировали, что ускорение протонов продольным электрическим полем максимально для начальных точек из ограниченной «ускорительной» области внутри острова, причем средние энергии вылетевших частиц составляют от сотен кэВ до 2 МэВ и выше, а

вне этой области ускорение частиц или слабое или практически отсутствует. Показано, что набранные частицами энергии существенно зависят от начальных моментов времени и координат, но слабо зависят от начальной энергии, при этом направления скоростей вылета имеют сильную анизотропию. Выявлено, что продольное индукционное электрическое поле в колеблющемся МО способно эффективно ускорять падающие на него протоны, а предложенная модель может адекватно описывать данные спутниковых измерений.

Геометрия системы

Будем считать, что крупномасштабная складка ГТС направлена вверх относительно плоскости эклиптики, что соответствует наблюдениям. Предполагаем, что в складке находится только один остров, что также часто встречается вблизи гелиосферного токового слоя. Будем считать, что внутри этой складки фоновые поля солнечного ветра однородны и стационарны, и в системе координат GSM имеют вид $\mathbf{V}^{(sw)} = B_{x0} \mathbf{e}_x + B_{y0} \mathbf{e}_y$, $\mathbf{E}^{(sw)} = E_{z0} \mathbf{e}_z$.

Будем рассматривать магнитный остров, движущийся вместе с солнечным ветром, в системе отсчета, которая имеет оси, параллельные осям системы координат GSM, и также движется вместе с солнечным ветром. В ней центр острова неподвижен, и полные поля имеют вид $\mathbf{V}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{V}^{(sw)} + \mathbf{V}^{(i)}(\mathbf{x}, t)$, $\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{E}^{(i)}(\mathbf{x}, t)$, где верхним индексом (*i*) обозначено дополнительное поле в острове, которое определяется векторным потенциалом по формулам

$$\mathbf{V}^{(i)}(\mathbf{x}, t) = \text{rot} \mathbf{A}(\mathbf{x}, t), \quad \mathbf{E}^{(i)}(\mathbf{x}, t) = -\frac{\partial \mathbf{A}(\mathbf{x}, t)}{\partial t}.$$

Этот потенциал выбирался в виде $\mathbf{A}(\mathbf{x}, t) = LB_m \text{rot}(\psi_1(\mathbf{x}, t) \nabla \psi_2(\mathbf{x}))$, где функции $\psi_1(\mathbf{x}, t)$ и $\psi_2(\mathbf{x}, t)$ выбирались следующим образом. Магнитный остров начал колебания в момент времени T_0 с периодом Θ . Удобно представить время в виде $t = T_0 + n_i \Theta + \tau$, где τ — текущая фаза колебаний острова, а $n_i = [(t - T_0)/\Theta] \in \mathbb{Z}$ — целое число. В качестве первого потенциала $\psi_1(\mathbf{x}, t)$ удобно выбрать параметризацию эллипсоида, у которого полуоси колеблются вокруг своих средних значений соответственно L_x, L_y, L_z с периодом $\Theta = 2\pi/\omega$:

$$\psi_1(\mathbf{x}, t) = \exp\left(-|S_x(x, \tau)|^2 - |S_y(y, \tau)|^2 - |S_z(z, \tau)|^2\right),$$

$$\text{где } S_x(x, \tau) = \frac{x - x_0}{L_x - \lambda_x \sin \omega \tau}, \quad S_y(y, \tau) = \frac{y - y_0}{L_y - \lambda_y \sin \omega \tau},$$

$$S_z(z, \tau) = \frac{z - z_0}{L_z - \lambda_z \sin \omega \tau}.$$

Здесь $\mathbf{x}_0 = (x_0, y_0, z_0)$ — координаты центра магнитного острова, $\lambda_x, \lambda_y, \lambda_z$ — амплитуды колебаний полуосей, которые должны удовлетворять условию $0 < \lambda_k < L_k/2$, $k = x, y, z$. В качестве 2-го потенциала можно выбрать $\psi_2(\mathbf{x}) = \frac{1}{2}(\mathbf{x} - \mathbf{x}_0)^2$. В представленных расчетах мы рассматривали вариант $L = L_x = 1.5 \cdot 10^8$ м, $L_y = L_z = L/2$, $\lambda_x = \lambda_z = 0$, $\lambda_y = L_y/2 = L/4$, т. е. рассматривался остров в виде эллипсоида, вытяну-

того в направлении оси X , у которого колеблется только полуось в направлении оси Y .

