

*Секция 1 «Влияние солнечной активности на геосферные процессы»*

**РАЗРЫВНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ТОНКОГО АНИЗОТРОПНОГО  
ТОКОВОГО СЛОЯ**

**TEARING INSTABILITY OF THIN ANISOTROPIC CURRENT SHEET**

*Л.М.Зелёный<sup>1</sup>, А.В.Артемов<sup>1,2</sup>, В.Ю.Попов<sup>1,2</sup>, Х.В.Малова<sup>1,3</sup>*

<sup>1</sup>*Институт космических исследований РАН*

<sup>2</sup>*Физический факультет МГУ им. Ломоносова*

<sup>3</sup>*Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Скобелъцына МГУ*

In this work we investigate a possibility of the generation of tearing mode instability in thin anisotropic current sheet. We show that wide “windows” of instability exist in the parametric space. Also in this work the problem of the influence trapped plasma on tearing instability is studied.

В данной работе анализируется возможность возникновения разрывной (тиринг) неустойчивости в токовых слоях магнитосферы Земли. Данная неустойчивость представляет собой волну  $\hat{A} = A(z)\exp(-i\omega t + ikx)$ , распространяющуюся перпендикулярно току, поддерживающему существование слоя. При развитии тиринг неустойчивости в центральной области токового слоя происходит пересоединение силовых линий магнитного поля (Рисунок 1). Существование данного типа неустойчивости обеспечивается за счёт механизма Ландау, отвечающего за передачу энергии от частиц к волнам, за счёт совпадения фазовой скорости волны и скорости движения группы (резонансных) частиц.

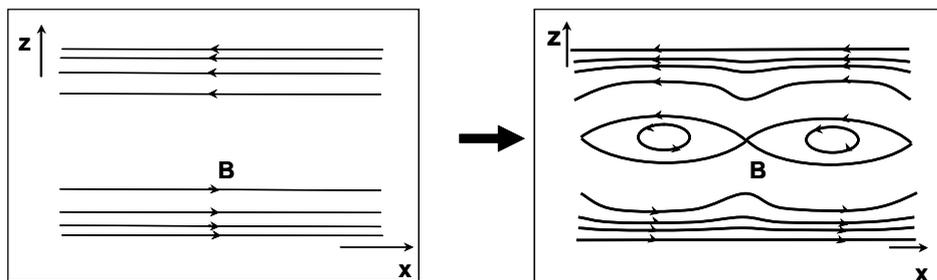


Рис. 1. Результат развития в токовом слое тиринг неустойчивости.

Изначально данную неустойчивость рассматривали для модели изотропного токового слоя [2]. Её развитие обеспечивалось наличием в центре токового слоя популяции незамагниченных резонансных электронов. Но данная модель не предусматривала наличия нормальной компоненты магнитного поля  $B_z$ , которая всегда присутствует в магнитосфере Земли и является остаточным полем магнитного диполя нашей планеты. В присутствии поля  $B_z$  электроны оказываются замагниченными данным полем, и популяция резонансных электронов пропадает даже при очень малых значениях  $B_z$ . Но в токовом слое остается ионная компонента, для которой нормальное поле не является достаточно большим, чтобы исключить резонансное взаимодействие с волной неустойчивости. Такая неустойчивость называется ионной тиринг модой. В результате долгой дискуссии установилось мнение, что развитие и ионной тиринг моды для изотропного токового слоя [1] в присутствии поля  $B_z$  также невозможно [3]. Это связано с тем, что замагниченные электроны крайне чувствительны к возмущению магнитного поля  $dB_z$ . При изменении поля  $B_z$  меняется и плотность замагниченных электронов  $dn_e \sim dB_z$ . Так как в токовых слоях сохраняется квазинейтральность, то движение электронов сопровождается движением тяжёлых ионов. Энергия, необходимая на это

движение, превосходит ту энергию, что выигрывается токовым слоем от «слипания» токовых нитей.

Ситуация, сложившаяся для изотропных токовых слоёв, в корне отличается от той, что наблюдается при изучении тиринг неустойчивости в модели анизотропного тонкого токового слоя АТТС [7]. Для АТТС характерны сильные электронные и ионные токи в центре слоя, способствующие увеличению «свободной» энергии  $W_j \sim \partial j_y / \partial A_0$  ( $A_0$  - невозмущённый вектор потенциал). В связи с этим существуют такие параметры  $e = v_D / v_T$ ,  $b_n = B_z / B_0$  и  $t = T_i / T_e$ , для которых суммарная энергия, выигрываемая АТТС за счёт пересоединения, превышает ту энергию, которую необходимо затратить на возмущение магнитного поля и движение замагниченных электронов. Выше были введены основные параметры изучаемой модели токового слоя через скорость дрейфа ионов в источниках  $v_D$ , их тепловую скорость  $v_T$ , величину магнитного поля токового слоя на его границе  $B_0 = B_x(L)$ , температуру ионов  $T_i$  и электронов  $T_e$ . Толщина токового слоя связана с ионным гирорадиусом соотношением  $L = e^{1/3} r_i$ .

### Модель анизотропного тонкого токового слоя

В рассматриваемой модели токовый слой формируется двумя потоками ионов из источников, в которых задано распределение частиц по скоростям  $f_i \sim \exp\left(-\left(v_\perp - v_D\right)^2 v_{Ti}^{-2} - v_\parallel^2 v_{Ti}^{-2}\right)$ . Толщина такого токового слоя не превышает ионный гирорадиус  $L \leq r_i$ . Электронная компонента токового слоя рассматривается в полужидкостном приближении [7]. Далее функция распределения  $f_i$  записывается в интегралах движения:  $w$  – безразмерная полная энергия частиц,  $I_z \sim \int v_z dz$  – безразмерный адиабатический инвариант,

$$f_i \sim \exp\left(-e^{-2/3} \left\{ \left( \sqrt{w - I_z} - e^{-2/3} \right)^2 + I_z \right\}\right).$$

Учитывая теорему о сохранении фазового объёма, функция распределения ионов, записанная в интегралах движения, строится от краёв токового слоя к его центральной области.

### Вывод общего энергетического соотношения для тиринг неустойчивости

Тиринг неустойчивость представляет собой возмущение векторного и скалярного потенциалов в виде волны, распространяющейся вдоль оси  $Ox$ ,

$$\begin{cases} \mathbf{A}_1 = \mathbf{A}_1(z) \exp\{-i\omega t + ikx\} \\ j_1 = j_1(z) \exp\{-i\omega t + ikx\} \end{cases}.$$

Для анализа возможности возникновения неустойчивости в токовом слое можно использовать энергетическое соотношение  $dW + g(\partial W^{res} / \partial w) = 0$ . Здесь  $dW$  – возмущение энергии в результате взаимодействия токового слоя с волной,  $g$  – инкремент неустойчивости ( $g = \text{Im } w$ ),  $W^{res}$  – энергия резонансного взаимодействия частиц с волной. Если  $dW < 0$ , то  $g > 0$  и возмущение будет возрастать. Токовые слои, для которых  $dW < 0$ , называются неустойчивыми. Для того, чтобы получить энергетические соотношения  $dW$  для анизотропного тонкого токового слоя, воспользуемся балансом энергий:  $\partial_t \int (\mathbf{B}_1^2 + \mathbf{E}_1^2) dt = -8p \int (\mathbf{j}_1 \mathbf{E}_1) dt$ . Далее запишем возмущённую функцию распределения  $f_{1s} = (\partial f_{0s} / \partial A_0) A_1 + \mathcal{J}_{1s}^{\%}$ , здесь  $\mathcal{J}_{1s}^{\%}$  возмущение функции распределения частиц сорта  $s = e, j$ , вызванное возмущением скалярного потенциала  $j_1$  и резонансным взаимодействием частиц с волной возмущения. Теперь для  $\mathbf{j}_1$  можно записать следующее соотношение:

$$\mathbf{j}_1 = \sum_s \int \mathbf{v} f_{1s} d^3 v = A_1 \sum_s e_s \left( \partial \int \mathbf{v} f_{0s} d^3 v / \partial A_0 \right) + \sum_s e_s \int \mathcal{J}_{1s}^{\%} d^3 v$$

Учтём, что  $\int \mathbf{v} f_{0s} d^3 v = \mathbf{j} = j_y \mathbf{e}_y$ . Таким образом, ток  $\mathbf{j}_1$  принимает вид:

$$(\mathbf{j}_1 \mathbf{E}_1) = -\partial_t \left( 2^{-1} A_1^2 (\partial j_y / \partial A_0) \right) + \sum_s \int (\mathbf{v} \mathbf{E}_1) \mathcal{J}_{1s}^{\%} d^3 v$$

Так как для электронов в нашей модели специально не вычисляется функция распределения (они рассматриваются в полужидкостном приближении), то мы можем выбрать  $f_{0e} = F_{0e}(H_{0e}, P_y)$ . Для такой функции распределения было показано [2], что имеет место следующее соотношение:

$$\partial_t \mathcal{J}_{1e}^{\%} / (\partial f_{0e} / \partial j_0) = -(\mathbf{E}_1 \mathbf{v}) \quad (1)$$

Функция распределения ионов  $f_{0i}$  выражена в используемой модели через адиабатический инвариант  $I_z$  и полную энергию частиц  $w + j$ . Поэтому использовать для неё соотношение (1) некорректно. Для  $f_{0i}$  получим соотношение, играющее ту же роль, что и (1). Для этого воспользуемся следующим соотношением  $(L_0 + L_1)(f_0 + f_1) = 0$ . Здесь  $L_0 = \partial_t + \mathbf{v} \partial_r + (e/m_i c)(c \mathbf{E}_0 + [\mathbf{v} \times \mathbf{B}_0]) \partial_v$  и  $L_1 = (e/m_i c)(c \mathbf{E}_1 + [\mathbf{v} \times \mathbf{B}_1]) \partial_v$ . Учитывая, что  $L_1 f_1 \ll 1$ , получаем равенство:

$$L_0 \left( (\partial f_{0i} / \partial A_0) A_1 + \mathcal{J}_{1i}^{\%} \right) = -(e/m_i c)(\mathbf{E}_1 + [\mathbf{v} \times \mathbf{B}_1]) \partial_v f_{0i}$$

Распишем подробно  $\partial_v f_{0i}$  (учитывая, что  $f_{0i} = f_{0i}(w, I_z(v_y, v_z))$ ):

$$\partial_v f_{0i} = -(m_i/T_i) \mathbf{v} \partial_w f_{0i} + \partial_{I_z} f_{0i} (\partial I_z / \partial v_y) \mathbf{e}_y + \partial_{I_z} f_{0i} (\partial I_z / \partial v_z) \mathbf{e}_z$$

Учитывая вид адиабатического инварианта  $I_z$  [7], получим:

$$\begin{cases} \partial I_z / \partial v_y = (m v_y / e) (\partial I_z / \partial j) + (m c / e) (\partial I_z / \partial A) \\ \partial I_z / \partial v_z = (m v_z / e) (\partial I_z / \partial j) \end{cases}$$

Переписывая вид  $\partial_v f_{0i}$  и подставляя его в уравнение  $L_0 f_1 + L_1 f_0 = 0$ , получаем (учитывая, что  $L_0 = d/dt$  и  $\int v_x f_{0i} d^3 v = 0$ ,  $h_i = w + e j / T_i$ ):

$$(T_i / 2 m_i) \int (d f_{0i} / d h_i)^{-1} (d \tilde{f}_{1i}^2 / dt) d^3 v = - \int (\mathbf{E}_1 \mathbf{v}) \tilde{f}_{1i} d^3 v.$$

Таким образом, получаем:

$$(\mathbf{j}_1 \mathbf{E}_1) = -\partial_t \left( A_1^2 \partial j_y / \partial A_0 \right) + 2^{-1} e \partial_t \int \left\{ (d f_{0e} / d j)^{-1} \tilde{f}_{1e}^2 + (d f_{0i} / d h_i)^{-1} \tilde{f}_{1i}^2 \right\} d^3 v.$$

Так как электроны полностью замагничены, то возмущение их плотности напрямую связано с возмущением нормальной компоненты магнитного поля. Учитывая этот факт и рассматривая возмущение скалярного потенциала, как решение уравнения  $\Delta j_1 = -4 p e (n_{1i} - n_{1e})$ , получим следующую оценку:

$$e j_1 / T_e \approx B_{1z}(z) / B_z$$

Теперь оценим вклад возмущённого скалярного потенциала в общую энергию возмущения, пользуясь оценкой  $\partial_z j \sim k j \sim r_i^{-1} j$ :

$$r_i^{-1} j = B_{1z} (r_i^{-1} T_e / e B_z) = B_{1z} (T_e / T_i) (v_{Ti} / c) (B_0 / B_z) \ll k A_{1y}$$

Теперь, используя соотношение  $w \ll c k$ , получаем, что  $E_1 = -(i w / c) A_1 - \nabla j_1 \ll B_1$ .

Таким образом, энергия неустойчивости выглядит следующим образом:

$$dW = \int \left\{ (\partial_z A_1)^2 + k^2 A_1^2 + (4 p / c) (\partial j_y / \partial A_0) A_1^2 + 4 p e \int \left\{ \mathcal{J}_{1e}^{\%} (\partial f_{0e} / \partial j_0) + \mathcal{J}_{1i}^{\%} (\partial f_{0i} / \partial w) \right\} d^3 v \right\} dt.$$

Теперь используем следующее соотношение:

$$j_{1s} = (\partial f_{0s} / \partial j_0) j_1 + f'_{0s} Y_s.$$

Здесь  $Y_s = W^{res}(w=0)$  остаточная энергия резонансного взаимодействия волны возмущения с частицами [4]. Учитывая, что для возмущённых функций распределения  $\langle f_{1s} \rangle_s = 0$ , где  $\langle \dots \rangle = (\int \dots dx dz) / (\int dx dz)$ , получаем в окончательном виде энергетический функционал:

$$dW = \int \left\{ (\partial_z A_1)^2 + k^2 A_1^2 + (4p/c) (\partial_{j_y} / \partial A_0) A_1^2 \right\} dt + \\ + \int \left\{ 4pe \int (\partial f_{0e} / \partial j_0) j_1^2 d^3 v + 4pe \int f'_{0e} \langle H_{1e} \rangle_e^2 d^3 v + 4pe \int f'_{0i} \langle H_{1i} \rangle_i^2 d^3 v \right\} dt.$$

Так как мы ищем области параметров с отрицательным значением суммарной энергии  $dW$ , то, приравнявая к нулю первую вариацию функционала  $dW(A_{1y})$  по функции  $A_{1y}$ , получим уравнение на возмущённый вектор потенциал.

### Численные результаты

Решением уравнения  $dW(A_{1y})/dA_{1y} = 0$  будет функция возмущённого вектор потенциала, минимизирующая функционал  $dW(A_{1y})$ . Сам функционал  $dW(A_{1y})$  можно разбить на сумму слагаемых:  $W_b = \int \left\{ (\partial_z A_1)^2 + k^2 A_1^2 \right\} dt$ ,  $W_j = \int (4p/c) (\partial_{j_y} / \partial A_0) A_1^2 dt$ ,  $W_e = \int 4pe \int (\partial f_{0e} / \partial j_0) j_1^2 d^3 v dt$ ,  $W_H = 4pe \int \left\{ \int f'_{0e} \langle H_{1e} \rangle_e^2 d^3 v + \int f'_{0i} \langle H_{1i} \rangle_i^2 d^3 v \right\} dt$ . Вводя нормировочный множитель  $8p/B_0^2$ , можно рассмотреть вклад каждого из слагаемых в общий энергетический баланс (Рисунок 2). Как видно из графиков, положительный стабилизирующий вклад в суммарную энергию для длинноволнового возмущения ( $kr_i < 0.2$ ) в основном вносят энергия возмущённого магнитного поля  $W_b$  и энергия взаимодействия частиц с волной  $W_H$ . Для возмущения с волновыми числами  $kr_i \approx 0.7$  ( $kL \sim 1$ ) развитие тиринг неустойчивости ограничивает энергия сжимаемости электронов  $W_e$ .

Для того, чтобы определить возможность развития тиринг неустойчивости для различных токовых слоёв, обратимся к рисунку 3. На нём показаны графики суммарной энергии для нескольких токовых слоёв с различными толщинами и значениями нормального магнитного поля  $b_n = B_z/B_0$ . Как видно из рисунка, для токовых слоёв с фиксированным значением параметра  $b_n$  роль управляющего параметра тиринг неустойчивости играет толщина токового слоя. Для наиболее тонких токовых слоёв существуют области отрицательной суммарной энергии  $dW < 0$ . Что касается параметра  $b_n$ , то его изменение в рамках токовых слоёв с одинаковой толщиной приводит к изменению области значений волнового числа  $kr_i$ , для которой  $dW < 0$ .

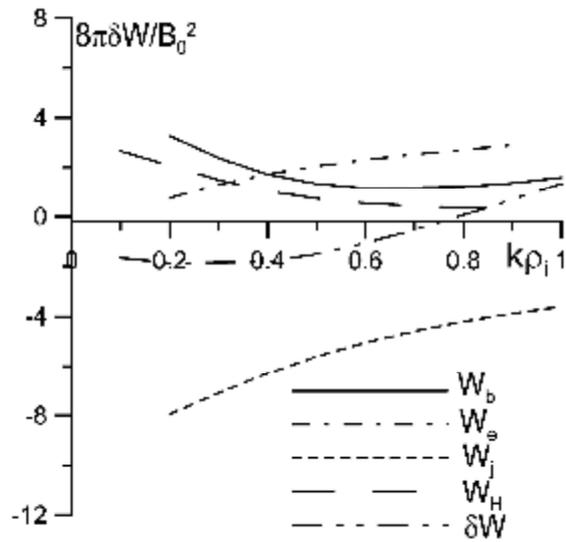


Рис.2. Графики компонент возмущённой энергии и суммарной энергии тиринг неустойчивости как функции волнового числа  $kr_i$ .

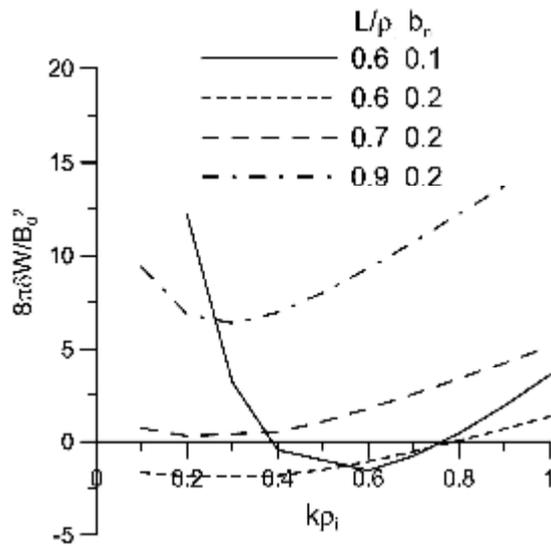


Рис.3. Графики суммарных энергий тиринг неустойчивости как функции волнового числа  $kr_i$  для токовых слоёв с  $T_e = T_i/3$ .

Так как при развитии тиринг неустойчивости возможно существование пакета волн с различными волновыми числами  $kr_i$ , то есть смысл рассмотреть суммарную область неустойчивости в пространстве параметров  $e \times b_n$ . Под суммарной областью неустойчивости мы понимаем совокупность всех областей неустойчивости для различных волновых чисел из диапазона  $k \in [r_i^{-1}(B_z/B_0), L/r_i^2]$  (Рисунок 4). Как видно из Рисунка 4, наиболее подвержены тиринг неустойчивости тонкие токовые слои ( $e \ll 1$ ).

Таким образом, в данном разделе показано, что для анизотропных тонких токовых слоёв возможно развитие тиринг неустойчивости.

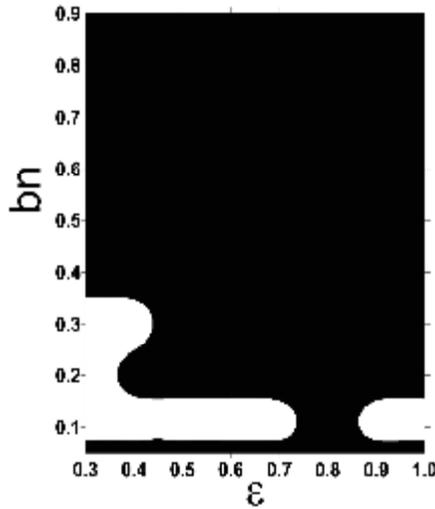


Рис.4. Суммарная область неустойчивости для токовых слоёв с  $T_e = T_i/3$ .

### Учёт влияния захваченных частиц

Как было показано выше, функция распределения ионов записывается через интегралы движения следующим образом  $f_i \sim \exp\left(-e^{-2/3}\left\{\sqrt{w-I_z} - e^{-2/3}\right\}^2 + I_z\right)$ . Если для какого-либо элемента фазового объёма ( $\dot{v} \times z$ )  $I_z > w$ , то частицы в этом элементе считаются захваченными и для них задаётся функция распределения [5]:

$$f_{trap} \sim k \exp\left(-e^{-2/3}\{w + e^{-4/3}\}\right)$$

Здесь коэффициент  $k$  определяет пропорциональное соотношение между пролётными и захваченными частицами в токовом слое. Влияние захваченных ионов на структуру токового слоя для рассматриваемой модели изучалось ранее [6]. Было показано, что при скапливании в токовом слое захваченных частиц происходит его старение (разрушение профиля плотности тока). Похожий результат представлен на рисунке 5.

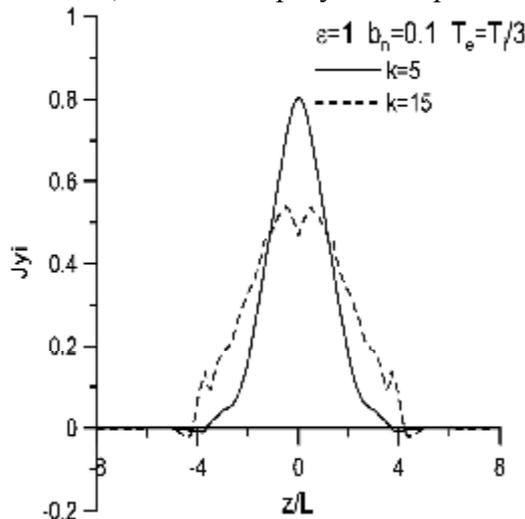


Рис.5. Безразмерная плотность ионного тока для двух токовых слоёв с различными значениями показателя  $k$ .

Как видно из рисунка, при увеличении величины коэффициента  $k$  происходит расширения профиля плотности ионного тока и образование провала в центре. Данное явление приведёт к уменьшению величины  $F(z) = \partial j_y / \partial A_0$  в центре токового слоя. Соотношение  $\partial j_y / \partial A_0$  является с точностью до коэффициента плотностью свободной энергии, которую токовый слой выигрывает при слипании его токовых нитей в центральной области ( $z \sim 0$ ).

Для того, чтобы оценить для каких токовых слоёв возможно развитие тиринг неустойчивости в присутствии захваченных частиц, обратимся к рисунку 6.

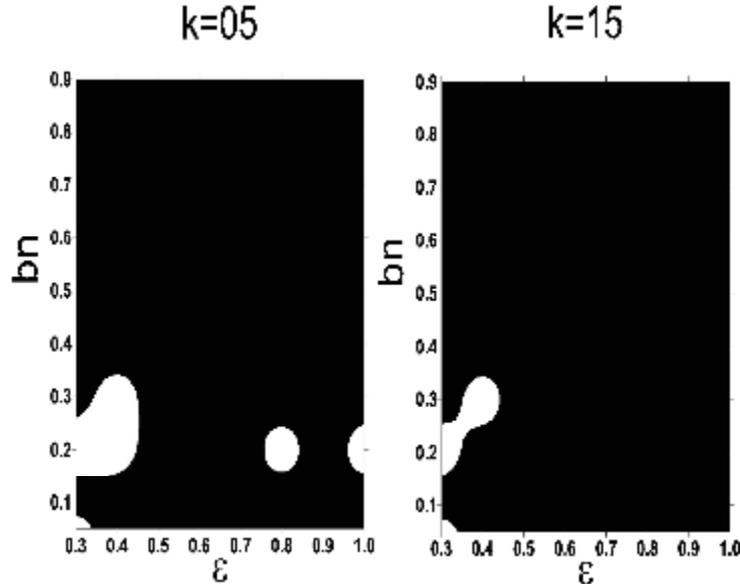


Рис.6. Области тиринг неустойчивости (белый) в пространстве параметров  $e \times b_n$  для различных значений коэффициента  $k$  и всех длин волн из диапазона  $b_n < 2pr_i/l < 2$ .

Из рисунка видно, что при увеличении количества захваченных частиц уменьшается область тиринг неустойчивости. Это вызвано тем, что для больших значений коэффициента  $k$  уменьшается центральный градиент тока  $F(z) = \partial j_y / \partial A_0$  и вместе с ним, уменьшается свободная энергия тиринг неустойчивости. Этот эффект не столь существенен, так как тиринг неустойчивость в основном развивается в тонких токовых слоях ( $e \ll 1$ ), а для таких токовых слоёв профиль тока не сильно подвержен изменению с ростом коэффициента  $k$ . Но при переходе от токового слоя без захваченных частиц ( $k = 0$ ) к токовому слою с ненулевым значением коэффициента  $k$  разница в областях присутствия тиринг неустойчивости существенна. Для того, чтобы в этом убедиться, вернёмся к рисунку 3, на котором представлена такая же параметрическая область существования тиринг неустойчивости, что и на рисунке 4, но для токовых слоёв без захваченных частиц ( $k = 0$ ).

### Выводы

В данной работе исследуется вопрос существования тиринг неустойчивости для модели анизотропного тонкого токового слоя. Было показано, что при использовании полного энергетического соотношения с учётом резонансного взаимодействия частиц с волной возмущения в пространстве параметров  $e \times b_n$  существуют области с отрицательными значениями суммарной энергии  $dW < 0$ . Это означает, что для таких токовых слоёв энергия, выигрываемая от слипания токовых нитей, превосходит энергию, которую необходимо затратить на возмущение магнитного поля и изменение траекторий частиц. Для таких токовых слоёв возможно развитие тиринг неустойчивости.

При этом было показано, что развитие тиринг неустойчивости наиболее вероятно для тонких токовых слоёв ( $e \ll 1$ ). Область значений нормальной компоненты магнитного поля для токовых слоёв с  $dW < 0$  находится в пределах  $0.05 < b_n < 0.4$ .

Сама возможность существования тиринг неустойчивости обеспечена наличием сильных градиентов плотности тока в центре ТС. Данное обстоятельство позволяет говорить о ином, нежели у токового слоя Харриса, распределении скоростей частиц по пространству. То есть, если для токового слоя Харриса выполнялось соотношение

$j_y(z)/n_0(z) = const$ , то для рассматриваемой модели анизотропного ТТС  
 $\max_{-L < z < L} j_y(z)/n_0(z) = j_y(0)/n_0(0)$ .

Проведя исследование возможности развития тиринг неустойчивости в токовых слоях с захваченными частицами, можно сделать следующие выводы. Для тонких токовых слоёв ( $e \ll 1$ ) появление популяции захваченных частиц не столь существенно влияет на возможность развития тиринг неустойчивости, как для токовых слоёв с толщиной  $L \sim r_i$ . Но в любом случае, наличие захваченных частиц препятствует развитию тиринг неустойчивости за счёт уменьшения градиента плотности тока в центре токового слоя.

### Список литературы

1. Harris E.G. On a plasma sheath separating regions of oppositely directed magnetic fields // Nuovo Chimento. 1962. Vol. 23. P. 115-119.
2. Laval G., Pellat R., Vuillemin M. Instabilités électromagnétiques des plasmas sans collisions in: Plasma Physics and Controlled Fusion Research. 1966. Vol. II. P. 259-276. International Atomic Energy Agency. Vienna.
3. Pellat R., Coroniti F.V., Pritchett P.L. Does ion tearing exist? // Geophys. Res. Lett. 1991. Vol. 18. P. 143-146.
4. Schindler K., Pfirsch D., Wöbig H. Stability of two-dimensional collision-free plasmas // Plasma Physics. 1973. Vol. 15. P. 1165-1184.
5. Sitnov M.I., Zelenyi L.M., Malova H.V., Sharma A.S. Thin current sheet embedded within a thicker plasma sheet: self-consistent kinetic theory // J. Geophys. Res. 2000. V.105. N A6. P. 13029-13044.
6. Zelenyi L.M., Delcourt D.C., Malova H.V., Sharma A.S. 2002. "Aging" of the magnetotail thin current sheets // Geophys. Res. Lett. Vol. 29. N 12. P. 49-1 – 49-4.
7. Zelenyi L.M., Malova H.V., Popov V.Yu., Delcourt D., Sharma A.S. Nonlinear equilibrium structure of thin currents sheets: influence of electron pressure anisotropy // Nonlinear Processes in Geophysics. 2004. Vol. 11. P. 1-9.

**ВЛИЯНИЕ НОРМАЛЬНОЙ КОМПОНЕНТЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА  
РАЗВИТИЕ СИММЕТРИЧНОЙ КИНК-МОДЫ**

**INFLUENCE OF THE NORMAL COMPONENT OF MAGNETIC FIELD ON  
DEVELOPMENT OF SAUSAGE INSTABILITY**

*А.В.Артемов<sup>1,2</sup>, Л.М.Зелёный<sup>1</sup>, В.Ю.Попов<sup>1,2</sup>, Х.В.Малова<sup>1,3</sup>*

<sup>1</sup>*Институт космических исследований РАН*

<sup>2</sup>*Физический факультет МГУ им. Ломоносова*

<sup>3</sup>*Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Скобелева МГУ*

In this work we show that the polarization of the perturbed vector potential can influence the sausage instability in the current sheet with nonzero normal component of the magnetic field. Development of sausage instability in isotropic and anisotropic current sheets is discussed on term of the generalized energy principle.

Вопрос существования кинк и sausage неустойчивостей (Рисунок 1) в токовом слое, описываемом изотропной моделью Харриса [3] с нулевой нормальной компонентой магнитного поля  $B_z$ , ранее рассматривался как в гидродинамическом приближении [2], так и с использованием уравнений Власова-Максвелла в линейном приближении [5, 1]. Предполагалось, что возмущённый вектор-потенциал  $\mathbf{A}(z, y) = \mathbf{A}(z) \exp(-itw +iky)$  имеет две компоненты  $\mathbf{A} = A_y \mathbf{e}_y + A_z \mathbf{e}_z$ , связанные соотношением  $div\mathbf{A} = 0$ . Развитие неустойчивости обеспечивалось механизмом Ландау, при котором энергия частиц передавалась волновому возмущению. Взаимодействующими с волной частицами являлись как электроны, так и ионы. В центре токового слоя действие на них со стороны малого магнитного поля  $B_x \sim B_0 z$  оказывается пренебрежимо мало, вследствие чего в этой области их траектории можно считать прямолинейными  $y = v_y t$ . Если при этом скорости частиц сопоставимы с фазовой скоростью волны  $v_y \sim w/k$ , то такие частицы оказываются резонансными, т.е. именно они участвуют в энергетическом обмене с волновым возмущением и отвечают за развитие неустойчивости.

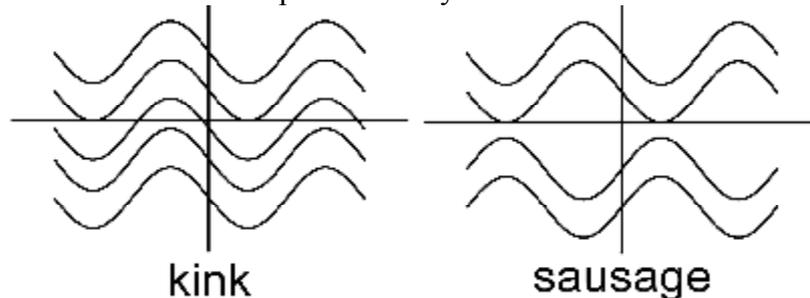


Рис.1. Силовые линии магнитного поля для симметричной (sausage) и асимметричной кинк мод.

Для данного типа неустойчивости могут существовать две моды: симметричная и несимметричная. Симметричная мода называется sausage ( $A(z) = A(-z)$ ), несимметричная – kink-модой ( $A(z) = -A(-z)$ ). Для токового слоя Харриса, в отсутствие нормальной компоненты магнитного поля  $B_z$ , проводилось моделирование обоих типов неустойчивостей, например, в работах [4, 8, 11]. Было показано, что, в отличие от разрывной неустойчивости [7], kink и sausage неустойчивости могут существовать и развиваться в токовом слое Харриса в широком диапазоне параметров.

В данной работе проводится анализ механизмов, влияющих на развитие sausage неустойчивости в токовом слое Харриса, если в системе учесть наличие нормальной компоненты магнитного поля  $B_z$ . В работе будут затронуты также вопросы

существования и развития sausage неустойчивости для модели анизотропного тонкого токового слоя (АТТС) [10].

**Токовый слой Харриса.** В токовом слое Харриса функции распределения частиц по скоростям заданы в виде смещённого теплового распределения Максвелла  $f_j = n_0 \cosh^{-1}(z/L) \exp\left\{-\left[v_x^2 + (v_y - u_j)^2 + v_z^2\right]v_{Tj}^{-2}\right\}$ , где  $u_j = (2cT_j)/(eB_0L)$  – скорость дрейфа частиц сорта  $j = e, i$ . Параметр  $T_j$  обозначает температуру частиц,  $v_{Tj}$  – среднюю тепловую скорость, величина  $B_0$  обозначает магнитное поле  $B_x$  на бесконечности,  $L$  обозначает толщину токового слоя. Введём безразмерный параметр  $e = L/r_i$ , где  $r_i = (m_i v_{Ti} c)/(eB_0)$ . Будем рассматривать возмущение векторного потенциала следующего вида  $\mathbf{A}_1 = \mathbf{A}_1(z) \exp(-i\omega t +iky)$  и пренебрежем возмущением скалярного потенциала. В этом случае возмущение функции распределения частиц сорта  $j = e, i$  примет вид:

$$f_{1j} = -\left(q_j/m_j c\right) \int_{-\infty}^t \left(i\omega \mathbf{A}_1 + [\mathbf{v} \times \text{rot } \mathbf{A}_1]\right) \partial_v f_j dt \quad (1)$$

Для токового слоя Харриса произведение  $(i\omega \mathbf{A}_1 + [\mathbf{v} \times \text{rot } \mathbf{A}_1]) \partial_v f_j$  можно записать в виде:

$$\left(i\omega \mathbf{A}_1 + [\mathbf{v} \times \text{rot } \mathbf{A}_1]\right) \partial_v f_j = -\left(m_j/T_j\right) \left(i\omega \mathbf{A}_1 \mathbf{v} + u_j \hat{\mathbf{E}}_0 A_{1y} - u_j (ikv_z A_{1z} + ikv_x A_{1x} + ikv_y A_{1y})\right) \quad (2)$$

Здесь введено обозначение:  $\hat{\mathbf{E}}_0 = d/dt$ . Интегрируя по времени и учитывая отсутствие электронного вклада в резонансное взаимодействие, получаем возмущённую функцию распределения ионов  $f_{1i} = (e/T_i c) \left\{u_i A_{1y} - \mathbf{A}_1 \mathbf{v} (ku_i - w)/(kv_y - w)\right\} f_i$  и электронов  $f_{1e} = -(e/T_e c) u_e A_{1y} f_e$ . Таким образом, возмущённые токи равны

$$j_{1a} = d_{ay} j_y A_{1y} \sum_j \left(u_j q_j / T_j c\right) - \left(e^2 / T_i c\right) \int v_a^2 (ku_i - w) / (kv_y - w) f_i A_{1a} d^3 v,$$

где  $a = x, y, z$ . Теперь, считая, что  $w^2/k^2 c^2 \ll 1$ , получаем уравнения для возмущённого вектор-потенциала:

$$\partial_z^2 A_{1a}(z) - k^2 A_{1a} = \sum_j \left(u_j q_j / T_j c\right) d_{ay} j_y A_{1y} - \left(e^2 / T_i c\right) \int v_a^2 (ku_i - w) / (kv_y - w) f_i A_{1a} d^3 v \quad (3)$$

Как видно из уравнений (3), в выражение для каждой компоненты возмущённого вектор-потенциала входит только одна компонента  $A_{1a}$ . Это означает, что все компоненты вектор-потенциала линейно независимы. Учитывая нормировку  $\text{div} \mathbf{A} = 0$ , получаем, что в системе может независимо распространяться возмущение с двумя различными поляризациями:  $\mathbf{A}_1 = \{0, A_{1y}, A_{1z}\}$  и  $\mathbf{A}_1 = \{A_{1x}, 0, 0\}$ . Поляризация  $\mathbf{A}_1 = \{0, A_{1y}, A_{1z}\}$  рассматривалась в работах [5, 1]. При таком типе поляризации возмущёнными оказываются следующие компоненты полей:  $E_{1y} = -(i\omega/c) A_{1y}$ ,  $B_{1x} = -\partial_z A_{1y} - k^2 \int_{-\infty}^z A_{1y} dz$ .

При этом влияние магнитного поля  $B_z$  на систему будет заключаться в следующем: будучи замагниченными этим полем, электроны не смогут участвовать в резонансном взаимодействии с волной неустойчивости. При этом развитие неустойчивости будет обеспечиваться взаимодействием ионов, для которых поле  $B_z \ll B_0$  слишком мало, чтобы существенно изменить их траектории в центральной области токового слоя. Наше рассмотрение аналогично оценке из работы [5], но отличается от нее тем, что ток  $j^{res} \sim \int v_a^2 (ku_j - w) / (kv_y - w) f_e d^3 v$  не принят во внимание. На рисунке 2 проведено сравнение полученных результатов с работой [5]. Как видно из рисунка, в случае поляризации возмущения  $\mathbf{A}_1 = \{0, A_{1y}, A_{1z}\}$ , полученные результаты для модели токового

слоя Харриса с  $B_z = 0$  и для изотропной модели с  $B_z \neq 0$  не сильно различаются между собой.

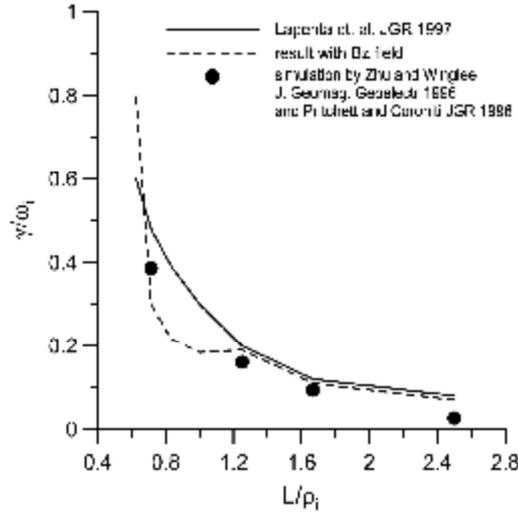


Рис.2. Инкремент неустойчивости как функция относительной толщины токового слоя. Сплошной линией показаны результаты для слоя Харриса [5], пунктирной - для слоя Харриса с  $B_z \neq 0$ , точками нанесены результаты моделирования [11].

Теперь рассмотрим поляризацию возмущения  $\mathbf{A}_1 = \{A_{1x}, 0, 0\}$ . Для этого случая возмущёнными оказываются компоненты поля  $E_{1x} = -i(w/c)A_{1x}$ ,  $B_{1y} = \partial_z A_{1x}$  и  $B_{1z} = -ikA_{1x}$ . Так как электроны замагничены полем  $B_z$ , то возмущение этого поля должно менять распределение электронов в пространстве. В этом случае необходимо учитывать возмущение скалярного потенциала  $\Delta j_1 = 4pedn$ . Чтобы получить уравнение для возмущённого вектор потенциала  $A_{1x}$  с учётом возмущения  $j_1$ , воспользуемся энергетическим балансом  $\partial_t \int (\mathbf{B}_1^2 + \mathbf{E}_1^2) dt = -8p \int (\mathbf{j}_1 \mathbf{E}_1) dt$ . Теперь учтём, что возмущённая плотность тока равна  $\mathbf{j}_1 = e \int \mathbf{v} (f_{1i} + f_{1e}) d^3v$ , где

$$f_{1i} = (\partial f_{1i} / \partial A_0) A_{1y} + f_{1i}^{res}, \quad f_{1e} = (\partial f_{1e} / \partial A_0) A_{1y} + f_{1e}^{\%} \quad (4)$$

Здесь возмущение функции распределения  $f_{1e}^{\%}$  вызвано возмущением скалярного потенциала (при изменении концентрации электронов), а  $f_{1i}^{res}$  отвечает за резонансное взаимодействие ионов с волной неустойчивости. При записи равенств (4) мы пренебрегли возмущением ионной функции распределения, вызванной возмущением скалярного потенциала, что для ионов справедливо в силу их слабой замагниченности. Далее воспользуемся соотношением  $df_{1e}^{\%}/dt = -(\mathbf{v} \mathbf{E}_1) (\partial f_{0e} / \partial H_{0e})$  ( $H_{0e}$  - полная невозмущённая энергия электронов), полученным в работе [6]. Учитывая замагниченность электронов ( $n_{1e}/n_0 = B_{1z}/B_0$ ) и пренебрегая возмущением энергии электрического поля  $\int \mathbf{E}_1^2 dt$ , получаем следующее энергетическое соотношение:

$$\partial_t \int (|\partial_z A_{1x}|^2 + k^2 |A_{1x}|^2 - 4p/c j_i^{res} |A_{1x}|^2 + (T_e n_0 / B_z^2) k^2 |A_{1x}|^2) dt = 0 \quad (5)$$

Здесь также было учтено, что  $\int f_{1e}^{\%} d^3v = n_{1e}$ . Найдём вариацию уравнения (5) по вектор-потенциалу  $A_{1x}$  для нахождения собственных векторов уравнения (5):

$$\partial_z^2 A_{1x} - k^2 (1 + T_e n_0 / B_z^2) A_{1x} + A_{1x} (4pe^2 / T_e c^2) \int v_x^2 (k v_j - w) / (k v_y - w) f_i d^3v = 0 \quad (6)$$

Перепишем уравнение (6) в интегральном виде, учитывая, что  $d/dt \approx (\partial/\partial t + v_y \partial/\partial y)$  в центральной области токового слоя:

$$\partial_z^2 A_{1x}(z, t) - \left[ k^2 (1 + T_e n_0 / B_z^2) + e^2 U_i \right] A_{1x}(z, t) - e^2 U_i \mathcal{Y}_x(z, t) L^{-2} \cosh^{-2}(z/L) = 0 \quad (7)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\mathcal{Y}_x = \int_0^t A_{1x}(t') \Gamma(t-t') dt' - A_{1x}(t=0) g(t)$$

$$\Gamma(t-t') = ikL/\sqrt{p} \int (v_y - u_i)/v_{Ti} \exp\left(-i(v_y/v_{Ti})kLw_i(t-t') - (v_y - u_i)^2/v_{Ti}^2\right) d(v_y/v_{Ti}) \quad (8)$$

$$g(t) = 1/\sqrt{p} \int \exp\left(-i(v_y/v_{Ti})kLw_i(t-t') - (u_i - v_y)^2/v_{Ti}^2\right) d(v_y/v_{Ti})$$

$U_i$  обозначает функцию, равную единице в центральной области токового слоя и нулю вне её,  $w_i = v_{Ti}/r_i$ . Уравнение (7) в момент времени  $t=0$  можно переписать в виде  $\partial_z^2 A_{1x} - U(z)A_{1x} = 0$ , где  $U(z) = k^2(1 + T_e n_0/B_z^2) > 0$ . Уравнение такого типа не имеет дискретного спектра решений. Поэтому sausage-возмущение с рассматриваемой поляризацией не может существовать в токовых слоях с симметричным распределением частиц по скоростям в направлении  $X$  ( $j_x = 0$ ). Решение уравнения (8) показывает, что зависимость от времени амплитуды  $y_x = \int A_{1x} dz$  является убывающей, что противоположно поведению функции  $y_y = \int A_{1y} dz$  при поляризации  $\mathbf{A}_1 = \{0, A_{1y}, A_{1z}\}$  (Рисунок 3), то есть у поляризации  $\mathbf{A}_1 = \{A_{1x}, 0, 0\}$  будут отрицательный инкремент.

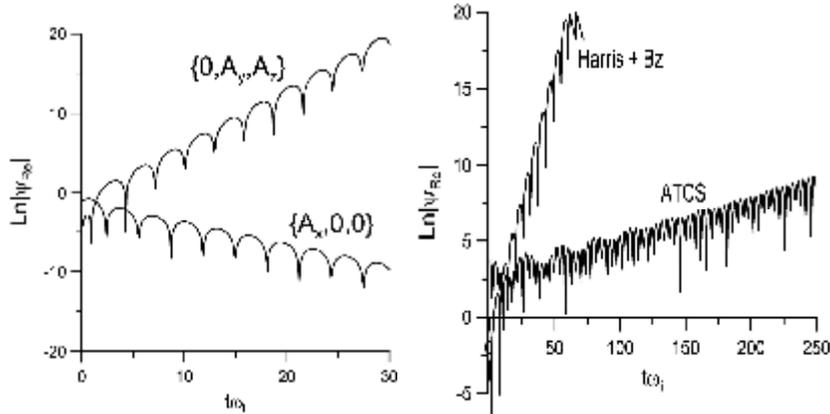


Рис.3. Слева амплитуды возмущённых вектор потенциалов  $y_x = \int A_{1x} dz$  и  $y_y = \int A_{1y} dz$  для двух типов поляризации в токовом слое Харриса с  $B_z \neq 0$ . Справа амплитуды возмущённых вектор потенциалов  $y = \int A_{1y} dz$  для токового слоя Харриса с  $B_z \neq 0$  и АТТС.

### Анизотропный тонкий токовый слой

Следует отметить, что учет ненулевой нормальной компоненты магнитного поля в модели Харриса, общепринятый в исследованиях устойчивости, превращает ее в несамосогласованную модель и делает результаты многих ранее опубликованных работ некорректными, т. к. при  $B_z \neq 0$  за конечное время  $t \sim m_i c / e B_z$  устанавливается новое распределение – анизотропный токовый слой, который уже имеет детерминированную толщину  $L \leq r_i$  [9]. Для более адекватного подхода рассмотрим устойчивость самосогласованной модели АТТС [10]. В рассматриваемой модели уравнение для компоненты возмущённого вектор-потенциала  $A_{1y}$  принимает вид:

$$\partial_z^2 A_{1y} = \left( k^2 + \Theta \left( \partial j_y / \partial A_0 \right) \right) A_{1y} - \Theta J^{res}(t) \quad (9)$$

Здесь  $J^{res} = iU_i \int_0^t F(t-t') A_{1y}(t') dt + A_{1y}(t) \mathcal{F}^{\%}(t)$ , и  $\Theta = (T_i n_0 8p) / (B_0^2 m^{-2/3})$ ,  $k = kL$ ,

$z = z/L$ . Параметр  $e$  определяет анизотропию источников ионов ( $e = v_D / v_{Ti}$ ,  $v_D$  – скорость дрейфа ионов в источниках) и связан с толщиной токового слоя соотношением  $L = e^{1/3} r_i$ . Функции под интегралом равны  $F(t) = \partial j_2^{\%} / \partial A_0$  и  $\mathcal{F}^{\%}(t) = \partial j_1^{\%} / \partial A_0$ , где:

$$j_n^{\%} = \int_{-\infty}^{\infty} w^n \exp(-iwt) \mathcal{J}^{\%}(w) dw, \quad \mathcal{J}^{\%}(w) = n_0^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} f_i dv_z dv_x \quad (10)$$

$A_0(z)$  является  $Y$  компонентой невозмущённого вектор потенциала. Уравнение (10) выводится аналогично уравнению (4), но так как функция распределения ионов для АТТС определяется сложнее, чем для токового слоя Харриса, часть интегралов и производных берётся не аналитически, а численно.

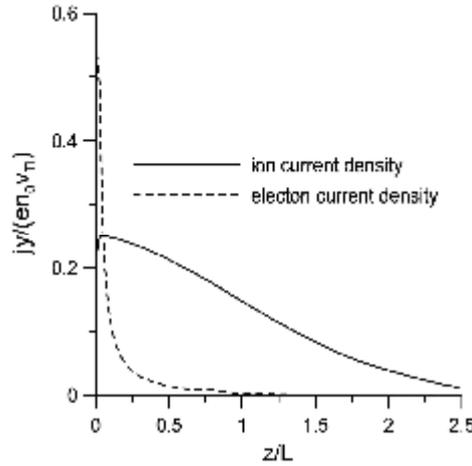


Рис.4. Профили электронной и ионной плотности токов для АТТС.

В отличие от токового слоя Харриса, в АТТС профили электронного и ионного токов не совпадают (Рисунок 4), вследствие чего в свободную энергию  $\partial j_y / \partial A_0$  значительный вклад вносят именно электронные токи, с более резкими градиентами в центре токового слоя. Резонансный ток  $J^{res}$ , напротив, обеспечен только ионной популяцией. В силу этого соотношение  $\left\| J^{res} \left( \partial j_y / \partial A_0 \right)^{-1} A_{1y}^{-1} \right\|$  для АТТС мало по сравнению с аналогичным соотношением для токового слоя Харриса, что может способствовать возникновению различий в значениях собственных частот  $w$  sausage неустойчивости (Рисунок 3).

### Выводы

В данной работе проведён анализ развития sausage неустойчивости для токового слоя Харриса в присутствии нормальной компоненты магнитного поля. Численно показано, что для поляризации  $\mathbf{A}_1 = \{A_{1x}, 0, 0\}$  инкремент  $g \sim \partial_t \ln |y| < 0$  отрицателен, а для поляризации  $\mathbf{A}_1 = \{0, A_{1y}, A_{1z}\}$  значение инкремента положительно.

Для АТТС при поляризации  $\mathbf{A}_1 = \{0, A_{1y}, A_{1z}\}$  инкремент неустойчивости положителен, но его величина меньше инкремента неустойчивости для токового слоя Харриса. Этот эффект вызван сильным вкладом электронов в плотность тока в центральной области токового слоя для АТТС, в результате чего, именно  $j_y^{(elect)}$  даёт наибольший вклад в адиабатическую часть возмущённого тока  $j^{ad} = \left( \partial j_y / \partial A_0 \right) A_{1y}$ . Так как

резонансное взаимодействие с волной неустойчивости обеспечивает только ионная компонента, то отношение  $\|J^{res}/j^{ad}\|$  для АТТС получается много меньше, чем аналогичное соотношение для изотропных токовых слоёв, а именно это отношение определяет величину инкремента  $g = \text{Im } w$ .

Эта работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 05-02-17003, 06-02-72561, и грантом Научных школ НШ-5359.2006.2.

#### Список литературы

1. Buchner J. and Kuska J.-P. Sausage mode instability of thin current sheets as a cause of magnetospheric substorms // *Ann. Geophys.* 1999. Vol.17. P. 604-612.
2. Daughton W. Two-fluid theory of the drift kink instability // *J. Geophys. Res.* 1999. Vol. 104, N. A12. P. 28,701-28,707.
3. Harris E.G. On a plasma sheath separating regions of oppositely directed magnetic fields // *Nuovo Chimento.* 1962. 23, 115-119.
4. Karimabadi H., Pritchett P.L., Daughton W. and Krauss-Varban D., 2003. Ion-ion kink instability in the magnetotail: 2. Three-dimensional full particle and hybrid simulations and comparison with observations // *J. Geophys. Res.*, vol. 108, N. A11, 1401, doi: 10.1029/2003JA010109
5. Lapenta G. and Brackbill J.U., A kinetic theory for the drift-kink instability // *J. Geophys. Res.* 1997. Vol. 102, N A12. P. 27,099-27,108.
6. Laval G., R. Pellat, M. Vuillemin. Instabilités électromagnétiques des plasmas sans collisions in: *Plasma Physics and Controlled Fusion Research.* 1966.vol.II, p. 259-276, International Atomic Energy Agency, Vienna.
7. Pellat, R., Coroniti, F. V. and Pritchett, P. L., Does ion tearing exist? // *Geophys. Res. Lett.* 1991. V.18. P. 143–146.
8. Pritchett P.L., Coroniti F.V. and Decyk V.K., Three-dimensional stability of thin quasi-neutral current sheets. *J. Geophys. Res.* 1996. Vol. 101, N. A12. P. 27,413-27,429.
9. Zelenyi L. M., M.I. Sitnov, H. V. Malova, and A.S. Sharma. Thin and superthin ion current sheets. Quasi-adiabatic and nonadiabatic models // *Nonlinear Processes in Geophysics.* 2000. Vol. 7, 127-139.
10. Zelenyi L. M., H. V. Malova, V. Yu. Popov, D. Delcourt, and A.S. Sharma, Nonlinear equilibrium structure of thin currents sheets: influence of electron pressure anisotropy // *Nonlinear Processes in Geophysics.* 2004. Vol. 11, 1-9.
11. Zhu Z. and Winglee R.M., Tearing instability, flux ropes, and the kinetic current sheet kink instability in the Earth's magnetotail: A three-dimensional perspective from particle simulations // *J. Geophys. Res.* 1996. Vol. 101, N. A3, P. 4885-4897.

# ИЗМЕНЕНИЯ В ЭКВАТОРИАЛЬНОЙ ИОНОСФЕРЕ ВО ВРЕМЯ СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ БУРЬ

## CHANGES IN THE EQUATORIAL IONOSPHERE DURING STRONG GEOMAGNETIC STORMS

*Э.И. Астафьева<sup>1</sup>, П.В. Татаринов<sup>1</sup>, К.С. Паламарчук<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>*Институт солнечно-земной физики СО РАН,*

<sup>2</sup>*Department of Mineral Resources Engineering, Technical University of Crete, 73100, Chania, Crete, Greece.*

Ionosphere response to the strongest geomagnetic storms on September 7-8, 2002 and November 20-21, 2003 was analyzed using the data of global ionosphere maps, altimeter data from the Jason-1 and TOPEX satellites and the data of GPS receivers on board CHAMP and SAC-C satellites. It is shown that after the interplanetary magnetic field turns southward and intensifies, the crests of the equatorial ionization anomaly (EIA) travel poleward and TEC value within the EIA area increases significantly (up to 120-180 TEC units). GPS data from SAC-C satellite show that during the main phase of geomagnetic storms TEC value from the altitude of 705 km up to the GPS satellite orbit is 2-3 times higher than during undisturbed conditions. These effects of dayside ionospheric uplift occur owing to the «super-fountain effect» [9] and last few hours while the enhanced interplanetary electric field impinge on the magnetopause.

### 1. Введение

Исследованию отклика ионосферы на геомагнитные возмущения посвящено немало работ [2, 3, 4, 7, 10]. Основное внимание исследователей было сосредоточено на ионосфере средних и высоких широт, поэтому наши знания о развитии ионосферной бури в области экваториальной аномалии (ЭА) все еще недостаточны [2]. Между тем, процессы в ЭА представляют огромный интерес для геофизики, т.к. служат индикатором взаимодействий солнечного ветра, магнитосферы и ионосферы.

Во время главной фазы магнитных бурь, когда вектор  $V_z$  межпланетного магнитного поля (ММП) приобретает южное направление, проникающие в низкоширотную ионосферу межпланетные электрические поля приводят к усилению электрических полей восточного направления [2, 7, 9]. Усиленный таким образом электродинамический дрейф ( $\mathbf{E} \times \mathbf{V}$ ) приводит к подъему ионосферной плазмы до высот 800-1000 км над экватором. Дрейфуя вдоль магнитных силовых линий, наклон которых увеличивается по мере удаления от геомагнитного экватора, эта плазма достигает значений магнитной широты  $\pm 30^\circ$  (дневной «супер-фонтан-эффект» [9, 10]). Фотоионизация нижней F-области ионосферы производит «новую» плазму, которая возмещает поднятую вверх под действием ( $\mathbf{E} \times \mathbf{V}$ ) дрейфа, что приводит к увеличению полного электронного содержания (ПЭС) [9].

Явление «супер-фонтан-эффекта» было впервые подтверждено экспериментально для магнитной бури 5-6 ноября 2001 г в [9]. Одновременно с повышением ионизации во время магнитных бурь наблюдалось также значительное (до  $10^\circ$ ) смещение гребней ЭА в полярном направлении [3, 7, 9, 10].

Однако к настоящему времени проведено недостаточно исследований, в которых описанные явления были зарегистрированы одновременно. Целью данной работы является анализ отклика ионосферы на магнитные бури 7-8 сентября 2002 г. и 20-21 ноября 2003 г. с одновременным использованием данных спутниковых высотометров TOPEX и Jason-1, GPS-измерений ПЭС на ИСЗ CHAMP и SAC-C, а также данных глобальных ионосферных карт ПЭС.

## 1. Методы обработки данных

Глобальные ионосферные карты (GIM) содержат данные вертикального ПЭС с пространственным разрешением  $2.5^\circ$  по широте и  $5^\circ$  по долготе («ячейка» GIM). Временное разрешение составляет 2 часа. Технология вычисления карт по данным глобальной сети станций GPS и подробно описана в работах [6, 8].

Двухчастотные спутниковые высотомеры TOPEX и Jason-1 предоставляют 1-с измерения вертикального ПЭС от водной поверхности на Земле до высоты 1330 км [5, [http://www.aviso.oceanobs.com/html/missions/welcome\\_uk.html](http://www.aviso.oceanobs.com/html/missions/welcome_uk.html)]. Параметры орбиты приведены в Таблице 1. Основное назначение высотомеров - измерение высоты поверхности океана, данные при пролетах над сушей не могут быть использованы для восстановления ПЭС. Данные высотомеров оказывают неоценимую помощь при наблюдениях в тех местах, где наземных средств наблюдения за ионосферой недостаточно, например, над океанами.

CHAMP является проектом геофизической обсерватории GFZ в Потсдаме (<http://op.gfz-potsdam.de/champ>), спутник перемещается практически на высоте главного максимума ионосферы (Таблица 1) в меридиональном направлении, что позволяет оценить вклад ПЭС верхней ионосферы во всем диапазоне широт. Метод определения ПЭС по данным бортового приемника GPS описан в [1].

SAC-C является совместным проектом США, Аргентины, Бразилии, Дании, Италии и Франции (<http://www.gsfc.nasa.gov/gsfcservice/gallery/factsheets/spacesci/sac-c.html>). Высота орбиты спутника составляет 705 км (Таблица 1), поэтому GPS данные SAC-C позволяют оценить ПЭС в интервале высот от 705 км до 20200 км.

Таблица 1. Параметры орбит спутников TOPEX, Jason-1, CHAMP, SAC-C.

Спутник	Высота орбиты, км	Наклонение орбиты	Период обращения, мин
TOPEX	1336	$66^\circ$	112
Jason-1	1330	$66^\circ$	112
CHAMP	430÷350*	$87^\circ$	91
SAC-C	705	$98^\circ$	99

\* - высота орбиты спутника CHAMP менялась с 430 км в 2001 году до 350 км в 2005 году

## 3. Отклик ионосферы на геомагнитные возмущения 7-8 сентября 2002 г. и 20-21 ноября 2003 г.

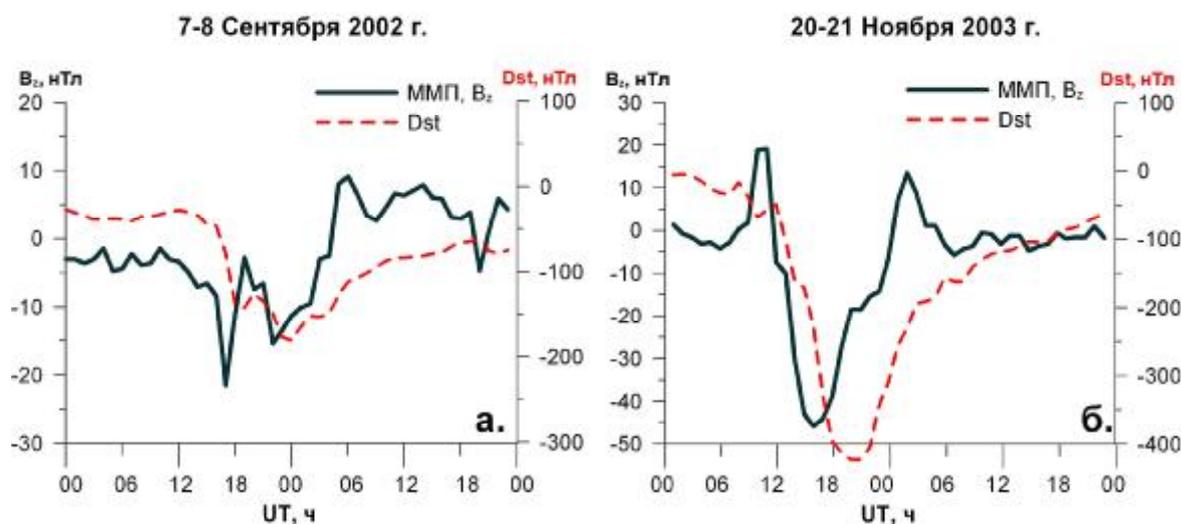


Рис.1. Изменения вектора  $B_z$  ММП (в координатах GSM) и индекса геомагнитной активности Dst во время магнитных бурь: а) 7-8 сентября 2002г.; б) 20-21 ноября 2003 г.

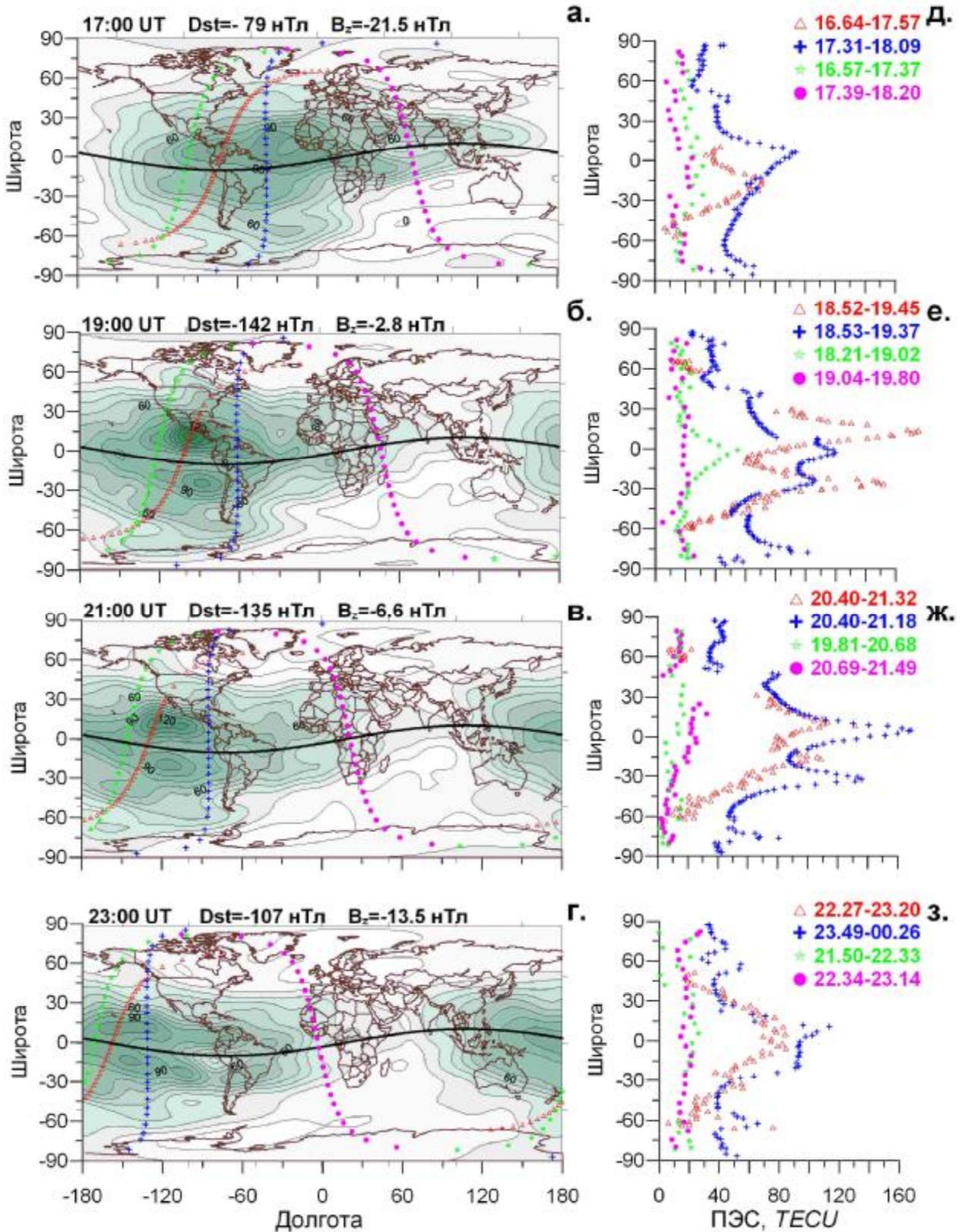


Рис.2. Изменения ПЭС 7-8 сентября 2002г. с 17:00 до 23:00 UT по данным GIM (а-г) и по данным измерений ПЭС на спутниковом высотометре Jason-1 (треугольники) и на спутниках CHAMP (крестики) SAC-C (звездочки и кружочки). Траектории пролетов спутников обозначены на панелях а-г.