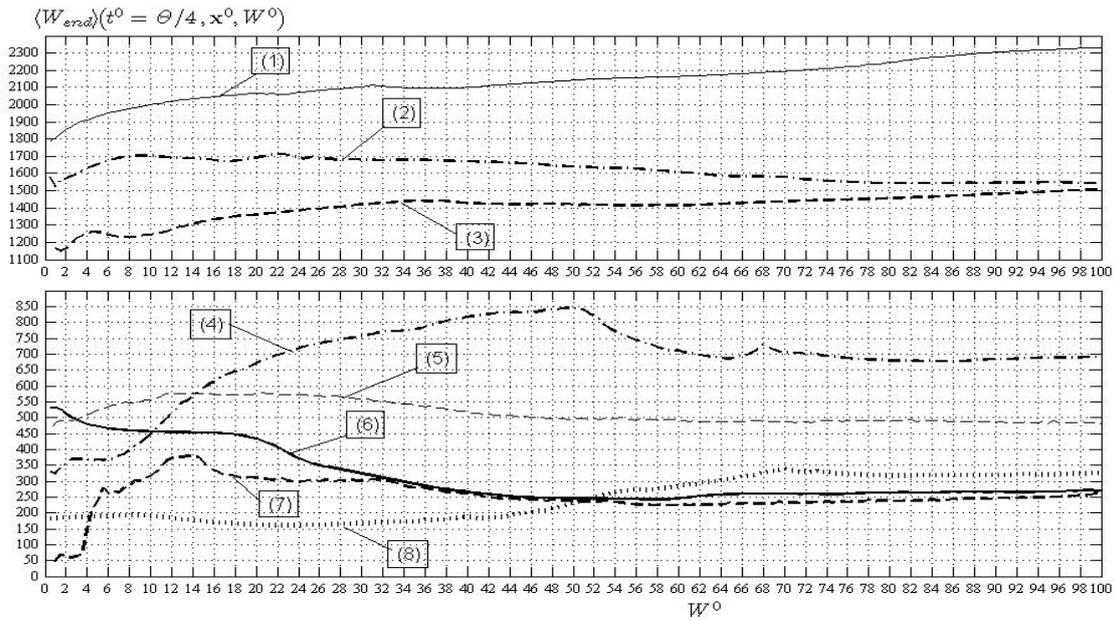
Результаты моделирования

В результате расчета траекторий частиц получилась следующая качественная картина. Имеется «ускорительное» множество начальных данных $[t_1^0; t_2^0] \times \Omega(t^0) \subset \mathbb{R}_{tx}^4$, такое, что для каждой начальной фазы из промежутка $t^0 \in [t_1^0; t_2^0]$, который также назовем «ускорительным», имеется область начальных точек $\Omega(t^0)$ — окрестность точки $\mathbf{x}^0/L = (0.5; 0.2; 0.25)$, которую также назовем «ускорительной», для которых имеет место значительное среднее ускорение — до средней энергии вылета $\langle W_{\text{end}} \rangle(t^0, \mathbf{x}^0, W^0) > 150$ кэВ во всем рассматриваемом диапазоне начальных энергий. При этом центром промежутка «ускорительных» начальных фаз $[t_1^0; t_2^0] \approx [\Theta/8; 3\Theta/8]$ является фаза $t^0 = \Theta/4$. Далее будем называть эту область $\Omega(t^0)$ «ускорительной» областью, а множество $[t_1^0; t_2^0] \times \Omega(t^0) \subset \mathbb{R}_{tx}^4$ точек (t^0, \mathbf{x}^0) , для которых получается значительное ускорение будем называть «ускорительным» множеством начальных данных. Вне этого «ускорительного» множества начальных точек $[t_1^0; t_2^0] \approx [\Theta/16; 7\Theta/16]$, среднее ускорение либо отсутствовало, либо имело место только в ограниченном диапазоне малых начальных энергий, и было более слабым. При этом область $\Omega(t^0)$ является наибольшей в момент $t^0 = \Theta/4$, и уменьшается по мере удаления t^0 от этого значения. Эту картину иллюстрирует рисунок. Кривая (1) соответствует начальной точке $\mathbf{x}^0/L = (0.5; 0.2; 0.25)$ — центру «ускорительной» области, в которой средняя энергия вылета максимальна и превышает 2 МэВ. Остальные кривые соответствуют следующим начальным точкам: кривая (2) точке $\mathbf{x}^0/L = (0.6; 0.24; 0.3)$, кривая (3) точке $\mathbf{x}^0/L = (0.4; 0.16; 0.2)$, кривая (4) точке $\mathbf{x}^0/L = (0.7; 0.28; 0.35)$, кривая (5) точке $\mathbf{x}^0/L = (0.2; 0.1; 0.1)$, кривая (6) точке $\mathbf{x}^0/L = (0.5; 0.2; 0.25)$ симметричной центру ускорительной области, кривая (7) центру острова $\mathbf{x}^0/L = (0; 0; 0)$, а кривая (8) точке $\mathbf{x}^0/L = (0.7; 0.3; 0.4)$.