Z-компонента вектора ММП во время магнитной бури 7-8 сентября характеризуется резкими скачкообразными изменениями от -22 до -2 нТл с 17 до 19 UT, и затем до -15 нТл к 22 UT (рис. 1а). Минимальное значение индекса Dst составляет 181 нТл к 00 UT 8

сентября. Изменение направления вектора  $V_z$  ММП, а также увеличение его абсолютного значения с 5 нТл в 12 UT до -46 нТл в 15 UT 20 ноября вызвало сильнейшую магнитную бурю с последующим уменьшением индекса геомагнитной активности Dst до -422 нТл в 20:00 UT (рис.16).

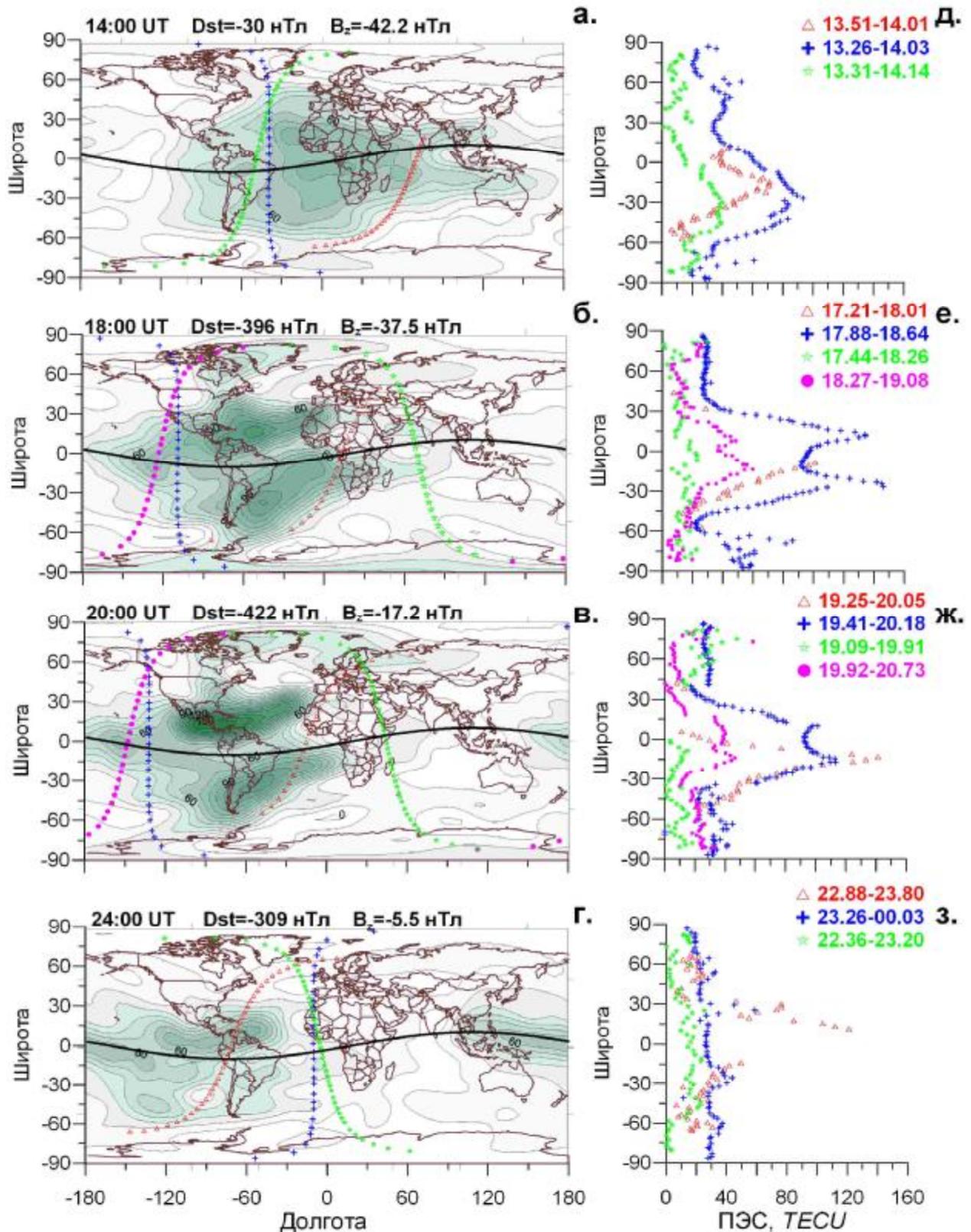


Рис.3. Изменения ПЭС 20 ноября 2003 г. с 14:00 до 24:00 UT по данным GIM (а-г) и по данным измерений ПЭС (д-з) на спутниковом высотометре TOPEX (треугольники), на спутниках CHAMP (крестики) и SAC-C (звездочки и кружочки).

На рис. 2, 3 а-г представлены глобальные карты вертикального ПЭС, на рис.2, 3 д-з

показаны значения ПЭС, измеренные с помощью CHAMP и SAC-C. Кроме того, для магнитной бури 2002 г. представлены измерения ПЭС, полученные с высотомера Jason-1; для магнитной бури 20-21 ноября 2003 г. – с высотомера TOPEX.

После резких изменений направления и величины вектора  $B_z$  ММП значение вертикального ПЭС над экватором возросло до 90-100 TECU к 17 UT 7 сентября 2002 г. (рис. 2 а, д) и до 80-90 TECU к 14 UT 20 ноября 2003 г. (рис. 3 а, д.). Дальнейшее уменьшение значения  $B_z$  привело к формированию двух гребней ЭА и их смещению в сторону полюсов от геомагнитного экватора. Одновременно с этим, значение ПЭС в гребнях увеличилось до 120-140 TECU по данным GIM (рис. 2б, 3б) и до 150-180 TECU по данным спутниковых измерений, траектории которых проходили вблизи центров гребней ЭА (рис. 2б,е и 3б,е). Особое внимание следует обратить на данные измерений спутника SAC-C (рис. 2 е, ж и 3 е, ж): значение ПЭС выше 705 км увеличилось до 45-50 TECU к 18 UT 7 сентября 2002 г. (рис. 2е) и до 50-60 TECU к 19 UT 20 ноября 2003 г (рис. 3е) при пролетах над экваториальной областью, что в 2-3 раза больше, чем в спокойных условиях.

На рис. 2 и 3 видно, что, несмотря на то, что характер изменений в ПЭС одинаков, для магнитной бури 20-21 ноября 2003 г. характерны более высокие значения ПЭС в гребнях ЭА, и большее расстояние их смещения от геомагнитного экватора. Этот процесс продолжается несколько часов; затем наступает стадия восстановления области ЭА.

На восстановительной стадии магнитной бури наблюдается смещение гребней ЭА ближе к геомагнитному экватору (до  $\pm 15^\circ$  геомагнитной широты, что соответствует положению гребней в магнитоспокойных условиях), а также уменьшение ПЭС (рис. 2 г, з и рис.3 г,з).

#### 4. Заключение

Использование данных спутниковых высотометров TOPEX и Jason-1, GPS-измерений ПЭС на ИСЗ CHAMP и SAC-C, а также данных глобальных ионосферных карт ПЭС позволило нам получить «трехмерную» визуализацию процесса перераспределения ионосферной плазмы – по широте, долготе и высоте.

Наиболее важным результатом анализа данных для магнитных бурь 7-8 сентября 2002 г. и 20-21 ноября 2003 г. является заметное увеличение ПЭС по измерениям спутника SAC-C, означающее подъем ионосферной плазмы выше 705 км вследствие дневного «супер-фонтан-эффекта». Кроме того, после резких изменений  $B_z$  ММП происходит увеличение ПЭС в гребнях ЭА. При этом гребни ЭА смещаются в сторону полюсов на расстояние порядка 5-10 градусов широты. Эти результаты согласуются с данными предыдущих исследований [3, 7, 10] и представляют ясно выраженное и убедительное экспериментальное подтверждение модели «супер-фонтан эффекта» [9].

Следует отметить, что карты GIM в целом хорошо отражают глобальную динамику ионосферной плазмы во время магнитных бурь. Однако, в моменты наиболее резких и глубоких изменений в магнитосфере и ионосфере в экваториальной области наблюдаются заметные отличия значений вертикального ПЭС, вычисленных по GIM от данных спутников CHAMP, SAC-C и спутниковых высотометров TOPEX Jason-1.

#### Благодарности

Авторы благодарны проф. Э.Л. Афраймовичу за интерес к работе и ценные замечания. Авторы благодарят сотрудников лаборатории CODE (<http://www.aiub.unibe.ch/ionosphere.html>) за глобальные ионосферные карты вертикального ПЭС.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 07-05-00127).

## Список литературы

1. Афраимович Э.Л., Татаринов П.В. Восстановление полного электронного содержания по данным двухчастотного GPS-приемника, установленного на борту низкоорбитального искусственного спутника Земли // Электронный журнал «Исследовано в России», 2005, <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2005/042.pdf>.
2. Abdu M.A., Sobral J.H.A., E.R. de Paula, Batista I.S. Magnetospheric disturbance effects on the Equatorial Ionization Anomaly: an overview // J. Atm. Terr. Phys. 1991. Vol.53, N8. 757-771.
3. Astafyeva E.I., Afraimovich E.L., Kosogorov E.A. Dynamics of total electron content distribution during strong geomagnetic storms // Advances in Space Research. 2007. DOI:10.1016/j.asr.2007.03.006 (Article in press)
4. Foster, J.C and Rideout, W. Midlatitude TEC enhancements during the October 2003 superstorm // Geophys. Res. Letters. 2005. V.32, 12, DOI 10.29/2004GL02719.
5. Fu, L.L., E.J. Christensen, C.A. Yamarone Jr., M. Lefebvre, Y. Menard, M. Dorrer and P. Escuder. TOPEX/Poseidon mission overview // J. Geophys. Res. 1994. V.99. P. 24396-24381.
6. Mannucci, A.J., Wilson, B.D., Yuan, D.N., Ho, C.M., Lindqwister, U.J. and Runge T.F. A global mapping technique for GPS-driven ionospheric TEC measurements // Radio Science. 1998.V.33. P.565-582.
7. Mannucci, A.J., Tsurutani, B.T., Iijima, B.A., Komjathy, A, Saito, A., Gonzalez, W.D., Guarneri, F.L., Kozyra, J.U. and Skoug, R. Dayside global ionospheric response to the major interplanetary events of October 29-30, 2003 “Halloween Storms”// Geophys. Res. Letters. 2005. V.32, 12, DOI 10.29/2004GL021467.
8. Schaer, S., Beutler, G., Rothacher, M. Mapping and predicting the ionosphere // Proceedings of the IGS AC Workshop, Darmstadt, Germany, February 9-11, 307-320, 1998.
9. Tsurutani, B., Mannucci A., Iijima, B., Abdu, M.A., Sobral, J.H.A., Gonzalez, W., Guarneri, F., Tsuda, T. et al. Global dayside ionospheric uplift and enhancement associated with interplanetary electric fields // J. Geophys. Res. 2004. V.109, A08302.
10. Zhao B., Wan W., Liu L. Responses of equatorial anomaly to the October-November 2003 superstorms // Ann. Geophys. 2005. V.23. P.693-706.

## 27-ДНЕВНЫЕ ВАРИАЦИИ ГЛОБАЛЬНОГО ЭЛЕКТРОННОГО СОДЕРЖАНИЯ ВО ВРЕМЯ 23-ГО ЦИКЛА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

### 27-DAY VARIATIONS OF GLOBAL ELECTRON CONTENT DURING 23<sup>rd</sup> CYCLE OF SOLAR ACTIVITY

Э.Л. Афраймович<sup>1</sup>, Э.И. Астафьева<sup>1</sup>, И.В. Живетьев<sup>2</sup>, Ю.В. Ясюкевич<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт солнечно-земной физики СО РАН,

<sup>2</sup>Институт космических исследований и распространения радиоволн, ДВО РАН

Global electron content (GEC) equals the total number of electrons in the near space, it is a new method of study the relation between solar activity and the ionosphere. In our paper we analyzed data for the period 1996-2006 and we found that the value of GEC changes follows variations of sunspot number and solar radiation UV and radio emission at 10.7-cm wavelength, showing 11-year and 27-day periodicities. 27-day variations of GEC are very similar to the ones of the index F10.7 and UV, but GEC undergoes a lagging of about of 2 days as compared to the values of the F10.7 index and UV. 27-day variations of GEC decrease from 8% to 3.5% as solar activity varies from its minimum to its maximum. These changes of relative amplitude of 27-day GEC variations agree well with the characteristics of active areas on the Sun.

#### 1. Введение

Ионосфера Земли является важной частью околоземного космического пространства, состояние которого определяется потоками солнечного излучения на различных длинах волн [1, 6, 7]. Начиная с классической работы [11] неоднократно предпринимались попытки восстановления характеристик солнечного излучения по данным наблюдений за состоянием ионосферы [9]. Необходимость решения этой проблемы по-прежнему актуальна.

В настоящее время мониторинг ионосферы осуществляется различными средствами наземного и спутникового радиозондирования [3]; чаще всего при этом определяются локальные характеристики ионосферы, которым присущи существенные глобальные отличия. Это затрудняет использование ионосферных данных для получения количественных характеристик солнечного излучения.

В ИСЗФ СО РАН предложен новый подход к решению проблем восстановления характеристик солнечного излучения путем определения глобального электронного содержания (ГЭС), равного полному количеству электронов в околоземном космическом пространстве, ограниченном высотой орбиты ИСЗ радионавигационной системы GPS (около 20200км) [2, 10]. Преимуществом такого подхода является то, что локальные особенности характеристик ионосферы нивелируются, в итоге выявляются закономерности, характеризующие динамику глобального электронного содержания.

#### 2. Метод определения глобального электронного содержания

Метод определения глобального электронного содержания основан на использовании разработанной в нескольких лабораториях (JPLG, США; CODG, Швейцария, и др.) технологии построения глобальных ионосферных карт. Глобальные карты полного электронного содержания (ПЭС), Global Ionospheric Maps – GIM, рассчитываются по данным международной сети приемников GPS [15, 18] в различных научных центрах. Пространственный диапазон карт GIM, представленных в сети Интернет [<ftp://cddisa.gsfc.nasa.gov/pub/gps/products/ionex/>] в стандартном формате IONEX, от 0° до 360° по долготе и от -90° до 90° по широте; размер элементарной ячейки GIM - 5° по долготе и 2.5° по широте. Для каждого момента времени с двухчасовым временным разрешением из файлов IONEX известны значения вертикального ПЭС  $I_{i,j}$ , где индексы  $i, j$  отмечают координаты (широту и долготу) ячейки GIM.

Глобальное электронное содержание  $G(t)$  вычисляется путем суммирования по всем ячейкам GIM значений ПЭС для каждой ячейки, умноженных на площадь ячейки GIM  $S_{ij}$  [2, 10]

$$G = \sum S_{i,j} \cdot I_{i,j} \quad (1)$$

Для удобства анализа динамики ГЭС авторами [2] предложена единица измерений GECU =  $10^{32}$  электронов.

Точность оценки ГЭС на один-два порядка выше точности определения ПЭС в одной ячейке GIM (СКО определения ПЭС в GIM-ячейке составляет от 10% до 20% [15, 18]), поскольку усреднение независимых значений ПЭС осуществляется по всему земному шару с общим количеством ячеек GIM, равным 5184. Это позволяет обнаружить колебания и тренды ГЭС весьма незначительной амплитуды, что невозможно при анализе ПЭС в отдельно взятой ячейке GIM.

### 3. Цикл солнечной активности

В качестве характеристики солнечной активности используется суммарная по всему солнечному диску величина потока УФ излучения Солнца  $U(t)$  в диапазоне 0.1–50 нм, измеренные на космической станции SEM/SOHO [14; [http://www.usc.edu/dept/space\\_science/semdatafolder/](http://www.usc.edu/dept/space_science/semdatafolder/)].

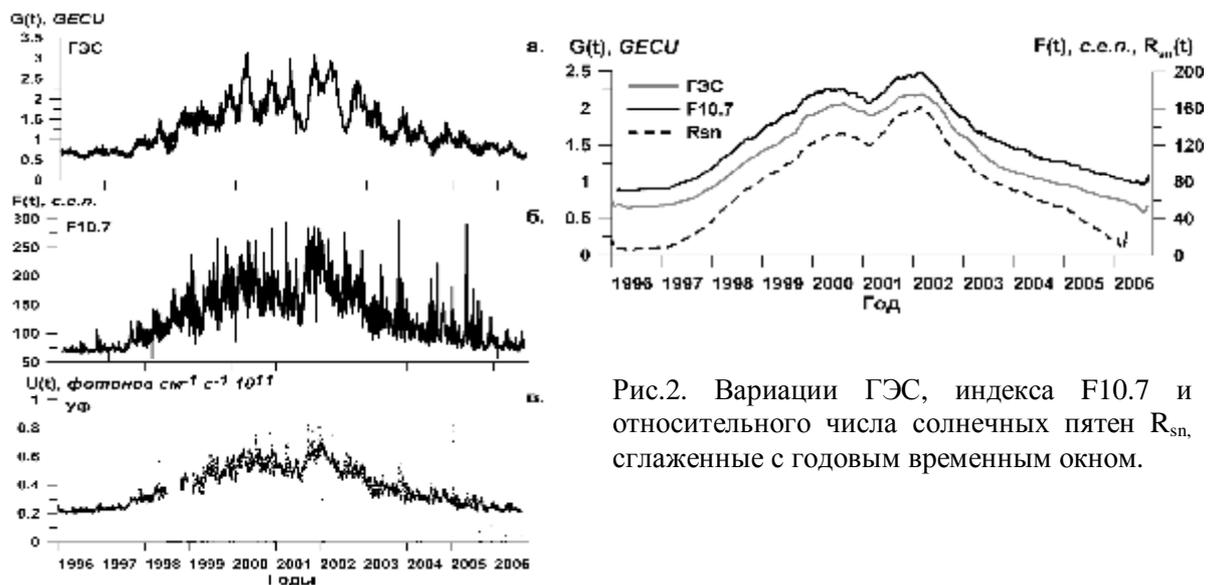


Рис.1. Вариации ГЭС, индекса солнечной активности F10.7 и потока УФ излучения в течение 23-го цикла солнечной активности.

Рис.2. Вариации ГЭС, индекса F10.7 и относительного числа солнечных пятен  $R_{sn}$ , сглаженные с годовым временным окном.

Величины ГЭС и УФ линейно зависимы с незначительным СКО  $\sim 20\%$ . Разброс регрессионной зависимости ГЭС и F10.7 существенно выше (СКО  $\sim 50\%$ ). Сравнение вариаций ГЭС с вариациями индекса солнечной активности F10.7 (рис. 1. а, б), показало, что зависимость  $G(t)$  находится в хорошем согласии с  $F(t)$ . Особенно хорошо это видно при сравнении зависимостей  $G(t)$  и  $F(t)$ , сглаженных с годовым временным окном (рис. 2; черная и серая кривые, соответственно). Там же для сравнения представлена сглаженная с годовым окном временная зависимость относительного числа солнечных пятен  $R_{sn}(t)$  (пунктирная кривая), которая демонстрирует хорошее согласие как с  $G(t)$ , так и с  $F(t)$ .

#### 4. 27-дневные вариации

Одним из важных факторов влияния солнечного излучения на состояние ионосферы является 27-дневная цикличность, обусловленная вращением Солнца. Изучению этого фактора посвящено немало работ [1, 5, 6, 12, 13]. Однако 27-дневная модуляция ионосферных параметров, измеренных в одном пункте, маскируется множеством других факторов, что затрудняет получение достоверных количественных характеристик влияния 27-дневной вариации УФ излучения Солнца на ионосферу.

На рис. 3 представлена динамика абсолютной амплитуды вариаций, полученной с помощью фильтрации исходных рядов в диапазоне периодов 20-40 дней. На рисунке изображены вариации абсолютной амплитуды ГЭС  $dG(t)$ , серые кривые; индекса солнечной активности F10.7  $dF(t)$ , черные кривые, и величины потока солнечного УФ излучения  $dU(t)$ , пунктирные кривые, за период с 1.06.2003 г. по 18.05.2004 г., включающего в себя промежуток времени, когда были зарегистрированы сильные гелиосферные возмущения октября-ноября 2003 г. [4].

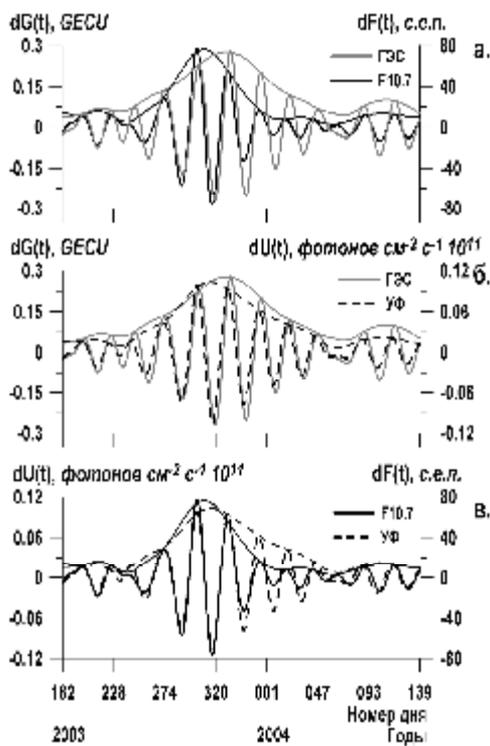


Рис.3. Отфильтрованные в диапазоне периодов 20-40 дней вариации ГЭС и индекса F10.7, ГЭС и УФ, F10.7 и УФ для периода с 1.06.2003 г. по 18.05.2004 г.

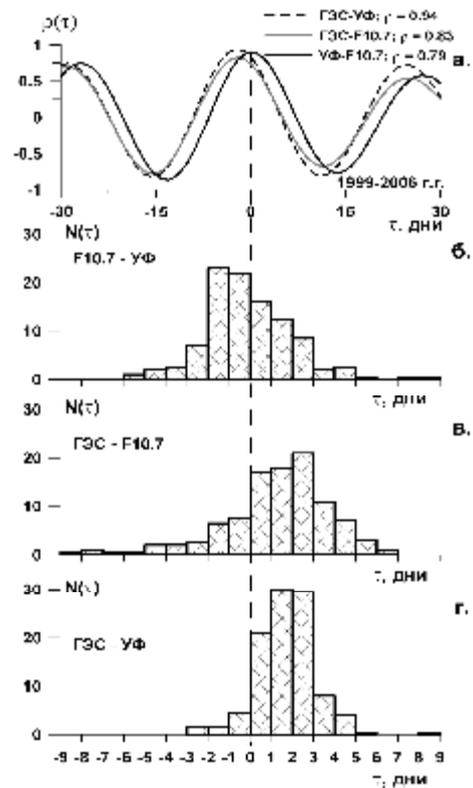


Рис.4. Корреляционная функция отфильтрованных в диапазоне периодов 20-40 дней вариаций ГЭС, УФ и F10.7. Гистограммы относительного запаздывания 27-дневных вариаций.

Корреляционный анализ данных для периода с 1999–2006 г.г. выявил высокую степень подобия 27-дневных вариаций рядов  $G(t)$ ,  $F(t)$  и  $U(t)$ , полученных путем фильтрации исходных рядов в диапазоне периодов 20-40 дней. Коэффициент корреляции между ГЭС и УФ достигает 0.94, коэффициенты корреляции между рядами ГЭС и F10.7, а также между F10.7 и УФ несколько ниже – 0.83 и 0.79 соответственно.

Рассмотрим более детально гистограммы относительного запаздывания 27-дневных вариаций  $N(\tau)$  между рядами  $dG(t)$ ,  $dF(t)$  и  $dU(t)$ , полученные для  $N=102$  оборотов Солнца (рис. 4, б-г). Наиболее вероятное и среднее значения запаздывания  $\tau=2$  дня, определенные

по гистограммам рис. 4в и 4г, близки к значению запаздывания максимума корреляционных функций  $\rho(\tau)$  рис. 4а. Однако разброс  $\tau$  между рядами  $dG(t)$  и  $dF(t)$  существенно больше разброса между  $dG(t)$  и  $dU(t)$ , что вполне согласуется с выводом о более тесной корреляции рядов ГЭС и УФ, чем ГЭС и F10.7 (см. выше).

Таким образом, 27-дневные вариации ГЭС запаздывают в среднем на 2 дня по сравнению с соответствующими вариациями F10.7 и УФ. Известно, что реакция ионосферы на изменения потока УФ излучения определяется постоянными времени ионизации и рекомбинации порядка часа [1, 6]. Запаздывание 27-дневных вариаций ГЭС относительно соответствующих изменений потока F10.7 и УФ может быть обусловлено существенно большими постоянными времени, характерными для термосферы, поскольку вариации ГЭС обусловлены не только изменениями солнечного ионизирующего излучения, но и процессами в термосфере. С увеличением потока солнечного излучения, который ионизирует ионосферу и нагревает термосферу, увеличивается температура и общая плотность атмосферы, изменяются скорость и направление нейтрального ветра [3]. Необходимо также учитывать, что временные масштабы изменений электронного содержания в плазмосфере Земли меняются в диапазоне от 2 до 5 дней [7]. Детальный анализ факторов, отвечающих за обнаруженную задержку 27-дневных вариаций, представляет собой довольно сложную задачу и выходит за рамки данной работы.

Весьма важной является оценка зависимости огибающей амплитуды 27-дневных вариаций  $G27(t)$  на протяжении цикла солнечной активности. На рис. 5б представлены временные зависимости  $G27(t)$  (серые кривые) и  $F27(t)$  (черные кривые) в течение 23-го цикла солнечной активности (1996-2006г.г.), сглаженные с временным окном 365 дней. Для сравнения на рис. 5а показаны сглаженные зависимости F10.7 (черная кривая), и суточное значение относительного числа солнечных пятен  $R_{sn}$  (пунктирная кривая) для периода с 1996 по 2006г.г. Максимальное отклонение относительной амплитуды  $G27(t)$  27-дневных вариаций ГЭС, сглаженных с временным окном 365 дней, меняется от 8% на подъеме и спаде солнечной активности до 2% в периоды максимума и минимума. Вместе с тем амплитуда 27-дневных вариации в периоды подъема и спада солнечной активности индекса F10.7 достигает 12-14% (рис. 5б).

Такая закономерность обусловлена особенностями активных образований на поверхности Солнца, число которых возрастает с увеличением солнечной активности [8, 16]. При этом уменьшается амплитуда 27-дневной модуляции потока ультрафиолетового излучения. В течение периода роста и особенно спада солнечной активности на поверхности Солнца образуются «вмороженные» интенсивные активные образования, которые могут существовать в течение нескольких оборотов Солнца [5, 8, 16]. При высоком уровне солнечной активности на поверхности Солнца образуется и постоянно перемещается большое количество активных образований. Несмотря на то, что при этом средняя амплитуда модуляции функции  $U(t)$  увеличивается, относительная амплитуда 27-дневных вариаций, наоборот, уменьшается. В период низкой солнечной активности, когда количество активных образований минимально (стремится к нулю), наблюдается минимальный уровень 27-дневной модуляции.

На рис. 6 изображены огибающие 27-дневных вариаций ГЭС, которые являются касательными к максимумам 27-дневных вариаций  $dG(t)$ ,  $dF(t)$  и  $dU(t)$ , показанных на рис. 3. Горизонтальной пунктирной линией показан уровень 0.5 от максимумов огибающих 27-дневных вариаций, стрелками изображены интервалы времени  $\Delta T$ , в течение которых значение огибающей превышало уровень 0.5. Значения  $\Delta T$  могут быть использованы для того, чтобы оценить время жизни «вмороженных» активных образований на Солнце, которые излучают в разных диапазонах длин волн. На рис. 6 видно, что интенсивность 27-дневных вариаций F10.7, УФ и ГЭС начала возрастать практически синхронно, с разницей в несколько дней. Уменьшение интенсивности

вариаций  $dG(t)$  и  $dU(t)$  происходило также синхронно, но с задержкой около 30 дней относительно вариаций  $dF(t)$ . Установленное запаздывание может быть связано с различием в происхождении и в пространственно-временных характеристиках излучения Солнца в УФ и радио диапазонах [17].

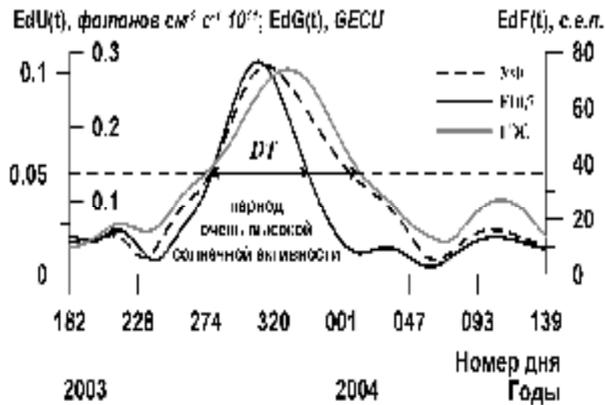


Рис. 6. Огибающая 27-дневных вариаций ГЭС, индекса F10.7 и УФ в период с 1.06.2003 г. по 18.05.2004 г.

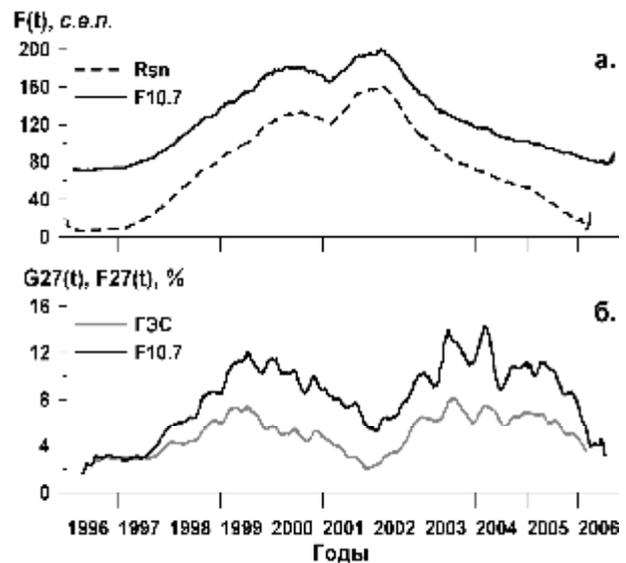


Рис. 5. Сглаженные с годовым временным окном зависимости индекса F10.7, числа солнечных пятен  $R_{sn}$ , зависимости огибающей 27-дневных вариаций ГЭС и F10.7.

## 5. Заключение

В настоящей работе показано, что:

1. В течение 23-го цикла солнечной активности уровень глобального электронного содержания менялся в пределах 0.5–3.2 GECU, в соответствии с динамикой УФ излучения Солнца и индекса F10.7.

2. 27-дневные вариации глобального электронного содержания запаздывают в среднем на 2 дня относительно вариаций F10.7 и УФ. Вместе с тем, 27-вариации ГЭС и УФ очень схожи между собой (коэффициент корреляции больше 0.9). Установлено, что относительная амплитуда 27-дневных вариаций уменьшается с 8%, в периоды роста и спада солнечной активности, до 2% в периоды максимума и минимума солнечной активности, что в целом соответствует динамике активных образований на Солнце в течение 11-летнего цикла активности.

Наши результаты представляют интерес для развития ионосферных моделей, а также для решения задач восстановления характеристик солнечного излучения по данным наблюдений за ионосферой. Кроме того, полученные данные могут быть полезны для изучения процессов в верхней атмосфере, которые связаны с УФ излучением Солнца.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ N 06-05-39026, 07-05-00127, интеграционного гранта СО РАН-ДВО РАН-НАН Украины N 3.24, а также при частичной поддержке проекта INTAS N 06-100013-8823.

## Список литературы

1. Акасофу С. И., Чепмен С. Солнечно-земная физика. – М.: Мир, 1975. Т.1. – 512 с.
2. Афраймович Э.Л., Астафьева Э.И., Живетьев И.В. Солнечная активность и глобальное электронное содержание // ДАН. 2006. 409, № 3, С. 399-402.
3. Брюнелли Б.Е., Намгаладзе А.А. Физика ионосферы. – М.: Наука. 1988. – 499 с.

4. Веселовский И. С. и др. Солнечные и гелиосферные явления в октябре-ноябре 2003 г.: причины и следствия // *Космические исследования*. Т. 42. №5. С. 453-508. 2004.
5. Витинский Ю.И., Копецкий М., Куклин Г.В. Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца. – М.: Наука, 1986. – 296 с.
6. Иванов-Холодный Г.С., Никольский Г.М. Солнце и ионосфера. – Москва: Наука. 1969. – 456 с.
7. Кринберг И.А., Тащилин А.В. Ионосфера и плазмосфера. – М. Наука, 1984. – 189 с.
8. Мордвинов А.В., Плюснина Л.А. Когерентные структуры в динамике крупномасштабного магнитного поля Солнца // *Астрономический журнал*. 2001.Т. 78, N8, С. 753-760.
9. Нусинов А.А. Ионосфера как природный детектор для исследования долговременных изменений потоков солнечного геоэффективного излучения // *Геомагнетизм и аэронавигация*. 2004.Т. 44, N6, С. 779-786.
10. Afraimovich E.L., Astafyeva, E.I., Oinats, A.V., Yasukevich, Yu.V., Zhivetiev, I.V.: Global electron content as a new index of solar activity. Comparison with IRI modeling results // *IRI news*. 2006. 13, N1, October 2006, A5.
11. Beynon, W.J.G., Brown, G.M. Region E and solar activity // *J. Atm. Phys.* 1959. V.15, P.168-174.
12. Jakowski, N., Fichtelmann, B., Jungstand, A. Solar activity control of Ionospheric and thermospheric processes // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1991. V.53, P.1125-1130.
13. Jakowski, N., Heise, S., Wehrenpfennig, A., Schluter, S., Reimer R. GPS/GLONASS-based TEC measurements as a contributor for space weather // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* 2002. V.64(5-6), P.729-735.
14. Judge, D. L., D. R. McMullin, H. S. Ogawa, D. Hovestadt, et al./ First Solar EUV Irradiances Obtained from SOHO by the Cielas/Sem // *Solar Physics*. 1998. V.177, P.161-173.
15. Mannucci, A.J., Wilson, B.D., Yuan, D.N., Ho, C.M., Lindqwister, U.J., Runge, T.F. A global mapping technique for GPS-derived ionospheric TEC measurements // *Radio Sci.* 1998. V.33(3), P.565-582.
16. Mordvinov, A.V., Willson, R.C. Effect of large-scale magnetic fields on total solar irradiance. *Solar Physics*. 2003. V.215. P.5-16.
17. Nusinov, A.A. and V.V. Katyushina. Lyman-alpha line intensity as a solar activity index in the far ultraviolet range // *Solar Physics*. 1994. V.152. P.201-206.
18. Schaer, S., Beutler, G., Rothacher, M. Mapping and predicting the ionosphere // *Proceedings of the IGS AC Workshop*. Darmstadt, Germany. February 9-11. 1998. P.307-320.

**СБОИ ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ GPS, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ МОЩНЫМ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕМ СОЛНЦА ВО ВРЕМЯ СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ 6 ДЕКАБРЯ 2006 Г.**

**GPS PERFORMANCE QUALITY PRODUCED BY A SOLAR RADIO BURST DURING STRONG SOLAR FLARE ON DECEMBER 6, 2006**

*Э.Л. Афраймович, Г.Я. Смольков, Н.С. Гаврилюк.*

*Институт солнечно-земной физики СО РАН*

We investigate the GPS performance quality on December 6, 2006, during a solar flare X6.5 over North and South America, produced by a solar radio burst with unprecedented density of radioemission flux. According the data from the Owens Valley Solar Array (OVSA) during the time interval 19:30 – 19:40 UT the level of solar radio noise in L range exceed  $10^5$  s.f.u. (background noise is  $10^2$  s.f.u.) The solar radio burst caused radio interference across the sunlit hemisphere of the earth, including wideband noise at the GPS L1 and L2 frequencies. The software complex GLOBDET developed at the ISTP allows us to estimate the relative density  $P(t)$  of failures during measurements of the phase difference L1-L2. For the given  $i$  receiving GPS station and each observed  $j$  satellite, the dependence  $P_{ij}(t)$  is determined as a ratio of the number of the phase failures to the total number of observations. We prove that the high relative density  $P(t)$  of phase slips is caused by the influence of additive interferences caused by wideband solar radio noise emission.

### **1. Введение**

5 и 6 декабря 2006 года после длительного (порядка 15 месяцев) интервала низкого уровня солнечной активности (характерного для эпохи минимума солнечного цикла) в активной области NOAA 10930, появившейся на восточном лимбе солнечного диска 4 декабря, имела место беспрецедентная по числу и мощности серия вспышек. Только 6 декабря 2006 г. с 01:30 до 23:45 UT было зарегистрировано около 70 различных событий, в т.ч. 38 рентгеновских вспышек: 18 балла **C**, 4 балла **M**, 15 балла **B** и 1 балла **X**. В интервале с 18:29 до 19:00 UT произошла вспышка класса X6.5, необыкновенно заинтриговавшая не только астрономов и радиоастрономов, но и гораздо более широкий круг ученых и инженеров.

В 18:42 UT зарегистрировано начало радиовсплеска II типа – индикатора ударной волны. Около 19:30 UT начался мощный выброс корональной массы, сопровождаемый мощным радиоизлучением в диапазоне 1-10 и более МГц, который был зарегистрирован на космической станции WIND WAVES ([http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME\\_list/daily\\_movies/2006/12/06/c2eit\\_waves4laptop.html](http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/daily_movies/2006/12/06/c2eit_waves4laptop.html)). С 18:44 UT зарегистрирован протяженный радиовсплеск IV типа, сопровождавший вспышку балла более M5. В рентгеновском и ультрафиолетовом (УФ) диапазонах эта вспышка была далеко не самой мощной, однако последовавшее за вспышкой широкополосное солнечное радиоизлучение превысило по мощности радиовсплески всех известных до сих пор вспышек как минимум на 2-3 порядка. Это привело к фатальным сбоям в работе широкополосных спутниковых радиосистем, в том числе навигационной системы GPS. На отдельных приемных станциях GPS были отмечены сбои функционирования [6], а на специализированных приемниках-мониторах ионосферных мерцаний в L диапазоне зарегистрированы глубокие замирания сигнала, обусловленные интерференцией сигнала и широкополосного радиоизлучения Солнца [6].

Целью настоящей работы является анализ отклика полного электронного содержания (ПЭС) в ионосфере и фазовых сбоев по данным глобальной сети наземных приемников GPS.

## 2. Общие сведения об эксперименте

В качестве индекса солнечной активности мы использовали данные о потоке УФ излучения Солнца  $U(t)$  в диапазоне 0.1–50 нм, измеренные на космической станции SEM/SOHO [[http://www.usc.edu/dept/space\\_science/semdatafolder/](http://www.usc.edu/dept/space_science/semdatafolder/)] и усредненные по всему солнечному диску. Данные о рентгеновском излучении представлены на сайте <http://www.sel.noaa.gov/ftpmenu/lists/xray.html>.

На Рис.1а показаны зависимости изменения потока УФ излучения, а на Рис. 1б – потока рентгеновского излучения в диапазонах 0.1-0.8 нм (толстая кривая) и 0.05- 0.4 нм (тонкая кривая). Форма и совпадение по времени этих зависимостей являются типичными для солнечной вспышки класса X.

С большим запаздыванием (около 40 мин) вслед за вспышкой X6,5 последовала мощная вспышка в радиодиапазоне. Согласно данным радиоспектрографа Owens Valley Solar Array (OVSA), приведенным в [6], в интервале времени 19:30 –19:40 UT уровень радишума в диапазоне GPS превзошел  $10^5$  s.f.u., в отдельные моменты до  $10^6$  s.f.u., при фоновом значении не более 100 s.f.u. (Рис.3в).

Для анализа отклика ПЭС и фазовых сбоев были использованы доступные по сети Интернет 30-с данные глобальной сети приемных станций GPS (всего около 750 станций) в формате RINEX. Координаты станций можно получить по электронному адресу <http://lox.ucsd.edu/cgi-bin/al-lCoords.cgi?>.

## 3. Отклик полного электронного содержания на солнечную вспышку в УФ диапазоне

Для анализа отклика ионосферы на данную вспышку мы использовали разработанный в [1, 3, 4] метод детектирования ионосферных эффектов солнечных вспышек по данным международной сети двухчастотных многоканальных приемников навигационной системы GPS, который позволяет существенно улучшить чувствительность и пространственно-временное разрешение наблюдений по сравнению с известными радиофизическими методами. Метод основан на эффекте одновременного изменения ПЭС (во время вспышки) во всей освещенной Солнцем ионосфере Земли. Для выявления отклика ионосферы на солнечные вспышки применялся предложенный в [3] принцип когерентного суммирования временных производных приращений ПЭС  $dI/dt(t)$ , измеренных одновременно для всей совокупности  $n$  лучей «приемник-ИСЗ», на всех выбранных для анализа станциях глобальной сети GPS. Вследствие статистической независимости фоновых флуктуаций на разнесенных лучах, отношение средней интегральной амплитуды отклика к амплитуде фоновых флуктуаций увеличивалось за счет когерентной обработки, как  $\sqrt{n}$ , где  $n$  – количество независимых разнесенных лучей.

На Рис.1в черной кривой представлен интегральный отклик ПЭС  $\langle dI/dt(t) \rangle$  на резкое увеличение потока УФ излучения. Эта зависимость получена по данным глобальной сети GPS на освещенной стороне Земли (200-300 E; -80+80 N) в результате суммирования  $n=1106$  приращений  $dI/dt(t)$ . Ясно выраженный отклик совпадает по времени с моментом резкого возрастания потока УФ и рентгеновского излучения (вертикальный пунктир). Как и ожидалось, на ночной стороне Земли (0-120 E; -80+80 N;  $n=297$  лучей) ПЭС не реагирует на вспышку (Рис.1в, толстая серая кривая). Полученные оценки согласуются с результатами, полученными ранее [1, 3, 4].

## 4. Статистика фазовых сбоев GPS во время вспышки 6 декабря 2006 г.

Ряды ПЭС, определенные по разности фаз L1-L2 на двух частотах GPS по известной методике [2, 5], необходимы нам для подтверждения факта сбоя разности фаз L1-L2. Результатом первичной обработки RINEX-файлов является количество сбоев фазы в выбранный единичный интервал времени  $dT=5$  мин, а также соответствующее количество наблюдений, необходимое для нормировки данных. Эти данные для каждого ИСЗ GPS затем усреднялись по всем выбранным станциям, что поз-

волило вычислить среднюю плотность наблюдений  $M(t)$  и среднюю плотность сбоев  $S(t)$  для всех  $n$  лучей. В середине наблюдаемого пролета ИСЗ плотность наблюдений  $M(t)$  в среднем равна  $10 \pm 1$  (30-с отсчетов); в начале и в конце пролета она может уменьшаться из-за того, что интервалы времени наблюдения данного ИСЗ под углами места больше заданного на различных станциях не совпадают. Далее мы вычисляли среднюю относительную плотность сбоев  $P(t) = S(t)/M(t), \%$  и определяли максимальное значение  $P_{max}, \%$ .

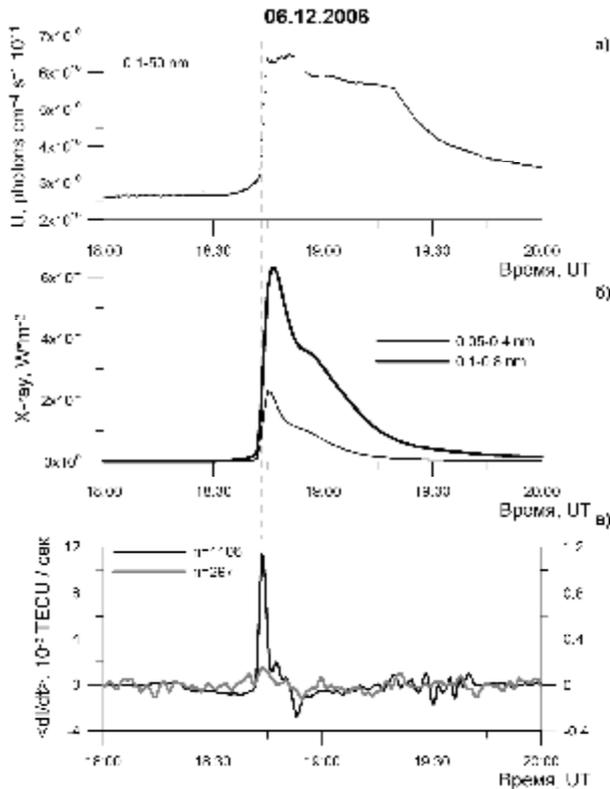


Рис.1. Солнечная вспышка X6.5 6 декабря 2006 г. а) – УФ диапазон; б) – рентгеновский диапазон; в) – производная изменения ПЭС на освещенной и темной сторонах Земли (черная и серая кривые соответственно).

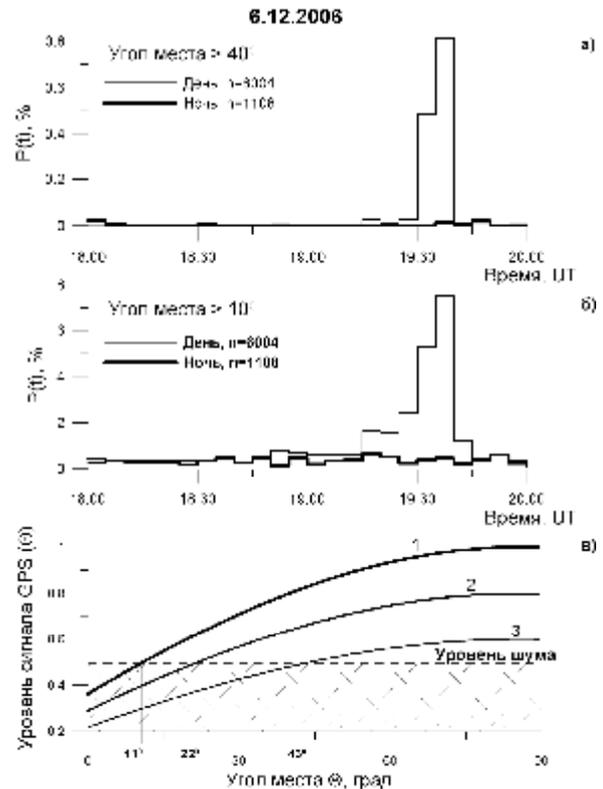


Рис.2. Относительная плотность фазовых сбоев  $P(t)$  для углов места  $> 10^\circ$  (б) и  $> 40^\circ$  (а) на освещенной и темной сторонах Земли (тонкая и толстая кривые соответственно). Соотношение сигнал/шум для различных углов места и мощности передатчика ИСЗ GPS – в).

На рис.2б представлены зависимости  $P(t)$  во время вспышки 6 декабря 2006 г. для дневной стороны Земли, полученные для  $n=6004$  лучей, для всех наблюдаемых в данном интервале времени ИСЗ при ограничении угла места  $> 10^\circ$ . Значительное превышение фонового уровня  $P(t) \sim 0.2-0.3\%$ , характерного для слабовозмущенной ионосферы [2, 4] (планетарный индекс геомагнитной активности  $Kp \sim 4$ ), наблюдается в интервале времени, соответствующем резкому увеличению потока радиоизлучения Солнца в диапазоне частот GPS (Рис.3в). Максимальное значение средней относительной плотности сбоев  $P_{max}=7.5\%$  в 20-30 раз превышает фоновое значение  $P(t)$ . В то же время средняя плотность сбоев на ночной стороне Земли ( $n=1108$ ) не превысила фонового значения.

Еще более серьезные свидетельства ухудшения качества функционирования GPS получены при оценке средней относительной плотности сбоев для отдельных ИСЗ GPS. На Рис.3а и 3б зависимости  $P(t)$  даны для всех наблюдаемых ИСЗ с номерами PRN в интервале времени 19:00-20:00 UT. Как можно убедиться, максимальные значения  $P_{max}$  могут достигать 40% (PRN24 и PRN28), в то время как для других ИСЗ (PRN04 и PRN17)

значения  $P_{\max} = 9.0\%$  и  $P_{\max} = 5.9\%$  лишь ненамного превышают величину  $P_{\max} = 7.5\%$ , полученную для всех ИСЗ. Это различие качественно свидетельствует о том, что эффективная мощность передатчиков отдельных ИСЗ GPS отличалась более, чем в 2-5 раз. К сожалению, временное разрешение представления зависимости  $P(t)$ ,  $dT=5$  мин, оказалось недостаточным, чтобы отобразить тонкую временную структуры потока радиоизлучения (Рис.3в), полученного с разрешением не хуже 1 с. Тем не менее, можно отметить совпадение формы всплеска фазовых сбоев с огибающей потока радиоизлучения.

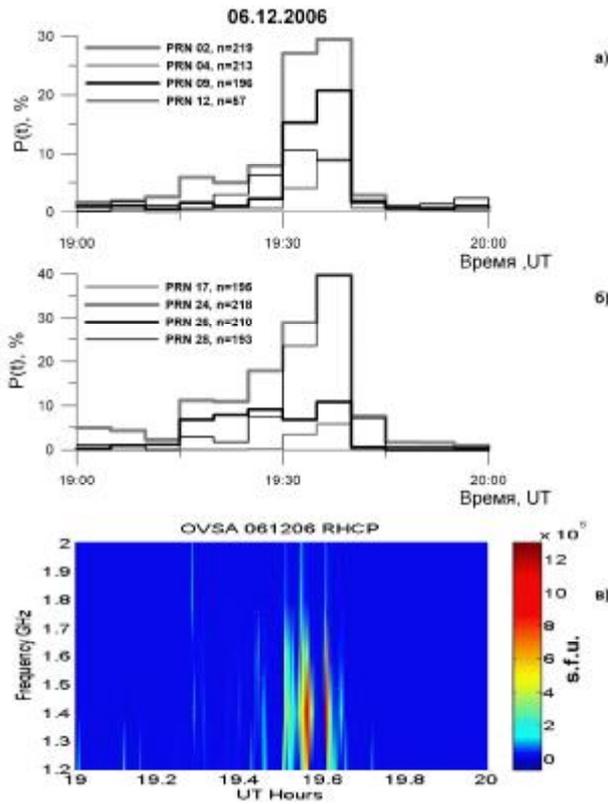


Рис.3. Относительная плотность фазовых сбоев для различных спутников GPS во время вспышки 6 декабря 2006 г. – а), б). Спектр радиоизлучения в диапазоне 1.2-2.0 ГГц, зарегистрированный на солнечном спектрографе OVSA – в).

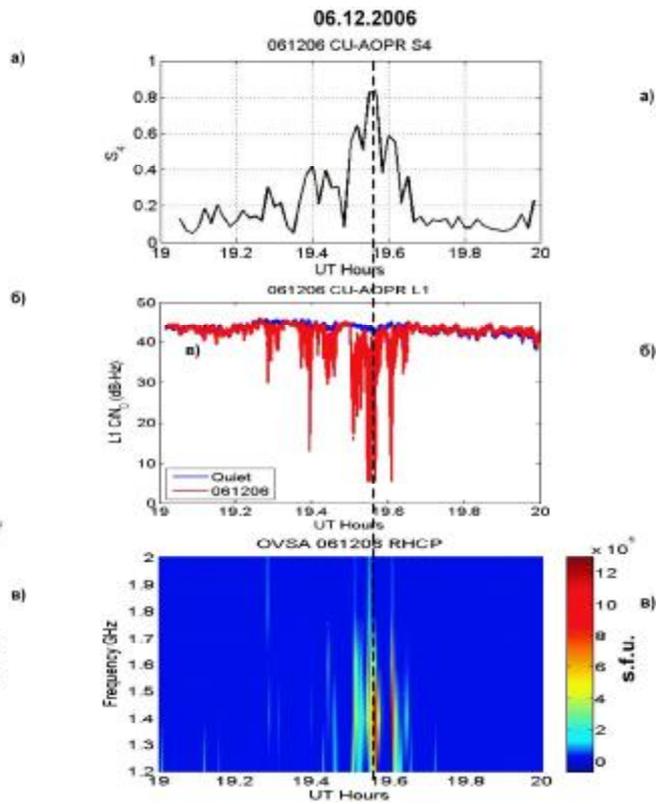


Рис.4. Отношение сигнал/шум на основной частоте GPS L1 и индекс мерцаний S4 по данным специализированного приемника GPS, предназначенного для мониторинга мерцаний сигналов GPS (из статьи Cerruti et al., 2006 [6]).

Аналогичное соотношение для средней плотности фазовых сбоев GPS на дневной и ночной стороне получено и при ограничении угла места  $> 40^\circ$ . Однако для высоких углов места луча на ИСЗ вероятность сбоев оказалась на порядок ниже, чем для низких углов (Рис.2а). Все статистические результаты нашего исследования представлены в Таблице.

Таблица. Максимальные значения плотности фазовых сбоев для различных ИСЗ.

№	Дневная сторона	1	2	3	4	5	6	7	8	9	Ночная сторона	10
PRN		02	04	09	12	17	24	26	28	Все PRN		Все PRN
$N_{\text{los}}$	200-300 E; -80 +80 N	219	213	196	57	195	218	210	193	6004	0-200 E; -80 +80 N	1108
$P_{\max}, \%$		29,5	9,0	20,0	10,6	5,9	<b>39,8</b>	10,8	<b>39,4</b>	7,5		0,9

На Рис.2в дана качественная иллюстрация механизма фазовых сбоев в системе GPS во время вспышки. Символами 1, 2, 3 обозначены зависимости уровня сигнала GPS от угла места луча на ИСЗ с передатчиками различной эффективной мощности. Монотонное уменьшение уровня сигнала связано с увеличением расстояния между ИСЗ и приемником. В обычных условиях в результате корреляционной обработки широкополосного сигнала в приемнике уровень аддитивного шума на ~40 дБ ниже уровня сигнала, так что на графике его невозможно различить. Во время мощного всплеска радиоизлучения Солнца уровень шума (отмечен на Рис.2в горизонтальным пунктиром) при низких углах места оказался сравним с уровнем сигнала (Рис.4б), что привело к срыву сопровождения фазы (фазовому сбою) сигнала GPS. Естественно, что для ИСЗ с наиболее высокой эффективной мощностью сигнала (кривая 1) это условие выполнилось при достаточно низких углах места (11°), для менее мощного сигнала 2 при 22°. Для наиболее слабого сигнала 3 сбои начались для высоких углов места 43°, в результате навигация по этому ИСЗ во время вспышки оказалась практически невозможной.

Наши результаты и выводы хорошо согласуются с калиброванными данными измерений амплитуды с помощью нескольких приемников GPS, предназначенных для определения характеристик мерцаний сигналов GPS [6], обусловленных рассеянием на ионосферных неоднородностях [8]. Заимствованные из [6] данные, полученные для одной из станций, расположенной в освещенной зоне, представлены на Рис.4. Высокое временное разрешение измерений (частота 50 Гц) позволило установить, что моменты резкого уменьшения отношения сигнал/шум  $L1\ C/N$  на основной частоте GPS L1 (вплоть до фатальной величины - 30 дБ), Рис.4б, с высокой степенью точностью синхронны с импульсами мощного радиоизлучения (Рис.4в, вертикальный пунктир). Для сравнения на Рис.4б дана зависимость  $C/N$  для этого же ИСЗ, но за предыдущий день. В этом случае отношение  $C/N$  за весь интервал наблюдения практически не отличается от уровня 40 дБ·Гц, соответствующего стандарту GPS.

В момент вспышки отмечалось увеличение индекса мерцаний S4 [8] до очень высокого значения порядка 1.0 (Рис.4а). Однако эти данные вовсе не относятся к самому эффекту мерцаний сигналов GPS, значение S4 для которых обычно не превышает 0.1-0.2 [7]. В полосу приемника попал широкополосный шум солнечного радиоизлучения большой мощности, который значительно превысил уровень сигнала.

## 5. Заключение

В докладе сообщается о существенном ухудшении качества функционирования GPS над территорией Северной и Южной Америки во время солнечной вспышки 6 декабря 2006 г., сопровождающейся беспрецедентно высоким уровнем потока солнечного радиоизлучения. Согласно данным радиогелиографа Owens Valley Solar Array (OVSA) в интервале времени 19:30 –19:40 UT уровень шума в диапазоне GPS превзошел  $10^5$  s.f.u. при фоновом значении не более 100 s.f.u.

Программный комплекс ГЛЮБДЕТ, разработанный в ИСЗФ, позволил оценить интегральный отклик полного электронного содержания на вспышку в УФ диапазоне (типичный для вспышек данного класса) и среднее по всей подсолнечной территории значение плотности фазовых сбоев в системе GPS. Мы показали, что неожиданно высокий уровень плотности сбоев (для отдельных ИСЗ до 40 %) вызван аддитивной интерференцией сигнала GPS и широкополосным радиоизлучением Солнца.

Полученная в нашей работе статистика фазовых сбоев для всей освещенной стороны Земли дает более надежное подтверждение эффекта подавления работы приемников GPS во время вспышки 6 декабря 2006 г., чем данные [6], полученные на нескольких станциях GPS.

### Благодарности

Работа поддержана Сибирским отделением РАН; Программой фундаментальных исследований Президиума РАН № 30 «Солнечная активность и физические процессы в системе Солнце–Земля»; Министерством образования и науки РФ (НШ 00-15-96710/НШ-477.2003.2//РИ-112/001/0-45); РФФИ (05-07-90209).

Авторы выражают глубокую благодарность доктору Д. Гэри за предоставление копии радиоспектрограммы, полученной 6 декабря 2006 г. во время вспышки X 6.5 в обсерватории Owens Valley Solar Array Технологического университета штата Нью-Джерси.

### Список литературы

1. Афраймович Э.Л., Алтынцев А.Т., Косогоров Е.А., Ларина Н.С., Леонович Л.А. Детектирование ионосферного отклика солнечных вспышек по данным глобальной сети GPS // Геомагнетизм и аэрон. 2001. Т. 41. N 2. С. 208-214.
2. Афраймович Э.Л., Лесюта О.С., Ушаков И.И. Геомагнитные возмущения и функционирование навигационной системы GPS // Геомагнетизм и аэрономия. 2002. Т. 42. N 2. С. 220-227.
3. Afraimovich E.L. GPS global detection of the ionospheric response to solar flares // Radio Sci. 2000. V. 35. P. 1417-1424.
4. Afraimovich E.L., Altyntsev A.T., Kosogorov E.A., Larina N.S. and Leonovich L.A. Ionospheric effects of the solar flares of September 23, 1998 and July 29, 1999 as deduced from global GPS network data // J. Atm. Solar-Terr. Phys. 2001. V. 63. N 17. P. 1841-1849.
5. Afraimovich, E.L., Lesyuta O.S., Ushakov I.I. and Voeykov S.V. Geomagnetic storms and the occurrence of phase slips in the reception of GPS signals // Annals of Geophys. 2002. V. 45. N 1. P. 55-71.
6. A.P. Cerruti, P.M. Kintner, D.E. Gary, L.J. Lanzerotti, E.R. de Paula, H.B. Vo, Observed Solar Radio Burst Effects on GPS/WAAS Carrier-to-Noise Ration // Space Weather. V.4, S10006, doi:10.1029/2006SW000254, 2006, <http://gps.ece.cornell.edu/>.
7. Kintner P.M., H. Kil, and E. de Paula. Fading time scales associated with GPS signals and potential consequences // Radio Science. 2001. V. 36. №4. P. 731-743.
8. Yeh K. C, and Liu C. H. Radio wave scintillations in the ionosphere // Proceedings of the IEEE. 1982. V. 70, No. 4. P. 324-360.

**ПРИМЕНЕНИЕ ВАРИАЦИОННЫХ МЕТОДОВ НЕРАВНОВЕСНОЙ  
ТЕРМОДИНАМИКИ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ДИССИПАТИВНОЙ СИСТЕМЫ  
МГД-УРАВНЕНИЙ В ПРИБЛИЖЕНИИ ВЕДУЩЕГО ЦЕНТРА**

**APPLICATION OF VARIATION METHODS OF NONEQUILIBRIUM  
THERMODYNAMICS TO OBTAIN A DISSIPATIVE SYSTEM OF MGD-  
EQUATIONS IN APPROXIMATION OF LEADING CENTER**

*В.В. Богданов*

*Институт космических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН*

The questions on the principles of the least dispersion of Onsager's energy and the least production of Prigogin's entropy, uniting by Dyarmati, to one variational principle are considered in this research. This method of the approach allows us to receive a theoretical model (the hydrodynamical system of equations) which describes the dynamics of collisionless plasma which is near equilibrium state in drift approximation. This system of equations is full self-accorded and in contrast to Vlasov's equation and following from it (or postulated on the basis of known laws) the equations of hydrodynamics besides takes into consideration the fluctuational interaction of local currents with electric and magnetic fields in the limits of the exactness of approximation drift. The calculation of fluctuations is ensured by the introduction to the expression for the pressure of additional member responsible for its non-equilibrium part that is analogously to postulating of Langevin source by description of Brown particles in hydrodynamics. On the basis of energy conservation law of a charged particle in drift approximation a constitutive equation for parallel component of pressure tensor with zero right member was obtained. Considering it and an additional dissipative member in motion equation the obtained fluctuation-dissipative system advantageously differs from invertible approximation of Chew, Goldberger, Low.