Из рисунка видно, что по мере отклонения от этого наилучшего для ускорения начального положения, средняя энергия вылета уменьшается в разы, и далее на порядок. Таким образом, для модельного колеблющегося магнитного острова с достаточно сильным продольным электрическим полем, и с параметрами, которые согласуются с данными для магнитных островов, движущихся от Солнца вместе с солнечным ветром вдоль ГТС, когда остров находится на расстоянии около 1 а.е. от Солнца, возможны следующие варианты дальнейшего ускорения в зависимости от времени и места попадания предускоренных протонов.

1) Дальнейшего ускорения может не быть совсем, если предускоренные протоны не попали в ускорительное множество начальных положений;

2) оно может быть частичным и слабым, если предускоренные протоны попали только в приграничную часть множества ускоряемых начальных положений;



Средняя энергия вылета $\langle W_{end} \rangle(t^0 = \Theta/4, x^0, W^0)$ (в кэВ) для нескольких начальных точек для варианта $L = 1.5 \cdot 10^8$ м, $B_m = 0.75B_{x0} = 3.75$ нТл с периодом колебаний $\Theta = 300$ с и начального времени $t^0 = \Theta/4$

3) ускорение будет «средним» — до энергии в первые сотни кэВ, если предускоренные протоны попали только в среднюю часть множества ускоряемых начальных положений;

4) ускорение будет «сильным» — до энергии от нескольких сотен кэВ до 1–2 МэВ, если предускоренные протоны попали в центральную часть множества ускоряемых начальных положений.

Такое поведение на качественном и количественном уровне хорошо согласуется с данными измерений для потоков протонов, локально ускоренных до энергий в диапазоне от сотен кэВ до нескольких МэВ, которые были получены при пролетах космических аппаратов через магнитные острова вблизи ГТС [Khabarova O. et al., 2015a, b; 2016].

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 17-01-00100a

Список литературы

- Bemporad A. // *Astrophys J.* 2008. V. 689, iss. 1. P. 572–584. DOI: 10.1086/592377.
- Cartwright M.L., Moldwin M.B. // *J. Geoph. Res. Space Phys.* 2010. V. 113, iss. A9, CiteID A09105. DOI: 10.1029/2008JA013389.
- Khabarova O., Zank G.P., Li G., et al. // *Astrophys. J.* 2015. V. 808. Issue 2. CiteID 181. DOI: 10.1088/0004-637X/808/2/181.
- Khabarova O., Zank G. P., Li G., et al. // *J. of Phys.: Conf. Series.* 2015. V. 642. CiteID 012033. DOI: 10.1088/1742-6596/642/1/012033.
- Khabarova O., Zank G.P., Li G., et al. // *Astrophys. J.* 2016. V. 827, iss. 2. CiteID 122. DOI: 10.3847/0004-637X/827/2/122.