Известно, что электромагнитные явления в плазме значительно проще описывать на языке полей, выражая электрический ток через ротор магнитного поля (уравнение Максвелла). Но, как отметил Альвен, подход, в котором игнорируется корпускулярный аспект электрического тока, не позволяет в полной мере описывать многие процессы в космической плазме [1]. Действительно, опираясь на понятие непрерывности, невозможно в механике сплошных сред учесть флуктуации гидродинамических функций, формирующихся за счет молекулярной структуры среды. В свою очередь, на гидродинамическом уровне описания учет корпускулярной структуры приводит к уравнению Ланжевена, в котором параметры среды описываются случайными источниками. Эти источники ответственны за флуктуации плотности, скорости, температуры и, являясь неустранимыми свойствами среды, не могут быть исключены. В свою очередь, «бесстолкновительная» модель плазмы, основанная на уравнениях Власова, в принципе не содержит флуктуации, т.к. именно столкновения приводят к флуктуациям и, как следствие, к диссипации. Поэтому для анализа на основе уравнений Власова такого явления как «бесстолкновительное» затухание Ландау, прибегают к двум, вообще говоря, противоположным подходам. В первом, чисто математическом, для устранения возникающих резонансов, в уравнении Власова, линеаризованном относительно малых возмущений, используется способ адиабатического включения поля и выбирается направление обхода по правилу Ландау. Во втором, более физическом подходе, в уравнение Власова вводится малый диссипативный член, определяющий взаимодействие заряженных частиц через некоторую частоту «столкновений». При этом исходное «бездиссипативное» уравнение искусственно «портится». В конечных результатах эта частота устремляется к нулю, и в результате получается аналогичный первому способу коэффициент «бесстолкновительного» затухания Ландау. Поэтому для описания физики бесстолкновительной плазмы, находящейся в сильном магнитном поле, представляет определенный интерес возможность учета дрейфового приближения в уравнении движения. Действительно, являясь одночастичным, т.е. изначально учитывающим

корпускулярную структуру, оно одновременно допускает и флуктуации в пределах точности этого приближения  $\frac{T_L}{H} \left| \frac{dH}{dt} \right| \ll 1$ , где  $T_L$  – период ларморовского вращения.

С учетом сказанного, ясно, что учет молекулярной структуры сплошной среды должен приводить к возникновению в ней диссипации. В свою очередь, вариационный принцип Дьярмати, объединяющий принципы Онсагера и Пригожина [6], позволяет в рамках Лагранжевого формализма получить уравнение движения с учетом диссипации для замагниченной плазмы (давление анизотропно) в том приближении, в котором записываются термодинамические силы  $X_i$  и потоки  $J_i$ . В работе [3] на основе дрейфового приближения [4] и приближения двух адиабатических инвариантов Чу, Гольдбергера, Лоу (ЧГЛ) [11] была получена система уравнений, которая учитывает диссипативное взаимодействие дрейфовых токов с электромагнитными полями. В этой системе уравнения состояния для параллельной и перпендикулярных составляющих тензора давления постулируются. Однако на основе уравнения сохранения энергии заряженной частицы в дрейфовом приближении [9] и уравнения неразрывности можно получить уравнение для параллельной составляющей давления с ненулевой правой частью.

Для описания неравновесных термодинамических процессов в сплошных средах в линейном приближении венгерским физиком Дьярмати был сформулирован вариационный принцип, объединяющий принцип наименьшего рассеяния энергии Онсагера и принцип наименьшего производства энтропии Пригожина. Для получения уравнения движения, учитывающего диссипацию, введем, следуя [6], потенциалы рассеяния  $\Psi = \frac{1}{2} \sum_{i,k=1}^n L_{ik} X_i X_k$  и  $\Phi = \frac{1}{2} \sum_{i,k} R_{ik} J_i J_k$ , а так же функцию производства энтропии

$S = \sum_{i=1}^n J_i X_i$ , выраженные через термодинамические силы  $X_i$  (градиенты температуры,

давления, потенциала, напряженности поля и так далее), и потоки  $J_i$ , соответствующие наблюдаемым процессам переноса. Если теперь построить функцию  $L = \Psi + \Phi - \sigma$ , то, как показано в [6], термодинамические неравновесные процессы вблизи устойчивого состояния развиваются так, что интеграл от  $L$  по объему, занимаемому исследуемой средой, минимален

$$\int_U L dU = \int_U [\Psi + \Phi - \sigma] dU = \min .$$

В такой формулировке принцип Дьярмати аналогичен принципу Гамильтона в механике и вариация этого интеграла равна нулю. Следуя общим положениям работ [6,7,8] представим тензорное давление положительно заряженных частиц ионизованного газа в виде суммы двух частей. Одна часть  $\overset{\mathbf{b}}{P}$  зависит от состояния и соответствует равновесной части, другая часть  $\overset{\mathbf{t}}{P}_d$  – от скорости изменения этого состояния и соответствует неравновесной части, то есть

$$\overset{\mathbf{t}}{P}_\Sigma = \overset{\mathbf{t}}{P} + \overset{\mathbf{t}}{P}_d, \quad (1)$$

индекс «i» обозначает ионную составляющую равновесной и неравновесной частей тензора давления плазмы. Из общих положений о виде явной зависимости давления  $\overset{\mathbf{b}}{P}_d^i$  следует, что оно должно зависеть от макроскопической скорости среды  $\overset{\mathbf{v}}{V}_i$  и от физических причин, вызывающих появление неравновесной части давления (например, для вязких сред с броуновскими частицами это учитывается введением соответствующих коэффициентов вязкости и случайного ланжевеновского источника). В нашем случае вязкость в обычном понимании отсутствует, и неравновесная часть уравнения должна быть пропорциональна потокам заряженных частиц, что также соответствует общей

концепции о передаче давления посредством электромагнитного взаимодействия, а также учитывает дискретность ионизованной среды (её атомно-молекулярную структуру [7,8]). При таком подходе ионная составляющая тензора давления  $\overset{\mathbf{t}}{P}_d^i$  подобна ланжевенскому источнику. Согласно сказанному, представим неравновесную часть давления в виде

$$\overset{\mathbf{t}}{P}_d^i = -m_i (\overset{\mathbf{V}}{\dot{V}}_k^i \cdot \overset{\mathbf{J}}{J}_n^i) \overset{\mathbf{I}}{I}, \quad (2)$$

где  $\overset{\mathbf{I}}{I}$  – единичный тензор, а для равновесной части выпишем стандартное представление этой части давления [8]

$$(\overset{\mathbf{P}}{P}^i)_{kn} = p_{\parallel} \overset{\mathbf{r}}{e}_k \overset{\mathbf{r}}{e}_n + p_{\perp} (\delta_{kn} - \overset{\mathbf{r}}{e}_k \overset{\mathbf{r}}{e}_n), \quad \overset{\mathbf{r}}{e}_1 = \frac{\overset{\mathbf{H}}{H}}{H}. \quad (3)$$

В (2) пространственная неоднородность и концентрация  $n$  учитывается в явном виде потока  $\overset{\mathbf{J}}{J}^i$ .

Представим принцип Дьярмати в виде [6]

$$\delta \int_U (\sigma_d - \Psi_d) dU = 0, \quad (4)$$

где  $\sigma_d = \sum_{j=1}^f J_j X_j$  и  $\Psi_d = \frac{1}{2} \sum_{j,k=1}^f L_{jk} X_j X_k$ . Интеграл в (4) берется по всему объему  $U$ ,

занимаемому плазмой. Так как в бесстолкновительной плазме отсутствуют химические реакции и источники гибели и рождения частиц, а взаимодействие токов приводит к диссипативным явлениям, то согласно общим принципам построения  $\sigma_d$  и  $\Psi_d$  [6] имеем для положительной компоненты плазмы

$$\sigma_d^i = -\overset{\mathbf{t}}{P}_d^i : (\overset{\mathbf{V}}{\dot{V}} \cdot \overset{\mathbf{V}}{\dot{V}}^i), \quad \Psi_d^i = \frac{1}{2} m_i (\overset{\mathbf{V}}{\dot{V}}^i \cdot \overset{\mathbf{J}}{J}^i) (\overset{\mathbf{V}}{\dot{V}} \cdot \overset{\mathbf{V}}{\dot{V}}^i) = -\frac{1}{2} \overset{\mathbf{t}}{P}_d^i : (\overset{\mathbf{V}}{\dot{V}} \cdot \overset{\mathbf{V}}{\dot{V}}^i)$$

С учетом значений  $\sigma_d$  и  $\Psi_d$  на основе (4) получаем

$$\delta \int_U \left( -\overset{\mathbf{t}}{P}_d^i : \overset{\mathbf{V}}{\dot{V}} \overset{\mathbf{V}}{\dot{V}}^i + \frac{1}{2} \overset{\mathbf{t}}{P}_d^i : \overset{\mathbf{V}}{\dot{V}} \overset{\mathbf{V}}{\dot{V}}^i \right) dU = -\frac{1}{2} \delta \int_U \overset{\mathbf{t}}{P}_d^i : (\overset{\mathbf{V}}{\dot{V}} \cdot \overset{\mathbf{V}}{\dot{V}}^i) dU = 0 \quad (5)$$

Для вычисления подинтегрального выражения воспользуемся уравнением баланса поступательной кинетической энергии [6]

$$\rho_i \frac{d}{dt} \frac{(\overset{\mathbf{r}}{V}^i \overset{\mathbf{r}}{V}^i)}{2} + \overset{\mathbf{r}}{\nabla} \cdot (\overset{\mathbf{P}}{P}_{\Sigma}^i \cdot \overset{\mathbf{r}}{V}^i) = \rho_i (\overset{\mathbf{r}}{V}^i \cdot \overset{\mathbf{r}}{F}_{\text{вн}}^i) + \overset{\mathbf{t}}{P}_{\Sigma}^i : (\overset{\mathbf{r}}{\nabla} \cdot \overset{\mathbf{r}}{V}^i), \quad (6)$$

где  $\overset{\mathbf{P}}{P}_{\Sigma}^i$  - полное давление, определяемое (1),  $\overset{\mathbf{r}}{F}_{\text{вн}}^i$  - внешние и внутренние силы на единицу массы,  $\rho_i$  – плотность ионной компоненты. Если теперь выразить  $\overset{\mathbf{t}}{P}_d^i : (\overset{\mathbf{V}}{\dot{V}} \cdot \overset{\mathbf{V}}{\dot{V}}^i)$  в (5) на основе (6), то получим

$$-\frac{1}{2} \delta \int_U \overset{\mathbf{r}}{V}^i \left( \rho_i \frac{d\overset{\mathbf{r}}{V}^i}{dt} + \text{Div} \overset{\mathbf{t}}{P}^i - m_i \overset{\mathbf{r}}{V}^i \overset{\mathbf{r}}{\nabla} \cdot \overset{\mathbf{r}}{J}^i - \rho_i \overset{\mathbf{r}}{F}_{\text{вн}}^i \right) dU = -\delta \int_U L_i dU = 0,$$

$$L_i = \frac{1}{2} \overset{\mathbf{r}}{V}^i \left( \rho_i \frac{d\overset{\mathbf{r}}{V}^i}{dt} + \text{Div} \overset{\mathbf{t}}{P}^i - m_i \overset{\mathbf{r}}{V}^i \overset{\mathbf{r}}{\nabla} \cdot \overset{\mathbf{r}}{J}^i - \rho_i \overset{\mathbf{r}}{F}_{\text{вн}}^i \right) - \text{плотность лагранжиана},$$

которая удовлетворяет общему уравнению

$$\frac{\partial L}{\partial V_{\beta}} - \sum_{\alpha=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_{\alpha}} \frac{\partial L}{\partial (\partial V_{\beta} / \partial x_{\alpha})} = 0, \quad (7)$$

справедливого и для электронной компоненты.

Подставив значение  $L_i$  в уравнение (7) и произведя дифференцирование, получим уравнение движения для ионной компоненты «i»

$$\rho_i \frac{d\overset{\mathbf{r}}{V}^i}{dt} = -\text{Div} \overset{\mathbf{t}}{P}^i + \rho_i \overset{\mathbf{r}}{F}_{\text{вн}}^i + 2m_i (\overset{\mathbf{r}}{V}^i \cdot \overset{\mathbf{r}}{\nabla} \overset{\mathbf{r}}{J}^i), \quad (8)$$

где оператор Div обозначает тензорную дивергенцию.

Повторив аналогичные выкладки для отрицательной компоненты плазмы, находящейся вблизи термодинамического равновесия ( $T_e \approx T_i$ ), подобное уравнение можно получить и для электронной компоненты «е». Сложив полученное уравнение для электронов с (8) и положив  $n_e \approx n_i = n$ ,  $\dot{\mathbf{V}}_e \approx \dot{\mathbf{V}}_i = \dot{\mathbf{V}}$  и  $\dot{\mathbf{F}}_{\text{вн}}^i \approx \dot{\mathbf{F}}_{\text{вн}}^e = \dot{\mathbf{F}}_{\text{вн}}$ , и учтя, что  $m_e + m_i = m_i(1 + m_e/m_i) \approx m_i = m$  и  $\rho_i \approx \rho$ , получаем уравнение движения

$$\rho \frac{d\dot{\mathbf{V}}}{dt} = -\text{Div} \mathbf{P} + \rho \mathbf{F}_{\text{вн}} + 2m\dot{\mathbf{V}} \left[ \dot{\mathbf{V}} \cdot \mathbf{j}^i + \frac{m_e}{m_i} \frac{\partial}{\partial t} (n_e - n_i) \right], \quad (9)$$

где  $\mathbf{P} = \mathbf{P}^e + \mathbf{P}^i = \mathbf{P}_{\perp}^{e,i} + \mathbf{P}_{\parallel}^{e,i}$ . При выводе (9) предполагали выполнение условия квазинейтральности и  $1 \gg m_e/m_i$ , т.е.  $m \approx m_i$ .

В работах [3,4,10] подробно описаны вычисления  $\dot{\mathbf{V}} \cdot \mathbf{j}^i$  от потоков  $\mathbf{j}^i$  в (9), представленных в дрейфовом приближении. Уравнение (9) в предположении квазинейтральности ( $n_e = n_i$ ) и бесконечной проводимости вдоль силовой линии значительно упрощается ( $\dot{\mathbf{E}}_{\parallel} = 0$ ). Кроме того, если рассматривать замкнутую аксиально-симметричную систему, то неоднородность в распределении плазмы вдоль траектории дрейфа может отсутствовать и интенсивность тока  $j_{\parallel}$ , пропорциональная этой неоднородности, стремится к нулю. Окончательно вместо (9) получим упрощенное, но не изменяющее физической сути, уравнение

$$\frac{d\dot{\mathbf{V}}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \text{Div} \mathbf{P} + \mathbf{F}_{\text{вн}} + \frac{2\dot{\mathbf{V}}}{n\mu\text{H}} \left[ \frac{v_{\perp}^2}{ev_{\parallel}^2} (\mathbf{F}_M \mathbf{j}_{\parallel}) + \frac{1}{e} (\mathbf{F}_{\parallel} \mathbf{j}_M) \right] = -\frac{1}{\rho} \text{Div} \mathbf{P} + \mathbf{F}_{\text{вн}} + \mathbf{f}_{\text{дис}}(\mathbf{F}, \mathbf{j}), \quad (10)$$

где  $\mathbf{F}_M = -\mu \dot{\mathbf{V}} \mathbf{H}$  – магнитная сила;  $\mathbf{F}_{\parallel} = \frac{mv_{\parallel}^2}{R^2} \mathbf{R} = 2 \frac{\varepsilon_{\parallel}}{\text{H}} \dot{\mathbf{V}}_{\perp} \mathbf{H}$  – сила, действующая на частицу

в неоднородном магнитном поле (центробежная),  $\mathbf{j}_M = -\frac{nc}{\text{H}} \mu \text{rot} \mathbf{H}$  – ток намагничивания;

$\mathbf{j}_{\parallel} = \frac{ncmv_{\parallel}^2}{\text{H}^2 R^2} [\mathbf{R}, \mathbf{H}]$  – ток центробежного дрейфа [11].

Уравнение (10) отличается от обычно используемых уравнений движения, наличием третьего члена в правой части, который описывает диссипативное взаимодействие дрейфовых токов с силами  $e\dot{\mathbf{E}}$ ,  $\mathbf{F}_M$ ,  $\mathbf{F}_{\parallel}$ . Эта дополнительная часть явно учитывает замагниченность физически бесконечно малого элемента сплошной среды, так как кроме зависимости от дрейфовых токов  $\mathbf{j}_{\text{гр}}$ ,  $\mathbf{j}_{\parallel}$ ,  $\mathbf{j}_{\perp}$  и  $\mathbf{j}_M$ , она пропорциональна  $1/\mu$ . Причем следует отметить, что в случае аксиально-симметричной плазменной системы, в ней постоянно протекают токи  $\mathbf{j}_M$  и  $\mathbf{j}_{\parallel}$ . Однако, они не приводят к нарушению вмерзности, так как  $\mathbf{j}_M$  и  $\mathbf{j}_{\parallel}$  направлены по азимуту и  $\mathbf{F}_M \perp \mathbf{j}_{\parallel}$ ,  $\mathbf{F}_{\parallel} \perp \mathbf{j}_M$ . В то же время возникновение флуктуаций может привести к появлению азимутальной неоднородности и, как следствие, к совпадению направления составляющих  $\mathbf{F}_M$  и  $\mathbf{j}_{\parallel}$ ,  $\mathbf{F}_{\parallel}$  и  $\mathbf{j}_M$ .

Для того чтобы получить полную систему гидродинамических уравнений в дрейфовом приближении, необходимо к уравнению движения (10) добавить уравнения Максвелла, и для замыкания системы добавить два уравнения состояния для параллельной  $p_{\parallel}$  и перпендикулярной  $p_{\perp}$  составляющих тензора давления, как это делается в приближении двух адиабатических инвариантов ЧГЛ [12]. Если одно уравнение для  $p_{\perp}$  является следствием применимости дрейфового приближения и соответствует постоянству первого адиабатического инварианта ( $d\mu/dt = 0$ ), то второе уравнение можно получить на основе закона сохранения энергии в дрейфовом приближении [9]

$$\frac{d\tilde{\epsilon}}{dt} = e(\mathbf{E} \cdot \dot{\mathbf{V}}) + \mu \frac{\partial H}{\partial t}, \quad (11)$$

где  $\tilde{\epsilon} = \epsilon_{\parallel} + \epsilon_{\perp} = (mv_{\parallel}^2/2) + (mv_{\perp}^2/2)$  – средняя энергия частиц,  $\dot{\mathbf{V}}$  – дрейфовая скорость. Из (11) получаем

$$\frac{d\epsilon_{\parallel}}{dt} = e(\mathbf{E} \cdot \dot{\mathbf{V}}) + \mu \frac{\partial H}{\partial t} - \frac{d\epsilon_{\perp}}{dt} = e(\mathbf{E} \cdot \dot{\mathbf{V}}) - \mu(\dot{\mathbf{V}}_{\text{др}} \cdot \dot{\mathbf{V}})H. \quad (11')$$

Так как

$$\frac{d(n\epsilon_{\parallel})}{dt} = \epsilon_{\parallel} \frac{dn}{dt} + n \frac{d\epsilon_{\parallel}}{dt}$$

и справедливо  $p_{\parallel} = 2n\epsilon_{\parallel}$ ,  $p_{\perp} = n\epsilon_{\perp}$  и  $\mathbf{j} = -n\text{div}\dot{\mathbf{V}}$ , то из (11') и последнего выражения и

$$\text{получаем} \quad \frac{dp_{\parallel}}{dt} = 2ne(\mathbf{E} \cdot \dot{\mathbf{V}}) - \frac{2p_{\perp}}{H}(\dot{\mathbf{V}} \cdot \dot{\mathbf{V}})H - p_{\parallel}\text{div}\dot{\mathbf{V}} \quad \text{или}$$

$$\frac{dp_{\parallel}}{dt} + p_{\parallel}\text{div}\dot{\mathbf{V}} = 2ne(\mathbf{E} \cdot \dot{\mathbf{V}}) - \frac{2p_{\perp}}{H}(\dot{\mathbf{V}} \cdot \dot{\mathbf{V}})H. \quad (12)$$

Соотношение (12) представляет собой субстанциональное уравнение баланса в дрейфовом приближении для составляющей тензора давления  $p_{\parallel}$  с ненулевой правой частью (наличие источника). Умножим левую часть (4.3.2) на  $(H^2/\rho^3)$  и, учтя, что  $\rho\text{div}\dot{\mathbf{V}}_{\text{др}} = -(dp/dt)$ , получим после преобразовании

$$\frac{H^2}{\rho^3} \left( \frac{dp_{\parallel}}{dt} - \frac{p_{\parallel}}{\rho^2} \frac{d\rho}{dt} \right) = \frac{H^2}{\rho^3} \frac{dp_{\parallel}}{dt} + \frac{p_{\parallel}H^2}{\rho^2} \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{\rho} \right) = \frac{H^2}{\rho^3} \frac{dp_{\parallel}}{dt} + p_{\parallel} \frac{d}{dt} \left( \frac{H^2}{\rho^3} \right) = \frac{d}{dt} \left( \frac{p_{\parallel}H^2}{\rho^3} \right).$$

Теперь умножив правую часть (12) на  $(H^2/\rho^3)$ , приравняем это произведение последнему выражению. Окончательно получаем

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{p_{\parallel}H^2}{\rho^3} \right) = \frac{H^2}{\rho^3} \left[ 2ne(\mathbf{E} \cdot \dot{\mathbf{V}}) - \frac{2p_{\perp}}{H}(\dot{\mathbf{V}} \cdot \dot{\mathbf{V}})H \right]. \quad (13)$$

$$\text{Условие} \quad \frac{d}{dt} \left( \frac{p_{\perp}}{\rho H} \right) = 0 \quad (14)$$

эквивалентно условию сохранения первого адиабатического инварианта (т.к.  $\bar{v}_{\perp}^2 \approx p_{\perp}/\rho$ , где  $\bar{v}_{\perp}$  – перпендикулярная компонента средней скорости частицы). Выражения (14) и (13) составляют два уравнения состояния для параллельной  $p_{\parallel}$  и перпендикулярной  $p_{\perp}$  составляющих тензора давления, которыми замыкается диссипативная система уравнений в дрейфовом приближении.

Выпишем полную систему уравнений приближения ведущего центра с учетом  $f_{\text{дис}}$  и в приближении идеальной проводимости  $\mathbf{E} = \frac{1}{c}[\dot{\mathbf{V}}, \dot{\mathbf{H}}]$ :

$$\begin{aligned} \frac{d\dot{\mathbf{V}}}{dt} &= -\frac{1}{nm} \text{Div}\mathbf{P} + \mathbf{F}_{\text{вн}} + f_{\text{дис}}(\mathbf{F}, \mathbf{j}), \quad \frac{\partial n}{\partial t} = -\dot{\mathbf{V}}(n\dot{\mathbf{V}}), \quad \frac{\partial \dot{\mathbf{H}}}{\partial t} = \text{rot}[\dot{\mathbf{V}}, \dot{\mathbf{H}}], \\ \frac{d}{dt} \left( \frac{p_{\perp}}{\rho H} \right) &= 0, \quad \frac{d}{dt} \left( \frac{p_{\parallel}H^2}{\rho^3} \right) = \frac{H^2}{\rho^3} \left[ 2ne(\mathbf{E} \cdot \dot{\mathbf{V}}) - \frac{2p_{\perp}}{H}(\dot{\mathbf{V}} \cdot \dot{\mathbf{V}})H \right], \end{aligned} \quad (15)$$

где  $-(\mathbf{P})_{kn} = p_{\parallel}\dot{\mathbf{e}}_k\dot{\mathbf{e}}_n + p_{\perp}(\delta_{kn} - \dot{\mathbf{e}}_k\dot{\mathbf{e}}_n)$ ,  $\mathbf{F}_{\text{вн}} = \frac{1}{H}[-p_{\perp}\dot{\mathbf{V}}_{\parallel}H + (p_{\parallel} - p_{\perp})\dot{\mathbf{V}}_{\perp}H]$ ,

$$f_{\text{дис}} = \frac{c\dot{\mathbf{V}}}{enH^3} \left[ 2\frac{p_{\perp}}{R^2}(\dot{\mathbf{V}}H[\dot{\mathbf{R}}, \dot{\mathbf{H}}]) - p_{\parallel}(\text{rot}\dot{\mathbf{H}} \cdot \dot{\mathbf{V}}_{\perp}H) \right].$$

Правые части для функций  $\dot{F}_{\text{вн}}$  и  $\dot{f}_{\text{дис}}$  выражены через явные значения дрейфовых токов с выделением компонент тензора давления  $p_{\perp}$  и  $p_{\parallel}$ . В системе (15) неизвестными величинами являются  $p_{\perp}$ ,  $p_{\parallel}$ ,  $\dot{N}$ ,  $n$  и  $\dot{V} = \dot{V}_{\phi} + \dot{V}_{R}$ .

Получение теоретических моделей, описывающих движение непрерывных систем, является важным разделом механики сплошных сред. Построение этих моделей базируется, как на использовании экспериментальных данных, так и на применении общеизвестных принципов механики, термодинамики, физики и в их основе лежит поиск дополнительных соотношений между параметрами, описывающими состояние рассматриваемой непрерывной среды. Известно, что основные уравнения механики, электродинамики, гидродинамики и так далее выводятся на основе вариационного уравнения Лагранжа. Соответствующий анализ показывает, что с помощью вариационных принципов возможно построение любых физических моделей, описывающих как обратимые, так и необратимые процессы. Поэтому применение принципов Пригожина и Онсагера, объединенных Дьярмати, для получения уравнения движения замагниченной плазмы на гидродинамическом уровне описания представляется достаточно перспективным. И здесь необходимо отметить следующее.

Возможность учета структуры физически бесконечно малого элемента плазмы в данной работе достигалась, с одной стороны, применением вариационных методов Пригожина и Онсагера, объединенных Дьярмати и позволяющих получить полностью самосогласованное уравнение с точностью выбранного приближения. С другой стороны, выбранное дрейфовое приближение, являясь одночастичным, изначально учитывает дискретность рассматриваемой ионизованной среды («атомно-молекулярную» структуру). Кроме того, оно допускает малые возмущения в пределах своей точности, то есть в пределах постоянства первого адиабатического инварианта  $\mu$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта ИНТАС 06-1000013-8823.

#### Список литературы

1. Альвен Х. Космическая плазма. – М.: Мир, 1983. – 216 с.
2. Баранов В.Б., Краснобаев К.В. Гидродинамическая теория космической плазмы. – М.: Наука, 1977. – 336 с.
3. Богданов В.В. Учет диссипации в приближении двух адиабатических инвариантов Чу, Гольдбергера, Лоу. Солнечно-земные связи и электромагнитные предвестники землетрясений. Труды III Международной конференции. Часть 2. Петропавловск-Камчатский, 2004. С. 35-42.
4. Богданов В.В. Применение вариационных методов неравновесной термодинамики для описания бесстолкновительной плазмы в дрейфовом приближении. Препринт № 01. – Петропавловск-Камчатский: ИКИР ДВО РАН, 2002. – 36 с.
5. Боголюбов Н.Н., Митропольский Ю.А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. – М.: Наука, 1974. – 504 с.
6. Дьярмати И. Неравновесная термодинамика. – М.: Наука, 1974. – 304 с.
7. Климонтович Ю.Л. Статистическая физика. – М.: Наука, 1982. – 608 с.
8. Климонтович Ю.Л. Статистическая теория открытых систем. М.: Янус-К, 1999. – 438 с.
9. Морозов А.И., Соловьев Л.С. Движение заряженных частиц в электромагнитных полях. Вопросы теории плазмы. Вып. 2. – М.: Атомиздат. 1963. С.177-261.
10. Плетнев В.Д., Скуридин Г.А. Феноменологическое описание неравновесной магнитосферной плазмы в адиабатическом приближении // Космич. исслед. 1980. Т. XVIII, вып.6. С. 851-875.
11. Франк-Каменецкий Д.А. Лекции по физике плазмы. – М.: Атомиздат, 1968. – 288 с.
12. Чу Г., Гольдбергер М., Лоу Ф. Уравнение Больцмана и гидромагнитные уравнения для одной жидкости без столкновений / Проблемы современной физики». 1957. вып. 7.

**ВЛИЯНИЕ ГЛОБАЛЬНОЙ ТОПОЛОГИИ МЕЖПЛАНЕТНОГО МАГНИТНОГО  
ПОЛЯ НА СВОЙСТВА УСКОРИТЕЛЬНЫХ ПРОЦЕССОВ В ДАЛЬНИХ  
ОБЛАСТЯХ ХВОСТА МАГНИТОСФЕРЫ ЗЕМЛИ**

**INFLUENCE OF GLOBAL TYPOLOGY OF INTERPLANETARY MAGNETIC FIELD  
ON THE PROPERTIES OF ACCELERATING PROCESSES IN THE FAR REGIONS  
OF THE EARTH MAGNETOSPHERE TAIL**

*Е.Е. Григоренко<sup>1</sup>, Л.М. Зеленый<sup>1</sup>, А.О. Федоров<sup>2</sup>, Ж.-А. Сово<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>*Институт космических исследований РАН*

<sup>2</sup>*Centre d'Etude des Recherchers Rayonnements, Toulouse, France*

We present results of statistical study of high-speed ion beams (beamlets) observed by the Interball-1 satellite in the boundary region of the plasma sheet of the geomagnetic tail of the Earth's magnetosphere. Beamlets result from nonlinear acceleration processes occurring in the current sheet in the distant regions of the geomagnetic tail. They propagate toward the Earth along the magnetic field lines and are detected in the boundary region of the plasma sheet and near the high-latitude boundary of the plasma sheet in the auroral region in the form of short (with a duration typical observed by one spacecraft of ~1–2min) bursts of high-energy (with energies of about several tens of keV) ions. The size of the latitudinal zones where the beamlets are localized in the tail was determined using the epoch superposition method. The relationship between the frequency of beamlet generation in the boundary region of the plasma sheet and the prehistory of the direction of the interplanetary magnetic field (the magnitude of a clock angle) is investigated. It is established that this direction exerts a global effect on the beamlet generation frequency; moreover, it was found that the beamlet generation frequency in the midnight local time sector of the tail and at the flanks depends differently on the direction of the interplanetary magnetic field. In the midnight sector, the beamlets are observed at almost all directions of the interplanetary field, whereas the frequency of their generation at the flanks is maximal only when the interplanetary magnetic field has a large azimuthal component.

### **1. Введение**

Геомагнитный хвост земной магнитосферы с момента его открытия в конце 60-х годов привлекает внимание исследователей как один из наиболее сложных и интересных объектов в космической физике. Он образуется на ночной стороне Земли в результате вытягивания силовых линий магнитного поля Земли потоком плазмы солнечного ветра (СВ), непрерывно движущимся от Солнца. В геомагнитном хвосте происходит накопление энергии, поступающей в магнитосферу из СВ. Эта энергия высвобождается либо взрывообразным образом, вызывая магнитные суббури, либо порциями посредством ускорения сравнительно небольшого количества частиц. В последнем случае хвост может в течение длительного времени находиться в квазистационарном режиме. Проявлениями таких ускорительных процессов, происходящих в дальних областях хвоста (на расстояниях ~100R<sub>E</sub> от Земли, где R<sub>E</sub>-радиус Земли), являются локализованные пучки высокоэнергичных (с энергией порядка нескольких десятков кэВ) ионов (бимлеты), движущиеся к Земле вдоль силовых линий магнитного поля в пограничном плазменном слое (ППС) [3, 7] (Рис.1).

Первоначально считалось, что бимлеты являются короткоживущими плазменными структурами, т.к. время их наблюдения на одном КА обычно не превышало 2мин. Однако многоточечные наблюдения, выполненные спутниками Cluster, позволили установить, что короткое время наблюдения бимлетов в большинстве случаев связано с движениями границы ППС, обусловленными «болтанием» хвоста, т.н. флэппингом, в то время как время существования бимлетов составляет обычно 5-10 минут, а в отдельных случаях достигает 20 мин [4].

Согласно теории, бимлеты генерируются в результате неадиабатического ускорения ионов в токовом слое (ТС) дальних областей хвоста (в областях с малой величиной нормальной компоненты магнитного поля B<sub>Z</sub>) [6]. Причем, ускорение частиц в

области обращения знака магнитного поля носит резонансный характер [1, 2]. То есть, в зависимости от локальных условий в ТС частицы, поступающие в него из мантии или из ионосферы, могут либо испытать сильное рассеяние и быть захвачены в ТС, либо выйти из него практически без рассеяния и, двигаясь по Спайсеровским орбитам, сформировать пучки (бимлеты), быстро движущиеся к Земле в ППС [1] (Рис. 2).

Однако до сих пор неясно, является ли появление бимлетов в ППС следствием высвобождения избыточной энергии, поступившей извне, т.е. связано с какой-то определенной предысторией в межпланетной среде (в частности с каким-либо определенным направлением межпланетного магнитного поля (ММП)) или же это постоянное явление, происходящее в хвосте независимо от внешних условий. В данной работе мы попытаемся выяснить статистически влияние направления ММП на частоту появления бимлетов в ППС.

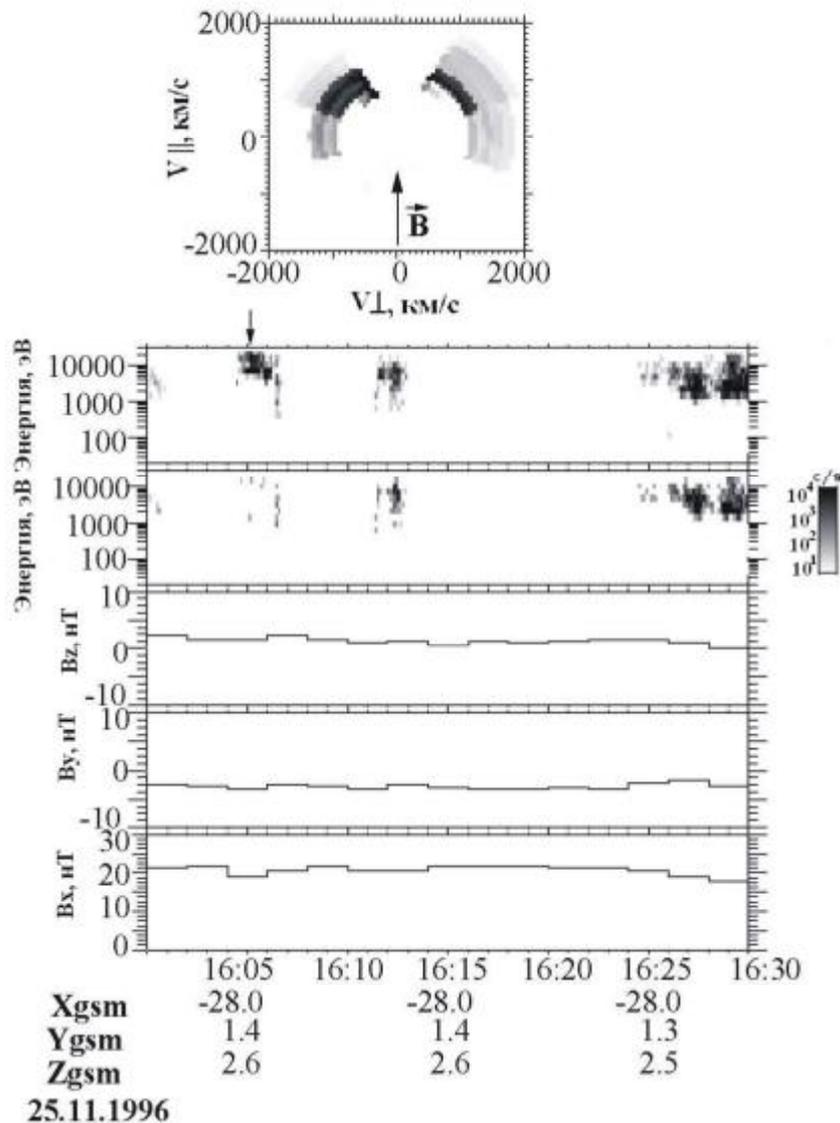


Рис.1. Экспериментальное наблюдение бимлета спутником Интербол-1 в ППС геомагнитного хвоста. *Сверху вниз*: функция распределения ионов по скоростям в плоскости  $(V_{\perp}, V_{\parallel})$ , измеренная в момент времени показанный стрелкой; спектрограммы ионов, движущихся к Земле и от Земли, компоненты магнитного поля в системе координат GSM.

## 2. Экспериментальные данные

Интербол-1, запущенный 3 августа 1995, был предназначен для исследования чрезвычайно важных и интересных, с точки зрения физики плазмы, пограничных слоев магнитосферы Земли, в том числе ППС. Его орбита, с первоначальным апогеем  $30R_E$ , перигеем 800км и наклоном  $63^\circ$  позволяла спутнику долгое время находиться в высокоширотных областях хвоста и в ППС. В данной работе мы проанализировали 70 пересечений ППС Интерболом-1 на расстоянии  $X \sim -25R_E$  от Земли. Мы использовали данные измерений российских приборов: магнитного поля с магнитометра МИФ [5] и плазменных параметров, полученных с помощью ионного спектрометра КОРАЛЛ [9]. Ионный спектрометр КОРАЛЛ позволял производить измерения трехмерной функции распределения (без массового разрешения) за время  $\sim 2$ мин (которое определялось периодом вращения аппарата вокруг своей оси). Также использовались данные по ММП с американского спутника Wind, которые были получены из Интернета (<http://cdaweb.gsfc.nasa.gov>). При использовании измерений с Wind мы учитывали время распространения СВ от точки, где находился Wind до мест нахождения КА Интербол-1.

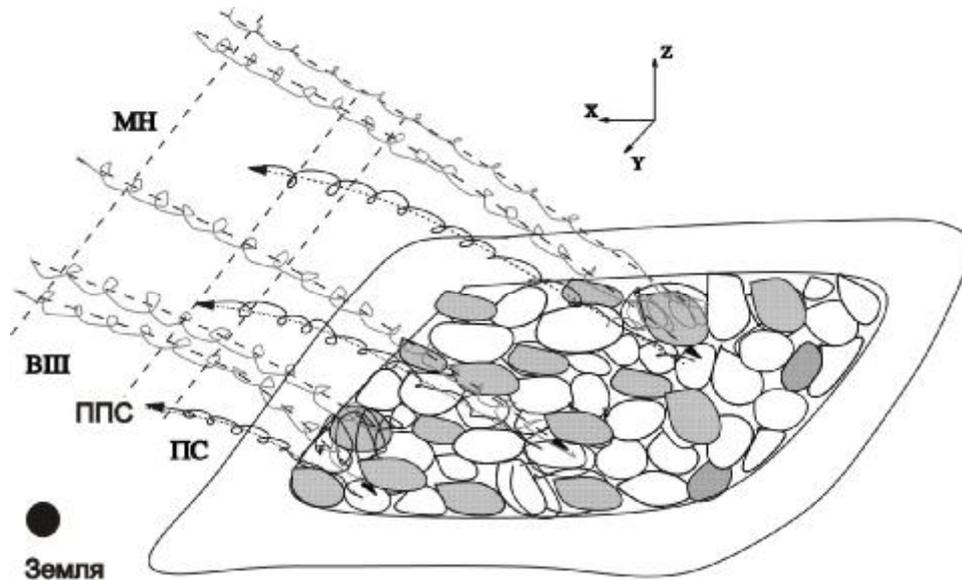


Рис.2. Схематическое изображение локализованного резонансного ускорения бимлетов в токовом слое (ТС) геомагнитного хвоста. Ионы, поступающие в ТС из мантии (МН), ускоряются в ТС и либо испытывают сильное рассеяние и захватываются в ТС (серые овалы), либо инжектируются в ППС практически без рассеяния (белые овалы).

## 3. Изучение влияния ММП на частоту появления и локализацию бимлетов в геомагнитном хвосте

Для статистического анализа пространственных распределений бимлетов в хвосте мы, прежде всего, выбрали интервалы, когда спутник Интербол-1 пересекал полуночный сектор геомагнитного хвоста ( $|Y_{GSM}| \leq 7R_E$ ) и в спокойные геомагнитные интервалы (индекс  $AE < 100$ нТ). В результате было выбрано 42 пересечения ППС в хвосте магнитосферы, удовлетворяющие этим условиям.

На рисунке 3 показаны спектрограммы, полученные методом наложения эпох, примененного ко всем выбранным пересечениям ППС в хвосте, имевшим место при южном (рис.3А) и северном направлениях ММП (рис.3Б). Имеются ввиду средние направления ММП, усредненные за час до каждого пересечения границы ППС. Спектрограммы построены в координатах  $dZ$ -Энергия, где  $dZ$  – расстояние между спутником и границей ПС (вдоль направления  $Z_{GSM}$ ). Граница ПС определялась отдельно для каждого пересечения ППС согласно следующим критериям: 1) ионная температура  $T_i > 1$  кэВ; 2) счет во всех 5 полярных каналах прибора КОРАЛЛ должен быть примерно одинаков (различия в счете не должны превышать 30%). Определив, таким образом,

границу ПС в каждом конкретном пролете, мы присваивали ей  $dZ=0$ , в результате, области с  $dZ>0$  соответствует высокоширотная часть хвоста, а области с  $dZ<0$  – внутренняя часть ПС. Верхние спектрограммы соответствуют данным, полученным с детектора, смотрящего в хвост, а нижние – данным с детектора, смотрящего на Солнце. На обеих верхних спектрограммах со стороны высокоширотной области четко видны движущиеся из хвоста бимлеты. Таким образом, статистически можно оценить размер области (вдоль направления  $Z_{GSM}$ ), в пределах которой локализованы бимлеты. Он составляет  $0.5 R_E$  для периодов южного ММП и  $-0.15 R_E$  для периодов северного ММП.

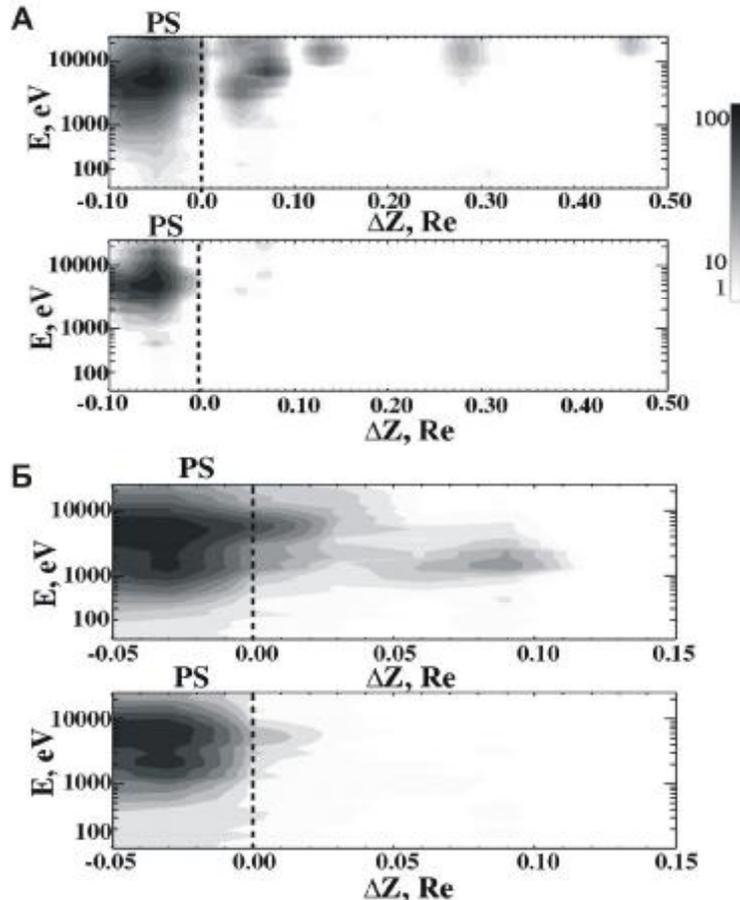


Рис.3. Ионные спектрограммы, построенные в координатах  $dZ$ -Энергия (где  $dZ$  – расстояние между спутником и границей ПС вдоль направления  $Z_{GSM}$ ) полученные методом наложения эпох, примененного ко всем пересечениям ППС спутником Интербол-1 в геомагнитном хвосте во время интервалов южного ММП (А) и северного ММП (Б). Верхняя спектрограмма в каждой паре получена для ионов, движущихся к Земле, нижняя – для ионов, движущихся от Земли.

Для того чтобы выяснить, зависит ли частота появления бимлетов от предыстории направления ММП, мы использовали 70 пересечений ППС Интербол-1 (504 случаев наблюдений бимлетов) независимо от координаты  $Y$  и от уровня геомагнитной активности. Каждое пересечение ППС сканировалось с интервалом  $dt_i$  равным 10 минут и, независимо от того, наблюдались ли в это время бимлеты или нет, для каждого 10-минутного интервала определялось среднее направление ММП, усредненное за 1.5 часа до начала очередного  $dt_i$ . На Рис. 4 показаны распределения частоты наблюдения бимлетов в зависимости от определенного таким образом среднего направления ММП. Частота наблюдения бимлетов определялась следующим образом. Весь диапазон направлений ММП (рассматривалась ориентация ММП в плоскости  $YZ$ ) разбивался на  $30^\circ$  интервалы (12 интервалов). Для каждого интервала определялось полное время (в часах) наблюдения данных направлений ММП (соответствующих этому интервалу) путем сложения соответствующих 10-минутных интервалов (независимо от того, наблюдались в этих интервалах бимлеты или нет). Затем определялось число бимлетов, которым

предшествовали направления ММП из данного интервала, и затем это число бимлетов делилось на полное время наблюдения ММП из данного интервала. Радиальный размер каждого сектора диаграммы пропорционален величине частоты появления бимлета при данном направлении ММП. Такие операции были выполнены отдельно для утреннего ( $Y_{GSM} \leq 7R_E$ ), полуденного ( $|Y_{GSM}| < 7R_E$ ) и вечернего ( $Y_{GSM} \geq 7R_E$ ) секторов хвоста. Из рисунка видно, что в полуденном секторе хвоста частота появления бимлетов менее всего зависит от направления ММП: бимлеты наблюдаются при любых направлениях ММП, хотя при строго северном ММП частота их появления значительно меньше, чем при южном. Для флангов картина распределения частоты бимлетов несколько иная. В отличие от полуденного сектора, на флангах при сильном северном ММП бимлетов нет совсем. На вечернем фланге бимлетов не наблюдалось даже при сильном южном ММП. Зато при увеличении  $B_Y$  компонента ММП частота появления бимлетов на флангах возрастает, особенно четко это видно на утреннем фланге ( $Y_{GSM} \leq -7R_E$ ).

Важно отметить, что мы пробовали и другие интервалы усреднения, а именно, 2ч, 1ч, 30мин, 15мин (соответствующие диаграммы не представлены), и обнаружили, что распределения сохраняют вид, показанный на рисунке 4 при усреднениях за периоды не менее 1 часа. Зависимость от направления ММП начинает смазываться при усреднениях за меньшие интервалы времени – за 30мин и за 15 мин. Таким образом, существует по-видимому, интегральный эффект влияния ММП на процессы, связанные с генерацией бимлетов.

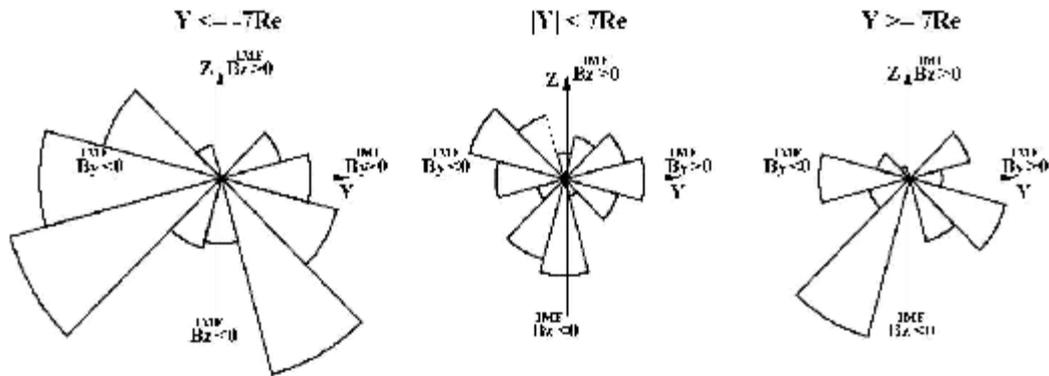


Рис.4. Распределения частоты наблюдения бимлетов в хвосте в зависимости от среднего направления ММП (часового угла в плоскости  $YZ_{GSM}$ ). Диаграммы построены для трех секторов хвоста: утреннего,  $Y_{GSM} \leq -7R_E$  (левый рисунок), полуденного,  $|Y_{GSM}| < 7R_E$  (центральный рисунок) и вечернего,  $Y_{GSM} \geq 7R_E$  (правый рисунок).

#### 4. Выводы

1. Высокоскоростные пучки ионов (бимлеты) локализованы вблизи границы ПС, в области, размер которой вдоль направления  $Z_{GSM}$  зависит от среднего направления ММП и составляет для интервалов южного ММП  $\sim 0.5 R_E$  и для периодов северного ММП лишь  $\sim 0.15 R_E$ .

Малый размер области локализации бимлетов при северном ММП, возможно, обусловлен отсутствием в эти периоды в ТС пространственно-протяженной области с малой величиной магнитного поля, которая имеет место в «вытянутой» магнитной конфигурацией хвоста. Поэтому в периоды северного ММП неадиабатическое ускорение частиц и генерация бимлетов (в тех редких случаях, когда они наблюдаются) происходит в пространственно-локализованной области вблизи сепаратрисы, разделяющей замкнутые и открытые силовые линии магнитного поля. В результате вблизи Земли бимлеты также будут локализованы вблизи узкой области, примыкающей к границе ПС. Напротив, при южном ММП возрастает вероятность возникновения «вытянутой» магнитной

конфигурацией хвоста с протяженной областью слабого магнитного поля, в которой возможно возникновение резонансных источников ускорения бимлетов. В результате, в периоды южного ММП бимлеты вблизи Земли будут локализованы в более широкой (вдоль  $Z_{GSM}$ ) области.

2. Частота появления бимлетов в хвосте зависит от предыстории межпланетных условий, в частности, от среднего направления ММП, усредненного как минимум за 1 час до наблюдения бимлета. Причем, эта зависимость выглядит по-разному для полуночного сектора хвоста и для его флангов:

- В полуночном секторе бимлеты наблюдаются практически при всех направлениях ММП. При сильном северном поле частота их появления значительно меньше, чем при других направлениях ММП.
- При сильно северном ММП бимлетов на флангах не наблюдается. Возможно, это связано с тем, что при северном ММП электрическое поле утро-вечер, в котором ускоряются бимлеты, мало.
- Наибольшая частота появления бимлетов на флангах наблюдается, когда ММП имеет существенный  $V_Y$  компонент. Это может быть связано с формированием благоприятных условий для ускорения ионов в токовом слое на флангах. В частности, существуют указания на эффективное проникновение ионов СВ в хвост магнитосферы через фланги, особенно в присутствии в ММП  $V_Y$  компоненты [8].

В целом, наши результаты подтверждают модель резонансного ускорения плазмы в пространственно локализованных областях ТС, которые существуют в дальних областях геомагнитного хвоста даже при самых спокойных условиях. Бимлеты не обязательно связаны с пересоединением (то есть со сменой знака  $B_Z$  в ТС) – возможен и чисто неадиабатический механизм в областях со слабым квазистационарным  $B_Z > 0$ .

### Благодарности

Работа была поддержана грантами РФФИ №№ 06-02-72561; 07-02-00319, грантом ведущих научных школ при Президенте РФ № НШ-5359.2006.2, INTAS Nr. 06-1000017-8943.

### Список литературы

1. Ashour-Abdalla M., J.P. Berchem, J. Buchner, L.M. Zelenyi, Shaping of the magnetotail from the mantle: global and local structuring // *J. Geophys. Res.* 1993. 98. 5651.
2. Buchner J, L.M. Zelenyi, Regular and chaotic charged particle motion in magnetotail-like field reversals, 1. Basic theory of trapped motion // *J. Geophys. Res.* 1989. 94, 11,821.
3. Grigorenko E.E., A.O. Fedorov, L.M. Zelenyi. Statistical study of transient plasma structures in magnetotail lobes and plasma sheet boundary layer: Interball-1 observations // *Ann. Geophysicae.* 2002. 20,329.
4. E.E. Grigorenko, J.-A. Sauvaud, L.M. Zelenyi, Spatial-Temporal characteristics of ion beamlets in the plasma sheet boundary layer of magnetotail // *J. Geophys. Res.* 2007. 112, A05218, doi:10.1029/2006JA011986.
5. Klimov S., S. Romanov, E. Amata, J. Blecki, J. Buchner et al.. ASPI experiment: measurements of fields and waves onboard the Interball-1 spacecraft // *Annal. Geophysicae,* 1997. 15, 514.
6. Lyons L.R., T.W. Speiser, Evidence for current-sheet acceleration in the geomagnetic tail, // *J. Geophys. Res.* 1982. 87, 2276.
7. Parks G., L.J. Chen, M. McCarthy, D. Larson et al., New observations of ion beams in the plasma sheet boundary layer // *Geophys. Res. Lett.* 1998. 25, No. 17. P. 3285-3288.
8. Rostoker G., Phenomenology and physics of magnetospheric substorms // *J. Geophys. Res.* 1996. 101, 12, 955.
9. Yermolaev Yu.I., A.O. Fedorov, O.L. Vaisberg et al., Ion distribution dynamics near the Earth's bow shock: first measurements with the 2-D ion energy spectrometer CORALL on the Interball-Tail satellite // *Annal. Geophysicae.* 1997. 15, 533.

## НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ ФОРМИРОВАНИЯ НЕАДИАБАТИЧЕСКИ УСКОРЕННЫХ ИОННЫХ ПУЧКОВ В МАГНИТОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

### NON-LINEAR EFFECTS OF FORMATION OF NON-ADIABATIC ACCELERATED ION BEAMS IN THE EARTH MAGNETOSPHERE

*М.С. Долгоносов<sup>1</sup>, Л.М. Зеленый<sup>1</sup>, В. Перумян<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>*Институт космических исследований РАН*

<sup>2</sup>*Университет Калифорнии, г. Лос Анжелес, США*

We investigate the nonlinear influence of the cross-tail currents carried by beamlets (substructures of PSBL ion beams) on the topology of the magnetic field, and, correspondingly, on the dispersion properties of these substructures self-consistently generated in this field. We found that some of the peculiarities of beamlet shapes found recently in CLUSTER data could be explained by taking into account the nonlinearity of the system. This model explains the steepening of local beamlets dispersion in comparison with the global dispersion of the enveloping VDIS structure. At the same time we found that velocity filter effects operating during beamlets propagation towards the Earth prevent the sign's reversal of this local dispersion.

#### **Введение**

Как известно, процессы, протекающие вблизи сепаратрисы, играют очень важную роль в динамике многих процессов. В геомагнитном хвосте роль сепаратрисы играет Пограничная область Плазменного Слоя (ППС), разделяющая открытые и закрытые силовые линии магнитного поля Земли. Одним из интересных процессов, изучаемых в ППС, являются когерентные и пространственно локализованные пучки ионов - бимлеты, обладающие сложным пространственно - временным поведением [4-7,11,12,15,].

В работе [10] была предложена модель формирования ионных пучков (названных в англоязычной литературе VDIS), основанная на неадиабатическом механизме ускорения в скрещенных электромагнитных полях. При таком ускорении частица, попавшая в токовый слой с малой, поперечной к слою, компонентой магнитного поля  $B_n$ , “проворачивается” в слое на половину своей ларморовской орбиты (напоминаем, что движение частицы вблизи слоя уже не подчиняется стандартному приближению ведущего центра), т.е. смещается поперек слоя на расстояние  $2r_i$  ( $r_i$  – ларморовский радиус частицы в поле  $B_n$ ), после чего вылетает из токового слоя. Поскольку в магнитосфере всегда существует поле  $E_y$ , направленное с утренней стороны на вечернюю, возникшее за счет движения магнитосферы относительно солнечного ветра, частица при таком смещении приобретает

дополнительную энергию  $\Delta W = 2r_i E_y = \frac{m_i}{2} V_c^2 = \frac{m_i c^2}{2} \left( \frac{E_y}{B_n} \right)^2$ .

Данные спутника AUREOL-3 [16] показали, что часто регистрируемые в ППС ионные пучки состоят из мелкомасштабных субструктур (как по энергиям, так и по широте наблюдения), названные бимлетами. Теоретическая модель формирования бимлетов, представленная в работе [3], описывает динамику ионов, как неадиабатическое (в смысле сохранения классического инварианта – магнитного момента частицы  $\mu$ ) ускорение в центре токового слоя в присутствии электрического поля, которую можно охарактеризовать приближенным (т.н. квазиадиабатическим) интегралом движения  $I_z = \frac{1}{2p} \oint \mathcal{H} dz$ , дающим возможность приближенно проинтегрировать уравнения движения частицы [3]. Отличительной чертой данного механизма ускорения является объяснение детерминистического хаоса, возникающего в системе. Хаос возникает из-за скачков инварианта  $I_z$  при пересечении токового слоя, что может приводить к захвату частиц в токовом слое и их перемешиванию в фазовом пространстве. Для определенного набора

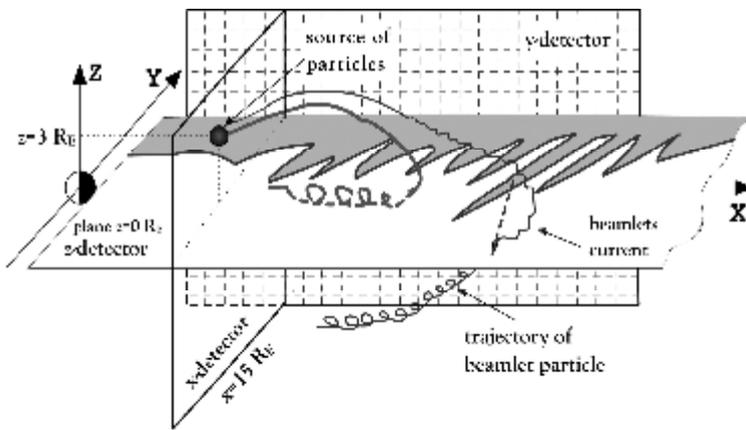


Рис.1. Схематичная модель численного эксперимента, показывающая относительное расположение виртуальных детекторов и источника частиц.

Запуск мульти-спутникового космического эксперимента Cluster привел к многочисленным многоточечным наблюдениям бимлетов в ППС [8-9, 14]. В частности, в этих работах на основе наблюдений бимлетов при входе и выходе из ППС, было показано, что в то время, как средняя дисперсия ионного пучка в ППС и его субструктур (бимлетов) достаточно хорошо соответствует результатам моделирования, представленных в работе [1], локальная дисперсия отдельного бимлета отличается, а иногда значительно, от "средней" дисперсии VDIS. Обе группы авторов сделали вывод, что для объяснения данного явления необходимо учитывать различие во временах полета частиц различных энергий от источника в токовом слое, в котором прошло ускорение, до места наблюдения – местонахождения спутника. Независимо друг от друга, они также предположили, что бимлеты являются результатом некоррелированных импульсивных инъекций в дальней области геомагнитного хвоста.

В этой статье, мы предлагаем альтернативную гипотезу, объясняющую причину образования различных дисперсий: «средней» дисперсии VDIS и дисперсий ее субструктур-бимлетов. Мы сделаем первый шаг к исследованию бимлетов в рамках самосогласованной модели, учитывающей вклад токов частиц. Стоит отметить, что компьютерное моделирование динамики частиц проводилось для всей популяции частиц, но во время взаимодействия частиц с токовым слоем геомагнитный хвост выбирал группу частиц,двигающихся вдоль линий магнитного поля и, в то же время, вносящих основной вклад в ток поперек хвоста. После нескольких повторений, наша система, сходится к неравновесному квазистойчивому состоянию, поскольку нет никаких существенных различий между последующими повторениями. Хотя такой подход составляет только начальный этап перехода системы к динамической самосогласованности, однако результаты, полученные даже от первой итерации, довольно ясно иллюстрируют влияние нелинейных эффектов на формирование дисперсионной структуры бимлетов.

### Описание схемы моделирования.

Наше исследование основано на численном моделировании динамики ионной популяции в рамках глобальной 2-мерной аналитической модели магнитосферного хвоста, представленной в работе [17]. Согласно работе [17], магнитное поле задавалось аналитическими формулами:

параметров (основным регулирующим параметром здесь является величина компоненты магнитного поля, перпендикулярная токовому слою) возможно существование областей "регулярного" ускорения. Внутри этих областей происходит компенсация скачков инварианта  $I_z$  иона при входе и выходе из токового слоя, что ведет к формированию бимлетов, т.е. почти когерентных высокоэнергичных ионных пучков.

$$B_x = A_z F(x) \tanh(zF(x)),$$

$$B_z = A_z \frac{dF(x)}{dx} \left[ \frac{1}{F(x)} - z \tanh(zF(x)) \right],$$

$$F(x) = \frac{1}{L} \left( \frac{x}{x_L} \right)^{-q},$$

где  $q=0.4$ ,  $A_z=55$ ,  $x_L=45 R_E$ ,  $L=3 R_E$ ,  $R_E=6380$  км - радиус Земли. В центре токового слоя, т.е. при  $z=0$ ,  $B_z = -A_z \frac{q}{x}$ . Частицы ускоряются под действием постоянного и однородного во всей области моделирования электрического поля, направленного «утро-вечер» ( $E_y=0.1$  мВ/м) и соответствующего электрическому полю, существующему в хвосте магнитосферы в результате проникновения внутрь нее межпланетного электрического поля, связанного с относительным движением Земли и потока солнечного ветра. Источник протонов с функцией распределения  $f_0 \approx \exp((v_{\parallel} - u)^2 + v_{\perp}^2) / v_{th}^2$ , где  $0.5 m_i v_{th}^2 = 0.3$  кэВ,  $u = 200$  км/с располагался в северной мантии ( $x=15 R_E$ ,  $z=3 R_E$ , см. Рис. 1). При этом основная группа частиц должна попадать во все характерные области, внутри которых можно ожидать «регулярного» ускорения, причем число таких областей должно быть хотя бы больше 5. Частицы из источника выпускались одновременно, и их общее число равнялось  $N=70\,000$ . Их траектория вычислялась методом Рунге-Кутты 4 порядка. Информация об их движении собиралась на виртуальных детекторах (плоскости  $x=\text{const}$  и  $y=\text{const}$ , расположенные эквидистантно,  $\Delta x=5 R_E$ ,  $\Delta y=0.25 R_E$ ), на которых отмечалась точка пересечения, энергия частицы и время, прошедшее с момента запуска. На Рис. 1 схематично показано положение одного из таких детекторов,  $x=15 R_E$ . Чтобы отразить конечную ширину геомагнитного хвоста, ионы удалялись из области моделирования, как только они достигали  $y < -40 R_E$ . Схема численного эксперимента представлена на рис. 1.

Наше исследование состояло из двух этапов. Вначале, в рамках заданного начального магнитного поля были вычислены траектории ионов и получен ток, текущий поперек хвоста магнитосферы и созданный этими частицами. Затем область моделирования была разбита на ячейки размером  $0.275 R_E \times 0.8 R_E$  в плоскости X-Z. Мы

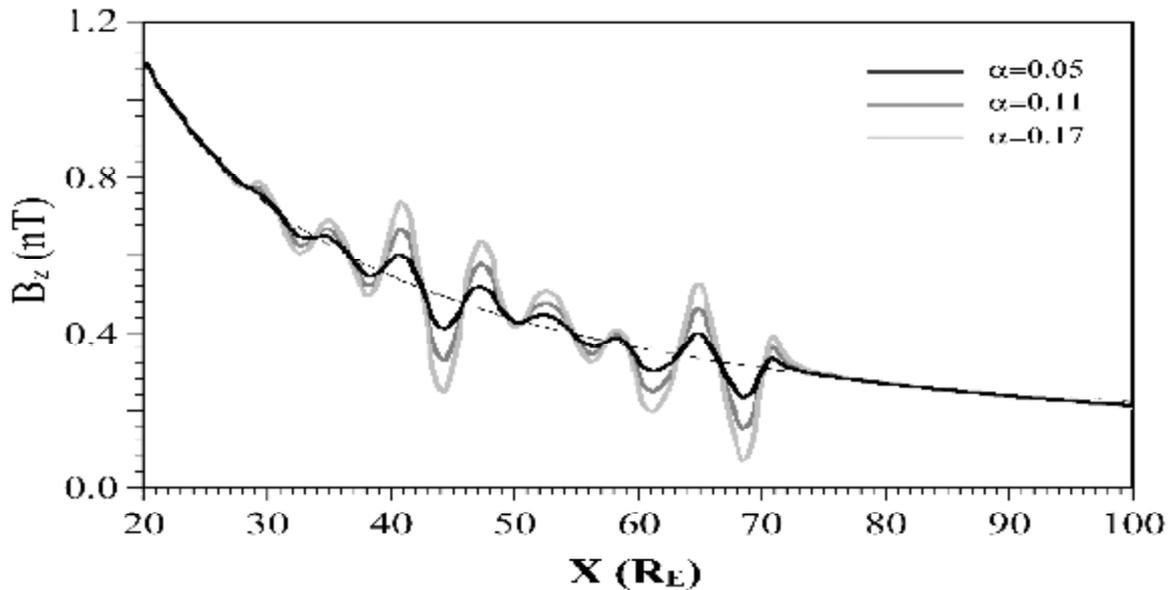


Рис.2. Первоначальный профиль магнитного поля  $B_z$  и его последующие возмущения для  $\alpha=0.05$ ,  $0.11$ ,  $0.17$ .

предположили, что ток, текущий в ячейке, представляет собой бесконечно длинный провод радиуса  $0.5 R_E$  (центры ячейки и провода совпадают), внутри которого плотность

тока равна плотности тока в ячейках области моделирования, а в центре провода ток равен нулю. Это позволило нам воспользоваться законом Био-Савара с тем, чтобы вычислить возмущение начального магнитного поля в результате неадиабатического движения ионов в токовом слое. Перекрытие проводов соседних ячеек приводило к сглаживанию конечного профиля магнитного поля.

На следующем шаге «возмущение» магнитного поля, полученное из токов частиц, прибавлялось к начальному магнитному полю. Степенью нелинейности являлся свободный параметр  $\alpha$ , который, по сути, является среднеквадратичным отклонением нового магнитного поля от первоначального профиля магнитного поля при  $z=0$ . На Рис.2 показано, что токи бимлетов изменяют первоначальное магнитное поле так, что вместо монотонного уменьшения  $B_z(x)$  получается намного более сложная, практически гармоническая структура. Так как условия резонансного неадиабатического ускорения очень чувствительны к локальной величине  $B_z(x')$ , можно ожидать существенных модификаций дисперсионной структуры бимлетов, в то время как «средняя» дисперсия VDIS, определяемая усредненным профилем  $B_z(x)$ , может остаться относительно неизменной.

### Результаты моделирования и обсуждение

Основная цель нашего исследования состоит в том, чтобы понять, как токи, созданные бимлетами, влияют на их собственные дисперсионные свойства. На Рис. 3 представлены результаты моделирования динамики частиц с 4 различными значениями параметра нелинейности  $\alpha$ : а)  $\alpha=0$ , б)  $\alpha=0.05$ , в)  $\alpha=0.11$ , д)  $\alpha=0.17$ . Рис. 3а является

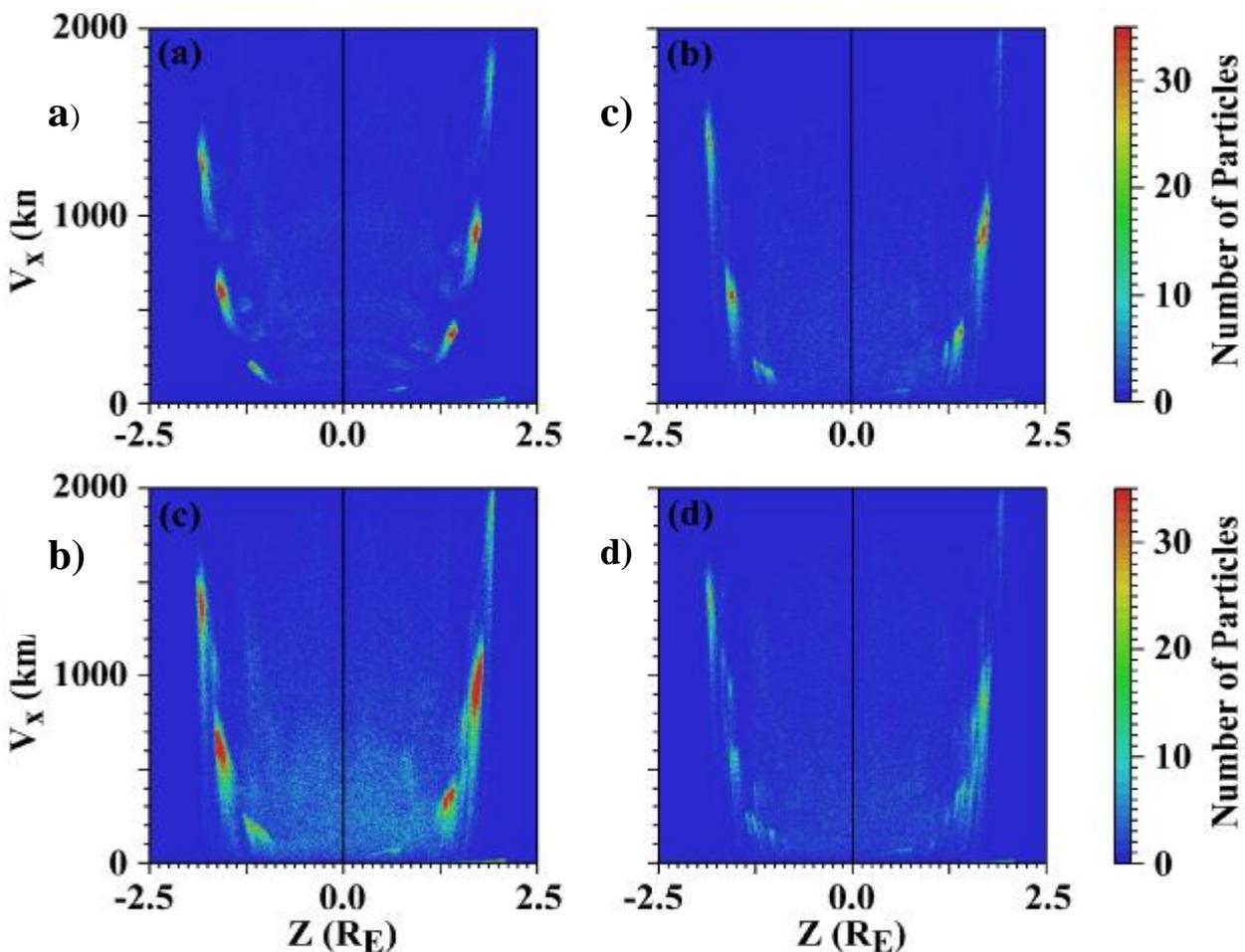


Рис.3. Спектрограммы распределения частиц, полученные в результате моделирования на виртуальном детекторе, расположенном в точке  $x_D=10 R_E$  для 4 значений параметра  $\alpha=0, 0.05, 0.11, 0.17$ .

результатом генерации бимлетов в невозмущенной конфигурации магнитного поля. Данный результат идентичен результатам моделирования, полученным в работе в [2]. Он показывает, что бимлеты – результат естественного неадиабатического ускорения ионов в токовом слое в модели магнитного поля с монотонно уменьшением  $B_z(x)$  (как в нашем случае, так и при использовании модели магнитного поля Tsyganenko-89 [2]). Однако, в нелинейных случаях (Рис.3б, с и d), форма и дисперсия каждого отдельного бимлета отличается от невозмущенного случая. Бимлеты удлинняются, приобретают низкоэнергичные «хвосты», формируя, таким образом, более крутую энергетическую дисперсию, чем средний профиль VDIS.

Результаты, полученные в этом исследовании и представленные на Рис.3, довольно хорошо согласуются с экспериментальными данными (Рис. 3 в работе [8]; Рис. 7 в работе [14]). Так же отчетливо видно, что укрупнение энергетической дисперсии бимлетов не зависит от степени нелинейности, и все характерные нелинейные эффекты, описанные выше, проявляются во всех 3 возмущенных случаях.

Вычисление модификации профиля магнитного поля, состоявшее из запуска частиц, вычисление тока и возмущения магнитного поля, как описано выше, было выполнено несколько раз. Получившиеся серии бимлетов практически ничем не отличались от представленных на Рис.3. Единственное различие заключалось в изменении местоположения источника бимлетов в токовом слое, которое носило периодический характер. К сожалению, ограничения, налагаемые на размер публикации, не позволили нам включить в эту статью результаты последующих итераций. Однако они дают хороший признак динамического характера нелинейного влияния потоков частиц на равновесие геомагнитного хвоста. Этот результат совпадает с результатами, полученными на основе другой численной схемы, опубликованной в работе [13]. Можно предположить, что геомагнитный хвост находится в квазистатическом состоянии, внутри которого, возможно, постоянно существуют нелинейные возмущения магнитного поля, подобные представленным на Рис.2, которые распространяются к Земле с некоторой фазовой скоростью.

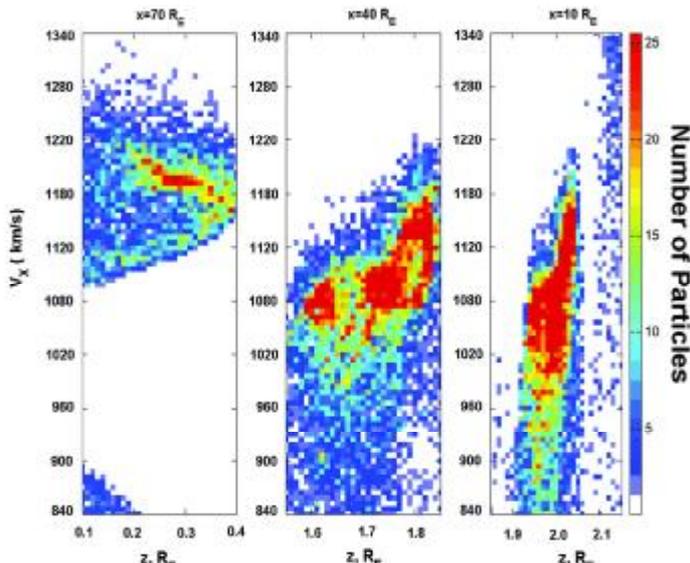


Рис.4. Спектрограмма отдельного бимлета в северном полушарии, полученная на различных расстояниях ( $x=70, 40$  и  $10 R_E$ ) при  $\alpha=0.05$ . Этот рисунок демонстрирует «вращение» бимлета (изменение его дисперсии) по мере движения к Земле.

северного полушария в его эволюции по мере полета к Земле для  $\alpha=0.05$  на 3 различных расстояниях:  $70 R_E, 40 R_E$  и  $10 R_E$ . Обратите внимание, что в области формирования (см.

Так как возмущение профиля магнитного поля приводит к появлению интервалов, внутри которых  $dB_z(x)/dx > 0$  (см. Рис. 2), можно ожидать, что бимлеты, генерируемые внутри этих интервалов, должны были бы иметь противоположную локальную дисперсию по отношению к бимлетам, сформировавшимся на участках, где  $dB_z(x)/dx < 0$ ). Удивительно, но в результатах нашего моделирования мы никогда не регистрировали бимлеты с отрицательной дисперсией около Земли, независимо от значения параметра нелинейности или числа итераций, менявших профиль магнитного поля. Этот результат можно объяснить процессом, который иллюстрирован на Рис.4, на котором показан один и тот же бимлет из

Рис.2) этого бимлета  $dV_z(x)/dx > 0$ . Рис.4 иллюстрирует влияние фильтрации частиц по скоростям, приводящее к вращению бимлета против часовой стрелки (в южном полушарии бимлет вращается по часовой стрелке) по мере приближения к Земле. Этот эффект, проявляющийся во время распространения бимлета к Земле, может маскировать формирование бимлетов с отрицательной дисперсией. Более детальное объяснение формирования "отрицательной" дисперсии бимлетов является темой последующих публикаций.

Работа поддержана грантами INTAS Nr.03-51-3738, РФФИ № 04-02-17371, НШ-5359.2006.2.

#### Список литературы

1. Ashour-Abdalla, M., L.M. Zelenyi, J.M. Bosqued, and R.A. Kovrazhkin. Precipitation of fast ion beams from the plasma sheet boundary layer // *Geophys. Res.Lett.* 1992. 19, No.6, 617.
2. Ashour-Abdalla, M., J. P. Berchem, J. Buchner, L.M. Zelenyi. Shaping of the magnetotail from the mantle: global and local structuring // *J. Geophys. Res.* 1993. 98, 5651.
3. Buechner J., L.M. Zelenyi .Regular and chaotic charged particle motion in magnetotaillike field reversals // *J. Geophys. Res.* 1989. 94, No.A9, 11812.
4. DeCoster, R. J., and L. A. Frank. Observation pertaining to the dynamics of the plasma sheet // *J. Geophys. Res.* 1979. 84, 5099.
5. Eastman, T.E., L.A. Frank, W.K. Paterson, and W. Lennartsson. The plasma sheet boundary layer // *J. Geophys. Res.* 1984. 89, 1553.
6. Forbes, T. G., E. W. Hones, Jr., S. J. Bame, J. R. Asbrige, G. Paschmann, N. Sckopke, C. T. Russell. Evidence for the tailward retreat of a magnetic neutral line in the magnetotail during substorm recovery // *Geophys. Res. Lett.* 1981. 8, 261.
7. Lui, A. T. Y., T. E. Eastman, D. J. Williams, and L. A. Frank (1983), Observations of ions streaming during substorms // *J. Geophys. Res.*, 88, 7753.
8. Keiling, A., et al. New properties of energy-dispersed ions in the plasma sheet boundary layer observed by Cluster // *J. Geophys. Res.*, 2004a. 109, A05215, doi: 10.1029/2003JA010277.
9. Keiling, A., H. Reme, I. Dandouras, J.M. Bosqued, G.K. Parks, M. McCarthy, L. Kistler, E. Amata, B. Klecker, A. Korth, and R. Lundin. Transient ion beamlet injections into spatially separated PSBL flux tubes observed by Cluster-CIS // *Geophys. Res. Lett.* 2004b, 31, L12804, doi:10.1029/2004GL020192.
10. Lyons, L.R. and T.W. Speiser. Evidence for current sheet acceleration in the geomagnetic tail // *J. Geophys. Res.* 1982. 87, 2276.
11. Parks, G. K., C. S. Lin, K. A. Anderson, R. P. Lin, and H. Reme. ISEE-1 and 2 particle observations of outer plasma sheet boundary // *J. Geophys. Res.* 1979, 84, 6471.
12. Parks, G.K., R.M. Song , S.L. Spencer , McCarthy M.P. Budetta, G., et al. Ion beams observed in the near-Earth plasma sheet region on May 10, 1996 // *Geophys. Res. Lett.* 1997. 24, 8, 975.
13. Perroomian V. and L.M. Zelenyi. Large-scale modeling of magnetotail dynamics // *Space Sci. Rev.* 2004b. 95, 15.
14. Sauvaud, J.-A., and R. A. Kovrazhkin. Two types of energy-dispersed ion structures at the plasma sheet boundary // *J. Geophys. Res.* 2004. 109, A12213, doi:10.1029/2003JA010333.
15. Takahashi, K., and E. W. Hones, Jr. ISEE-1 and 2 observations of ion distribution at the plasma sheet-tail lobe boundary // *J. Geophys. Res.* 1988, 93, 8558.
16. Zelenyi L.M., R.A.Kovrazkin, J.M.Bosqued .Velocity-Dispersed ion beams in the Nightside Auroral Zone: AUREOL 3 Observations // *J. Geophys. Res.*(1990. 95, No.A8, 12119.
17. Zwingmann, W. Self-consistent magnetotail theory: Equilibrium structures including arbitrary variation along the tail axis // *J. Geophys. Res.* 1983. 88, 9101.

## ВАРИАЦИИ ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛАЗМОСФЕРЫ ЗЕМЛИ В МАГНИТОАКТИВНЫЕ ПЕРИОДЫ

### VARIATIONS OF PHYSICAL CHARACTERISTICS OF EARTH PLASMOSPHERE IN MAGNETOACTIVE PERIODS

*Г.А. Котова, М.И. Веригин, В.В. Безруких*

*Институт космических исследований РАН*

Thermal plasma measurements on INTERBALL 2 and its subsatellite MAGION 5 (1995-2001) are used to deduce proton temperature and density distributions in the Earth's plasmasphere. It is shown that inside the plasmasphere the density decreases only during strong magnetic storms. Alternatively, at least on the night side, small storms often result in density increase inside the plasmasphere, while plasmapause approaches the Earth. A study of the temperature behavior during moderate magnetic storm development revealed that in the inner plasmasphere ( $L < 2.8$ ) night time ion temperature was depressed in the storm main phase, but exceeded quiet time values in the storm recovery phase. Low temperatures during storm main phase are possibly connected to reverse fluxes from the ionosphere to plasmasphere at late dusk or night. The enhanced temperature in the recovery phase of a storm is naturally explained by interaction of cold plasmaspheric plasma with the energetic ring current particles.

Proton temperatures in the plasmasphere are compared along the magnetic field lines to electron and ion temperatures measured by DMSP satellites in the upper ( $\sim 840$  km) ionosphere.

The work was partially supported by Programs P16/2 and OFN 16 of Russian Academy of Sciences.

#### **Введение**

Несмотря на многолетнюю историю исследования плазмосферы Земли, изменения ее параметров во время развития геомагнитной бури исследованы плохо. И в экспериментальных и в теоретических работах исследовалось скорее движение границы плазмосферы – плазмопаузы во время бури и зависимость параметров плазмосферной плазмы от индекса магнитной активности – Кр или фазы солнечного цикла [напр., 3, 8]. Принято считать, что плотность холодной плазмы в плазмосфере падает во время развития главной фазы бури и затем постепенно восстанавливается.

Измерения температуры плазмы в плазмосфере проводились гораздо реже, чем измерения плотности, и массив экспериментальных данных по тепловой структуре плазмосферы весьма ограничен. Наиболее подробно изучена динамика температуры утреннего и вечернего секторов плазмосферы по данным масс-спектрометра с тормозящим потенциалом RIMS, работавшего на спутнике DE-1. Надежной зависимости температуры от индексов геомагнитной активности не выявлено, что, вероятно, связано с достаточно быстрой реакцией температуры (от нескольких минут до часа) на внезапное включение или выключение источника тепла [4].

В настоящей работе будут рассмотрены изменения плотности и температуры холодной плазмы в плазмосфере Земли во время развития магнитных бурь по данным космического аппарата ИНТЕРБОЛ-2 (1996г.) и его субспутника МАГИОН-5 (1999-2000г.г.).

#### **Экспериментальные данные**

На борту космического аппарата ИНТЕРБОЛ-2 для измерения тепловой плазмы был установлен экспериментальный комплекс Альфа-3, включающий модуляционный анализатор ПЛ-19. Энергетические спектры в диапазоне 0-25 эВ измерялись в течение 2с один раз за 15с или 280с в зависимости от телеметрической моды. Небольшой период околополярной орбиты спутника (6 часов) – весьма удобен для анализа влияния магнитной активности на динамику характеристик плазмосферы.

Субспутник ИНТЕРБОЛ'а-2 МАГИОН-5 начал свою активную работу только после окончания работы основного аппарата. Данные по тепловой плазме были получены

с помощью анализатора с тормозящим потенциалом ПЛ-48. Энергетические спектры измерялись в течение 0.4с каждые 8с. К сожалению, данные имеются в основном только с нисходящей части орбиты 1 раз за сутки.

Ранее аналогичные данные по тепловой плазме, полученные на космическом аппарате ИНТЕРБОЛ-1 с помощью прибора ПЛ-48 сравнивались с данными масс-спектрометра с тормозящим потенциалом RIMS, работавшего на космическом аппарате DE-1 [7] Хорошее согласие данных подтверждает надежность измерений на космических аппаратах проекта ИНТЕРБОЛ.

### Изменение плотности и температуры протонов плазмосферы во время развития магнитных бурь

При развитии магнитной бури в магнитосфере Земли изменения параметров плазмосферы наблюдаются в первую очередь в околополуденном секторе [6-8].

На рис.1 показаны распределения плотности и температуры протонов, полученные на ИНТЕРБОЛ'е-2 при последовательных, через ~ 6 часов, пролетах спутника через плазмосферу во время развития небольшой магнитной бури. Первые два пересечения плазмосферы происходили при почти спокойных геомагнитных условиях, третий же раз спутник пересекал плазмосферу на главной фазе бури при минимальном значении Dst – индекса. В этом пролете наблюдалась чрезвычайно низкая температура ионов в глубине плазмосферы, однако концентрация практически не изменилась. Через 6 часов, на следующем пролете, на фазе восстановления температура ионов в ночной плазмосфере была даже выше значений, зарегистрированных ранее при спокойных условиях, и только на следующем витке регистрировалась температура, характерная для спокойных условий.

Следует подчеркнуть, что на различных пролетах спутника через плазмосферу измерения проводились в различных коротящих с Землей областях плазмосферы, разнесенных по долготе приблизительно на 90°. Нельзя сказать, что одна и та же плазма сначала охлаждалась, а затем нагревалась.

На рис. 2 показана последовательность распределений плотности и температуры протонов в зависимости от параметра L, измеренных один раз в сутки при входе спутника МАГИОН-5 в ночную плазмосферу во время развития небольшой магнитной бури. Во время развития возмущения с ростом величин Kp и AE-индексов плазмопауза приближается к Земле до  $L \sim 3.1$ , но обращает на себя внимание тот факт, что плотность во внутренней плазмосфере при  $L < 2.8$  не уменьшается, а скорее возрастает. Небольшие узкие провалы плотности 26 сентября при  $L=2.8$  и 27 сентября при  $L=2.6$ , вероятно, связаны с развитием узкой струи поляризационного джета на ионосферных высотах. Температура во внутренней плазмосфере минимальна при минимуме Dst-вариации и повышается на фазе восстановления бури.

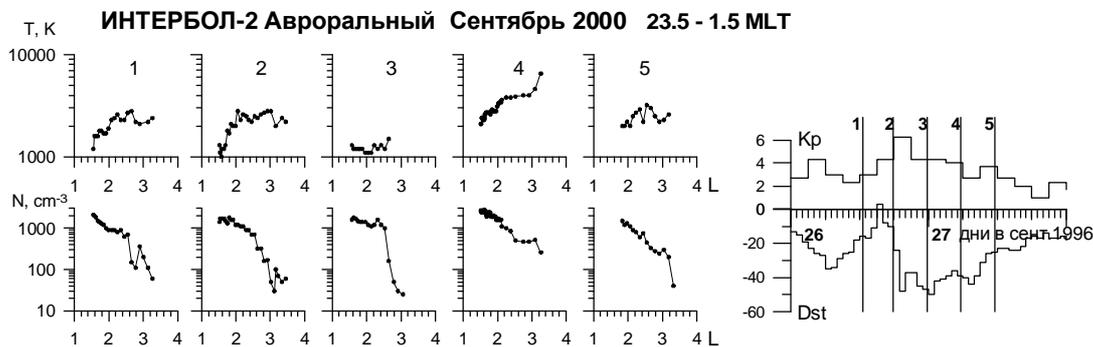


Рис.1 Плотность (внизу) и температура (вверху) тепловых протонов, измеренные на спутнике ИНТЕРБОЛ-2 при последовательных через ~ 6 часов пролетах спутника через ночную плазмосферу во время развития небольшой магнитной бури. Номера на графиках соответствуют временам, отмеченным линиями на правом графике, показывающем вариации Kp и Dst - индексов.

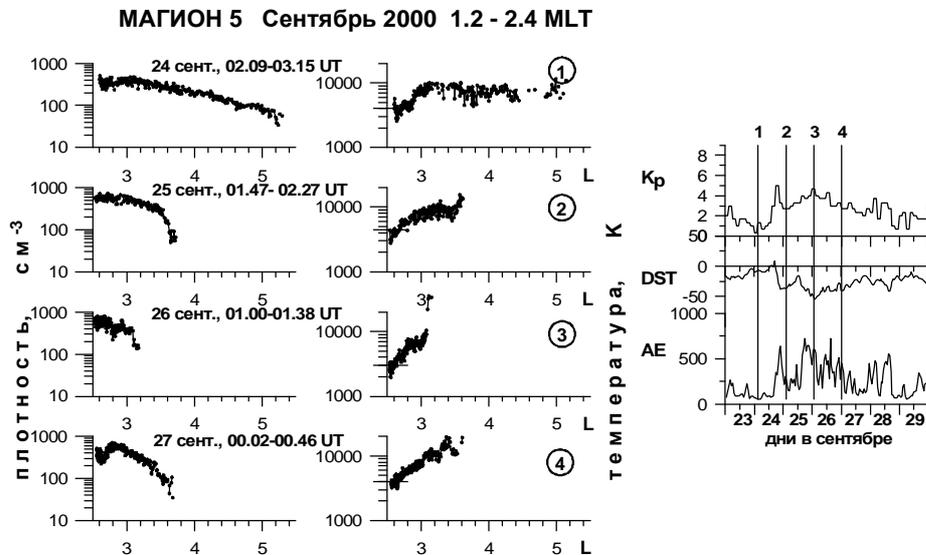


Рис.2 Плотность и температура тепловых протонов, измеренные на МАГИОНе-5 раз в сутки при пересечении ночной плазмосферы Земли во время небольшой магнитной бури. На температурных графиках отрезками прямой отмечена средняя температура при  $L < 2.8$

На рис. 3 представлена статистика измерений температуры и плотности плазмосферной плазмы на спутнике МАГИОН-5 в ночной части внутренней плазмосферы (21.8 – 3.0 MLT) в зависимости от Kp-индекса. Несмотря на довольно скудную статистику, видно, что температура во внутренней плазмосфере уменьшается с увеличением Kp, а плотность не изменяется или немного возрастает.

Повышенные температуры на фазе восстановления магнитной бури, по-видимому, связаны с взаимодействием плазмосферной плазмы с плазмой кольцевого тока. Труднее понять, почему во время главной фазы бури во внутренней плазмосфере наблюдается холодная плазма. Возможно, это связано с потоками ионосферной плазмы в плазмосферу, обратными обычно наблюдающимся ночным потокам из плазмосферы в ионосферу.

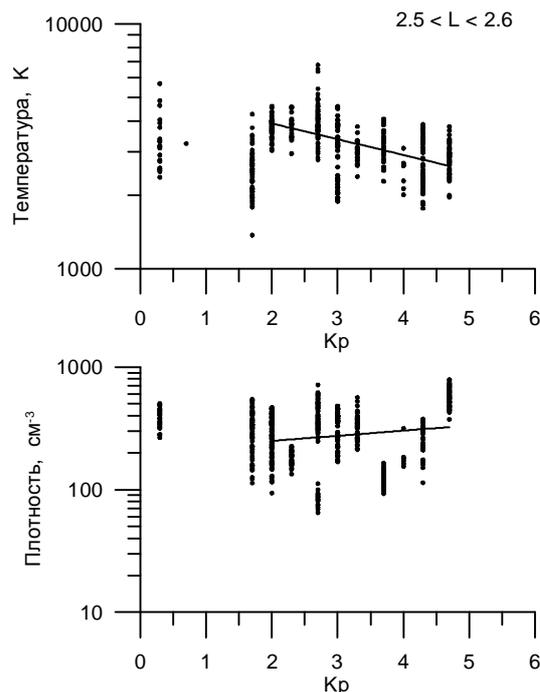


Рис.3 Температура и плотность протонов во внутренней части ночной плазмосферы Земли в зависимости от Kp – индекса, измеренные на спутнике МАГИОН-5. Тонкими линиями показаны аппроксимирующие экспоненциальные зависимости при  $Kp > 2$

## Обсуждение

Статистические исследования динамики температуры плазмы в плазмосфере Земли во время развития магнитных возмущений достаточно противоречивы [4]. Данные космического аппарата DE-1 указывают на то, что наиболее низкие температуры в вечернем секторе плазмосферы в диапазоне  $2 < L < 3$  наблюдаются при высокой магнитной активности. Низкая и умеренная магнитная активность не оказывает влияния на температуру плазмы вечерней плазмосферы [4].

Данные, полученные на космических аппаратах ИНТЕРБОЛ-2 и МАГИОН-5, во время развития небольших и умеренных магнитных бурь свидетельствуют о том, что во внутренней плазмосфере температура падает на главной фазе бури, а на фазе восстановления часто возрастает даже сверх величин, наблюдавшихся перед бурей в магнито-спокойный период. При этом плотность плазмы не уменьшается, а иногда и увеличивается.

Плазмосфера Земли является продолжением ионосферы на большие высоты ( $>1000$  км) и, естественно, процессы ионосферно-плазмосферного обмена в первую очередь определяют динамику температуры плазмы в плазмосфере, особенно в ее внутренней области. Теоретические исследования, в основном, касаются объяснения повышенных температур во внешней «горячей» зоне плазмосферы [1]. Обычно рассматривается взаимодействие плазмы кольцевого тока с тепловой плазмосферной плазмой как в волновых процессах, так и посредством кулоновских столкновений [11] или нагрев фотоэлектронами [10].

Во время магнитных бурь обычно наблюдается образование плазмосферных плюмажей (ранее использовался термин «плазмосферный хвост»), которые тянутся от плазмосферы в послеполуденном секторе плазмосферы в солнечном направлении [5]. На восстановительной фазе бури плюмаж начинает поворачиваться на восток. Инжекция относительно горячей плазмы плазменного слоя на главной фазе создает частичный кольцевой ток с ночной стороны, максимум интенсивности которого постепенно смещается на запад [2]. На фазе восстановления холодная плазмосферная плазма и горячая плазма кольцевого тока с наибольшей вероятностью перекрываются и взаимодействуют на вечерней стороне, что, возможно, и приводит к нагреву плазмы, которая позже и наблюдается на ночной стороне. Однако при таком объяснении остается непонятным проникновение кольцевого тока на низкие L-оболочки с  $L < 3$  при небольших магнитных бурях, где наблюдалось повышение температуры плазмы.

На главной фазе бури кольцевой ток достаточно узкий на ночной стороне, где одновременно происходит эрозия плазмосферы, и поэтому в этот период перекрытие этих двух образований на ночной стороне минимально, что приводит к отсутствию дополнительного источника нагрева на ночной стороне на главной фазе бури. Кроме того, Хазанов и др. [9] показали, что, по крайней мере, при  $L > 3$  фотоэлектроны не являются источником нагрева плазмосферной плазмы в периоды магнитосферных бурь.

Согласно наблюдениям на спутниках серии ИНТЕРБОЛ температура плазмы во внутренней плазмосфере в период главной фазы магнитной бури ниже температуры плазмы, наблюдавшейся перед бурей. Поэтому должен существовать какой-то механизм охлаждения или замещения плазмосферной плазмы. Источником низкотемпературной плазмы может быть ионосфера на высотах области F. Низкая температура плазмы, зарегистрированная во внутренней плазмосфере во время главной фазы бури, может быть связана с суммарным потоком плазмы из ионосферы в плазмосферу, обратным обычно наблюдающемуся ночному потоку из плазмосферы в ионосферу. Отсутствие падения или возрастание плотности плазмы во внутренней ночной плазмосфере так же может быть связано с пополнением плазмосферы ионосферной плазмой или, по крайней мере, отсутствием ночного стока плазмы в ионосферу; возможна также конвекция плазмы из внешних областей ночной плазмосферы во внутренние во время магнитной бури.

Авторы благодарны Мировому центру данных по геомагнетизму в Киото (<http://swdcwww.kugi.kyoto-u.ac.jp/index.html>), за предоставление возможности использовать необходимые индексы геомагнитной активности.

Работа выполнена при поддержке программ РАН П16/2 и ОФН 16.

#### Список литературы

1. Грингауз К.И., Безруких В.В. Плазмосфера Земли (обзор) // Геомагнетизм и аэрономия. 1977. Т.17. С. 784-803.
2. Brandt, P. C., Ohtani, S., Mitchell, D. G., Fok, M.-C., Roelof, E. C., Demajistre, R. Global ENA observations of the storm mainphase ring current: Implications for skewed electric fields in the inner magnetosphere // *Geophys. Res. Lett.* 1994. **21**(20), doi:10.1029/2002GL015160, 2002.
3. Carpenter D.L. and Anderson R.R. An ISEE/whistler model of equatorial electron density in the magnetosphere // *J. Geophys. Res.* 1992. V.97. P. 1097-1108
4. Comfort, R.H., Thermal structure of the plasmasphere // *Adv. Space Res.* 1996. V.17 (10). P.175-(10)184.
5. Goldstein, J. and Sandel, B. R., The global pattern of evolution of plasmaspheric drainage plumes. In: J. L. Burch, M. Schulz, and H. Spence (Eds.), *Inner Magnetosphere Interactions: New Perspectives from Imaging*, AGU, Washington, D. C., Doi:10.1029/2004BK000104, page 1., 2005.
6. Goldstein, J., Sandel, B.R., Forrester, W.T., Thomsen, M.F., Hairston M.R., Global plasmasphere evolution 22–23 April 2001 // *J. Geophys. Res.* 2005. 110, A12218, doi:10.1029/2005JA011282.
7. Kotova, G., Bezrukikh, V., Verigin, M., and Šmilauer, J. In situ observations of low-density regions inside the plasmasphere // *Earth, Planets and Space.* 2004. V. 56(10). P. 989-996.
8. Lemaire J.F. and Gringauz K.I. with contribution from Carpenter D.L. and Bassolo V. *The Earth's Plasmasphere*, Cambridge University Press, 1998.
9. Khazanov, G.V., Liemohn, M.W., Kozyra, J.U., Moore, T.E. Inner magnetospheric superthermal electron transport: Photoelectron and plasma sheet electron sources // *J. Geophys. Res.* 1998. V. 103. P. 23485-23501.
10. Khazanov, G.V. and Liemohn, M.W. Transport of photoelectrons in the nightside magnetosphere // *J. Geophys. Res.* 2002. 107(5), 10.1029/2001JA000163.
11. Kozyra, J.U., Shelley, E.G., Comfort, R.H., Brace, L.H., Cravens, T.E., Nagy, A.F. The role of ring current  $O^+$  in the formation of stable auroral red arcs // *J. Geophys. Res.* 1987. V. 92. P. 7487-7502.

# СЕЗОННЫЕ ВАРИАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ И МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ БАРСТЕРНОЙ СТРУКТУРЫ АВРОРАЛЬНОГО КИЛОМЕТРОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

## SEASON VARIATIONS OF INTENSITY AND THE MECHANISM OF FORMATION OF "BURST" STRUCTURE OF AURORAL KM RADIATION

*И.Л. Моисеенко, М.М. Могилевский*

*Институт космических исследований РАН*

Based on two-year measurements of the auroral kilometric radiation (AKR) in the POLRAD experiment on the INTERBALL-2 satellite, we found seasonal AKR intensity variations: the AKR maximum and minimum are observed in winter and summer, respectively. Also in this paper, a mechanism of formation of the AKR "burst" structure is offered.

### **Введение**

Авроральное километровое излучение (сокращенно АКР) представляет собой мощное радиоизлучение в диапазоне частот 30-700 кГц (максимум излучения наблюдается от 100 до 300 кГц), генерируемое в приземной плазме и распространяющееся от Земли. Впервые АКР было зарегистрировано на спутнике Электрон-2 в 1965 году [1]. Последующие измерения, проводившиеся на высоко апогейных спутниках, позволили определить основные свойства АКР и условия, при которых происходит генерация этого излучения. Следует отметить, что аналогичное по природе излучение были обнаружены у Юпитера, Сатурна, Урана, спутника Юпитера Ио, и это излучение является характерным свойством космических тел, обладающим магнитным полем [12]. АКР играет важную роль в глобальной динамике авроральной плазмы – от 1 до 10% энергии электронов может уходить в излучение, полная энергия излучения составляет порядка  $10^7$  Вт, а в активные периоды достигает  $10^9$  Вт [7]. Основой механизма генерации АКР является циклотронная мазерная неустойчивость [11], развивающаяся в областях с пониженной плотностью плазмы в авроральной магнитосфере – каверне Кальверта, где электронная плазменная частота становится меньше гирочастоты электронов. Источником энергии АКР являются потоки энергичных электронов, инжектируемых из хвоста магнитосферы во внутренние области, и поэтому его интенсивность зависит от геомагнитной активности.

В данной работе приведены результаты статистического анализа, а именно сезонные вариации интенсивности АКР и его механизм формирования барстерной структуры по измерениям в эксперименте ПОЛЬРАД на спутнике ИНТЕРБОЛ-2.

### **Экспериментальные данные и их обработка**

На спутнике ИНТЕРБОЛ-2 [2] был проведен волновой эксперимент ПОЛЬРАД, предназначенный для спектро-поляриметрических измерений электромагнитных полей (3 электрических и 3 магнитных составляющих поля) в диапазоне частот 4 кГц – 2 МГц с частотным разрешением 4.096 кГц. Этот эксперимент был подготовлен польскими специалистами с участием российских ученых [5]. Орбита спутника ИНТЕРБОЛ-2 была выбрана таким образом, что имела наклонение  $62.8^\circ$ , и космический аппарат относительно долгое время двигался по одной L-оболочке в апогейной области (19000 км) [4], что позволяло проводить измерения при приблизительно одинаковых условиях приема излучения в течение двух-трех часов на одной орбите.

В настоящей работе были использованы данные, полученные в режиме измерений в диапазоне частот до 1 МГц (полный период измерений во всем частотном диапазоне составлял 6.5 с) или до 2 МГц (с периодом 13с). Для статистической обработки были отобраны данные за 2 года измерений (с октября 1996 года по август 1998 года). Для выделения закономерностей вариаций интенсивности АКР были построены средние спектры излучения на каждом сеансе измерения, при этом усреднение проводилось по 280-1700 измеренным на борту спутника спектрам, (количество измеренных спектров

определялось длительностью сеанса и режимом работы прибора). После этого проводилась селекция спектров в зависимости от геомагнитной активности. В качестве характеристики геомагнитной активности был выбран  $Kp$  индекс. Последующее усреднение спектров за месяц измерений, было сделано для каждого значения  $Kp$  в отдельности. Полученная база данных была использована для анализа, результаты которого приведены ниже.

## Результаты анализа

### 1.1. Сезонные вариации АКР

Впервые зависимость интенсивности АКР от сезона была отмечена по результатам измерений на спутнике GEOTAIL Касабой в 1997 году [8]. Измерения на спутниках Акебоно (EXOS-D), POLAR, IMAGE и ИНТЕРБОЛ-2 подтвердили существование заметной разницы спектров АКР в летний и зимний периоды: в летнее время верхняя частотная граница смещается в сторону низких частот [8, 9, 10].

Используя базу данных усредненных значений интенсивности АКР за 2 года измерений в эксперименте ПОЛЬРАД, были проанализированы изменения интенсивности излучения за этот период. На рисунке 1 приведены изменения средней интенсивности АКР на частотах 300 кГц (вблизи максимума спектра излучения) и 50 кГц (вблизи нижней частотной границы спектра). При анализе зависимости интенсивности АКР от времени были использованы результаты измерений в одной частотной полосе. Средние значения интенсивности в нескольких близких частотных диапазонах (не приведены) мало отличаются от приведенных результатов. Использованы измерения при спокойных геомагнитных условиях ( $Kp < 1$ ).

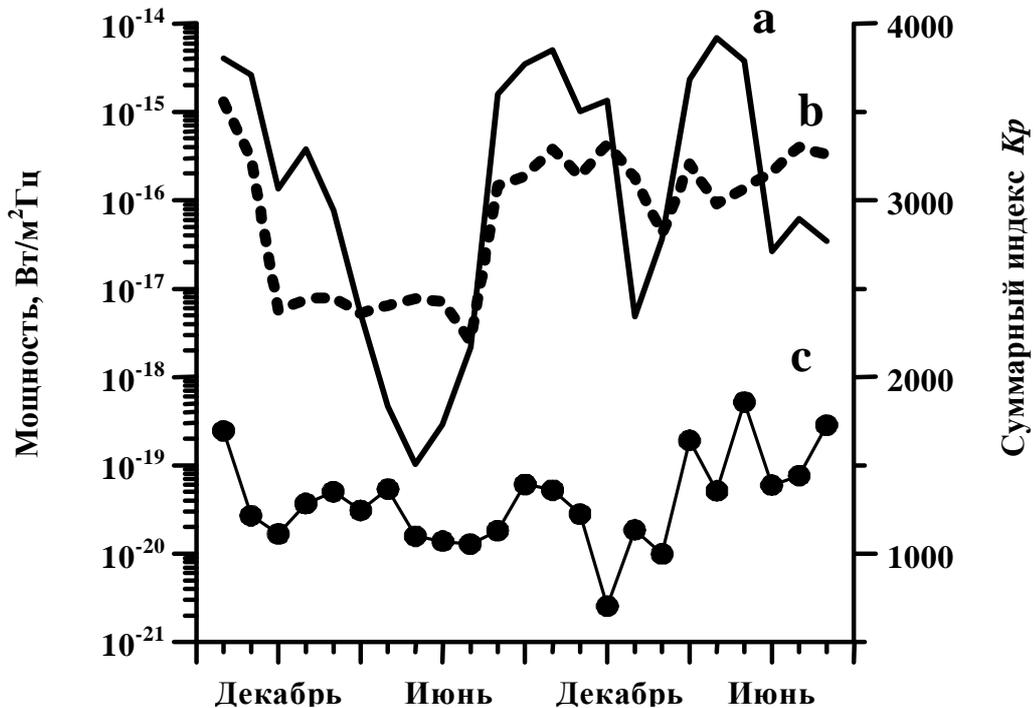


Рис.1. Изменения средних интенсивностей АКР и значений суммарных месячных индексов  $Kp$  в течение двух лет (октябрь 1996 г. - август 1998 г.): а и б – интенсивности АКР при спокойных геомагнитных условиях ( $Kp < 1$ ) для частот 300 кГц и 50 кГц соответственно (левая шкала), с – значения суммарного индекса  $Kp$  (правая шкала).

Вариации интенсивности с характерным временем несколько месяцев наблюдаются в обоих частотных диапазонах и, в целом, подобны, но на частоте 300 кГц максимум амплитуды вариаций средней интенсивности на порядок выше. На этом же рисунке приведены значения суммарных месячных индексов  $Kp$  для сравнения с геомагнитной активностью. Из этого сравнения можно заключить, что целый ряд

особенностей поведения вариаций АКР не может быть вызван изменением геомагнитной активности. Поэтому были проанализированы условия измерений, связанные с изменением взаимного положения спутника ИНТЕРБОЛ-2 и источника излучения.

Измерения на спутнике ИНТЕРБОЛ-2 проводились на высотах 2-3 земных радиуса, т.е. близких к высотам генерации АКР. Поэтому условия приема сигнала на спутнике зависели, в том числе, от взаимного расположения спутника и источника излучения [5]. Для выделения вариаций источника в явном виде необходимо «очистить» результаты измерений от влияния условий приема. Согласно результатам ранее опубликованных работ, источник излучения, как правило, находится вблизи 22 MLT (местного магнитного времени). С учетом закона эволюции орбиты [4] можно аппроксимировать зависимость результатов измерений на спутнике от условий в источнике и от местоположения спутника следующим образом:

$$I = I_0(Kp) - M(Kp) [1 - \cos(2\pi t/T_P + \varphi_P)] [1 - \cos(2\pi t/T_i + \varphi_i)] \quad (1)$$

где  $I_0(Kp)$  – интенсивность АКР, которая зависит только от потока частиц из хвоста магнитосферы и не зависит от ионосферных частиц;  $M(Kp)$  – зависимость «переменной» части АКР от потоков частиц;  $T_P$  и  $\varphi_P$  – период и фаза движения спутника относительно источника излучения;  $T_i$  и  $\varphi_i$  – период и фаза искомым длиннопериодных вариаций,  $t$  – текущее время [3].

Первый член уравнения (1) не зависит от влияния ионосферы. Второй член уравнения (1) включает в себя зависимость как от потоков энергичных частиц из хвоста магнитосферы ( $M(Kp)$ ), так и от восходящих ионосферных электронов.

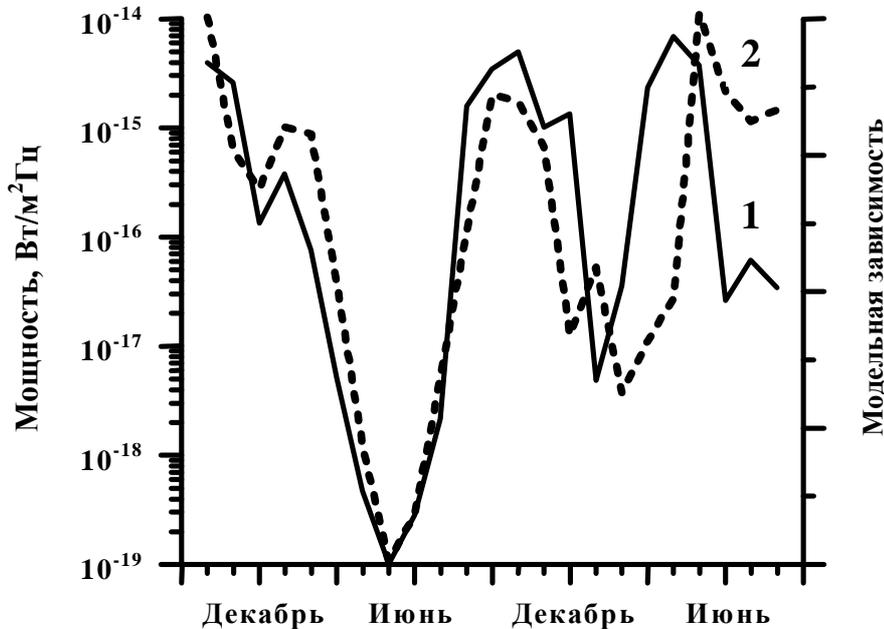


Рис.2. Сравнение модельной интенсивности с результатами измерений АКР на частоте 300 кГц в течение двух лет (октябрь 1996 г. – август 1998 г.): 1 – результаты измерений (шкала слева), 2 – модельная зависимость интенсивности АКР, построенная по формуле (3).

Значения  $T_P$  и  $\varphi_P$  были определены из движения спутника относительно источника излучения [3]. Параметры  $I_0(Kp)$ ,  $M(Kp)$ ,  $T_i$  и  $\varphi_i$  были выбраны таким образом, чтобы модельная кривая была близка к результатам измерений (см. рисунок 2):  $Kp$ ,  $Kp/4$ , 12 и 0.5236 соответственно. Подставляя эти значения в (1) получаем следующее выражение для изменения интенсивности АКР:

$$I = Kp - (Kp/4) [1 - \cos(2\pi t/8.5 - 2.217)] [1 - \cos(2\pi t/12 - 0.5236)] \quad (2)$$

Из анализа (2) следует, что изменение интенсивности источника происходит периодически в течение года, период равен 12 месяцам, максимум излучения приходится на декабрь, а минимум – на июнь.

В работах Грина и др. [6] и Олсона и др. [10] авторы пришли к выводу, что область генерации АКР в летнее время поднимается вверх по силовой трубке из-за нагрева ионосферы под действием солнечного излучения и, как следствие этого, увеличения восходящих из ионосферы потоков заряженных частиц. Увеличение плотности плазмы, вызванное восходящими потоками, приводит к нарушению условия генерации АКР на низких высотах.

## 1.2. Барстерная структура АКР

Динамические спектры АКР весьма разнообразны и изменчивы, как по частоте, так и по времени. При анализе данных эксперимента ПОЛЬРАД мы обратили внимание на квазипериодические всплески, которые обладают следующими свойствами: (1) характерное время - порядка 500-1000 сек; (2) передний и задний фронты всплеска имеют наклон в частотно-временном представлении; (3) ширина всплеска в области низких частот заметно длиннее, чем в высоких частотах; (4) частотная ширина составляет 100-300 кГц. По аналогии с астрофизическими всплесками эти всплески были названы барстерами.

Нами был предложен механизм формирования барстеров, схема которого изображена на рисунке 3.

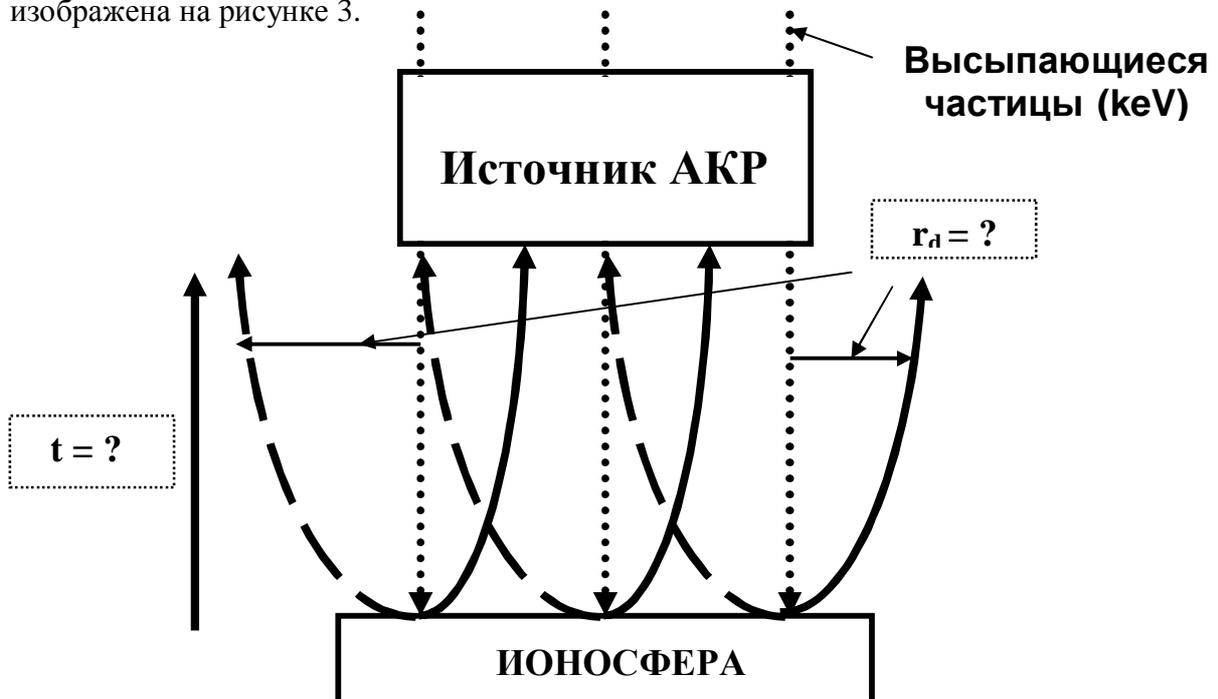


Рис.3. Схема воздействия ионосферной плазмы на магнитосферный источник АКР.

Потоки энергичных электронов  $\sim$  кэВ (вертикальные пунктирные прямые), высыпающиеся из хвоста магнитосферы в авроральную область, являются источником АКР. Часть этих частиц, пройдя область генерации на высотах несколько тысяч километров, попадет в ионосферу и, в результате столкновений увеличивает плотность и температуру в области высыпаний. Такие изменения в ионосфере приводят к увеличению потоков восходящих частиц, которые, дойдя до области источника АКР, подавляют излучение (так как условие генерации нарушается). Критичным параметром в этой схеме является время выноса ионосферной плазмы до уровня области генерации АКР -  $t$ , который определяется временем пробега ионов из ионосферы до области источника (поскольку тяжелые ионы определяют распространение плазменного сгустка вдоль силовой трубки). При поднятии из ионосферы вдоль силовых линий, частицы смещаются

под действием магнитного дрейфа (ионы изображены сплошной кривой, электроны – пунктирной). Для определения характерных размеров источника АКР, для которого механизм отрицательной обратной связи является существенным, необходимо знать, на какое дрейфовое расстояние уйдут частицы за время  $t$ .

Были сделаны оценки характерных времен и расстояний, на которые частицы будут снесены в результате градиентного дрейфа. При расчетах мы пренебрегали влиянием постоянного электрического поля.

Расчеты были выполнены следующим образом.

1) Время пробега частиц из ионосферы до области генерации АКР вычислялось при помощи интеграла:

$$t = \frac{1}{V} \int_{H_1}^{H_2} \left[ 1 - \frac{B(r)}{B_i} \sin^2(\alpha_i) \right]^{-1/2} dr, \quad (3)$$

где в качестве пределов интегрирования были взяты две высоты:  $H_1$  - высота ионосферы (~150 км),  $H_2$  - высота нижней границы источника АКР (~2000 км);  $V$  – средняя тепловая скорость частиц в ионосфере;  $\alpha_i$  – начальный питч-угол частиц;  $B_i$  - значение дипольного магнитного поля на высоте ионосферы, а  $B(r)$  – текущее значение магнитного поля.

2) Соответствующая скорость магнитного дрейфа определялась следующим выражением:

$$\vec{V}_d(\lambda) = \frac{mV^2}{2qBR_c} [2 - \sin^2\alpha] \vec{e} \times \vec{n}, \quad (4)$$

где  $m$  – масса частицы;  $q$  – заряд частицы;  $R_c$  – радиус кривизны силовой линии;  $e$  – единичный вектор в направлении поля  $B$ ;  $n$  – единичная нормаль, направленная вдоль радиуса кривизны силовой линии.

3) Смещение частиц за счет дрейфа:

$$r_d = \frac{V_d(\lambda)}{\cos^3\lambda} t, \quad (5)$$

где  $\lambda$  – геомагнитная широта,  $V_d(\lambda)$  - дрейфовая скорость, вычисленная по формуле (4);  $t$  – время пробега ионов по формуле (3).

Расчеты проводились для двух крайних случаев в ионосфере: лето (день) –  $T_e \sim 1500$  К,  $T_i \sim 1000$  К и зима (ночь) -  $T_e \sim 800$  К,  $T_i \sim 700$  К при начальном питч-угле частиц  $\alpha = 0^\circ$  и  $\alpha = 90^\circ$ .

Результаты расчетов представлены в таблицах:

1) Время пробега ионов из ионосферы до источника АКР:

	$\alpha=0^\circ$	$\alpha=90^\circ$
лето (день)	t~6 мин	t~9 мин
зима (ночь)	t~8 мин	t~11 мин

2) Смещение частиц поперек магнитного поля за счет дрейфа:

**Электроны**

	$\alpha=0^0$	$\alpha=90^0$
<b>лето (день)</b>	$r_d \sim 26$ м	$r_d \sim 9$ м
<b>зима (ночь)</b>	$r_d \sim 17$ м	$r_d \sim 7.5$ м

**Ионы**

	$\alpha=0^0$	$\alpha=90^0$
<b>лето (день)</b>	$r_d \sim 17.5$ м	$r_d \sim 8$ м
<b>зима (ночь)</b>	$r_d \sim 14.5$ м	$r_d \sim 6.5$ м

Из наших расчетов видно, что характерные времена выноса ионосферной плазмы до уровня области генерации АКР составляют 6-11 минут, что находится в хорошем согласии с результатами эксперимента.

Величина поперечного сноса характеризует минимальный поперечный размер источника, который может быть «подавлен» восходящими частицами. Полученные оценки показывают, что эта величина не превосходит десятков метров. Отсюда следует, что предложенный механизм формирования барстеров может быть реализован, если поперечные размеры источника превышают десятки метров, а если размеры источника меньше этой величины, то источник не будет подавлен, отрицательная обратная связь не образуется, и барстеры не сформируются. Таким образом, наличие или отсутствие барстерной структуры АКР может служить оценкой поперечных размеров источника.

**Выводы**

1. Выявлены сезонные вариации интенсивности АКР: максимум излучения наблюдается в осенне-зимний период, а минимум – в весенне-летний.

2. Объяснена барстерная структура АКР, возникающая за счет самоподавления излучения в источнике и связанная с восходящими потоками ионосферной плазмы.

**Список литературы**

1. Бенедиктов Е.А. и др. Исследования космического пространства (ред. Скудрин Г.А.). – М.: Наука, 1965. – 581с.
2. Галеев А.А., Гальперин Ю.И., Зеленый Л.М. Космич. Исслед. 1996. Т. 34. С. 339.
3. Могилевский М.М., Моисеенко И.Л., Ханаш Я. Письма в АЖ. 2005. Т.31, №6. С. 474.
4. Назиров Р.Р., Прохоренко В.И., Космич. исслед. 1998. Т.36. с. 311
5. Ханаш Я., Кравчик З., Могилевский М.М. и др., Космич. исслед.1998. Т. 36. С. 617.
6. Green J.L. et al., J. Geophys. Res. 2004. V.109. A05223.
7. Gurnett D.A., J. Geophys. Res. 1974. V. 79. p. 4227.
8. Kasaba Y., Matsumoto H., Hashimoto K., Anderson R.R., Geophys. Res. Lett. 1997. V. 24. P. 2483.
9. Kumamoto A., Oya H. Geophys. Res. Lett. 1998. V. 25. P. 2369.
10. Olson A. et al., Ann. Geophys. 2004. V. 22. P. 3571.
11. Wu C.S. and Lee L.C., Astrophys. J. 1979. V.230. P. 621.
12. Zarka P., J. Geophys. Res. 1998. V.103, 20. P. 159.

## ИЗУЧЕНИЕ ТЕЧЕНИЯ ЖИДКОСТИ С ПЕРЕМЕННЫМ КОЭФФИЦИЕНТОМ ВЯЗКОСТИ

### RESEARCH OF FLUID FLOW WITH VARIABLE VISCOSITY COEFFICIENT

*Ю.А. Ромащенко, Н.В. Александрова*

*Якутский государственный университет им. М.К. Аммосова*

The paper is devoted to one little-studied phenomenon of mechanics of continua – motion with negative viscosity. Such effects are observed in the Sun photosphere, atmospheric upper layers of the Earth and Jupiter and, possibly, in approach helical galaxy arms. In the article an exact analytical solution of problems for some motion classes was carried out.

Согласно предположению Ньютона в обычных жидкостях (или газах) при наличии сдвиговых течений, напряжения трения, или сила трения, действующая на единичную площадку в касательном направлении, пропорциональна величине сдвига. Отсюда приходят к понятию коэффициента вязкости, как коэффициента пропорциональности, связывающего напряжение со сдвигом, так что

$$t = m \frac{\partial u}{\partial y}, \quad (1)$$

где  $u$  – составляющая скорости жидкости в направлении оси  $x$  (Рассматривается плоский вариант течения). Линейная зависимость напряжений от величины сдвига отражена в динамических уравнениях Навье-Стокса. По определению даны  $t$ , а  $m$  выбирают таким образом, чтобы положительные значения этих величин соответствовали свойству жидкости оказывать сопротивление сдвигу, т.е. соответствовали стремлению к уменьшению сдвига со временем в отсутствие каких-либо поддерживающих его сил. Обычно молчаливо предполагается, что эффект вязкости принадлежит к так называемым молекулярным явлениям. Его введение в уравнении Навье-Стокса хорошо согласуется при описании ламинарных течений.

Наблюдая за различными течениями вязкой жидкости, нам редко (если это вообще когда-либо возможно) удастся проследить за всеми деталями таких течений. Проследить за всеми движениями, включая и мелкие нерегулярности почти до масштабов молекулярных движений, в обычных течениях фактически невозможно.

В таких случаях, обычно говорят, что течение характеризуется наличием турбулентности и в нем происходит турбулентный перенос импульса.

Если этот турбулентный перенос импульса воспроизводит эффект молекулярной вязкости (т.е. происходит в том же направлении), то говорят о наличии турбулентной вязкости.

В таких случаях по аналогии с (1) записывают

$$t_R = h \frac{\partial [u]}{\partial y}, \quad (2)$$

где  $[u] = \frac{1}{L} \int_{x_1 - L/2}^{x_1 + L/2} u dx$ , где  $L$  есть длина выбранного отрезка, параллельно оси  $x$ , с середины в

данной точке  $x = x_1$ . Напряжение  $t_R$  является турбулентным напряжением, или напряжением Рейнольдса.

Вообще говоря, попытки получить физически обоснованный вывод (2) так и не имели существенного успеха, даже в тех случаях, когда полуэмпирические методы описания некоторых турбулентных течений нашли усиленное применение в инженерных и других прикладных задачах. Но и это еще не все. Для определенных видов течений, как и в лабораторных, так и в естественных условиях оказывается, что значения  $h$ ,

необходимые для выполнения равенства (2), систематически получаются отрицательными, что соответствует мнимому значению пути перемешивания.

Это является результатом того, что турбулентный перенос импульса  $t_R$  в таких течениях направлен из областей с меньшим значением скорости среднего потока в области с большим ее значением, причем влияние такого турбулентного переноса импульса на среднее течение прямо противоположно эффекту фрикционного торможения.

Теория этого вопроса рассмотрена в [1]. Реальными течениями, в которых имеет место эффект отрицательной вязкости, являются дифференциальные вращения солнечной фотосферы, дифференциальное вращение земной атмосферы, среднее течение Гольфстрима вблизи американских берегов и течения в ионосферах лабораторных экспериментах. Похоже данный эффект обнаруживается в дифференциальном вращении дисков спиральных Галактик.

Рассмотрим плоские стационарные движения жидкости с переменным коэффициентом вязкости. В этом случае уравнение Навье-Стокса выглядит так [2]

$$(\mathbf{u}\nabla)_{\mathbf{v}}^{\mathbf{r}} = -\frac{1}{\rho}\nabla p - \mu[\nabla \times \boldsymbol{\zeta}] - \frac{2}{3}\nabla[\mu(\nabla\mathbf{v})] + [\nabla(2\mu\nabla)]_{\mathbf{v}}^{\mathbf{r}} + \nabla \times (\mu \cdot \boldsymbol{\zeta}), \quad (3)$$

где  $\boldsymbol{\zeta} = \text{rot } \mathbf{v}$ . Будем считать жидкость несжимаемой, т.е.  $\text{div } \mathbf{v} = 0$ .

Тогда можно ввести функцию тока  $y$  при этом  $v_x = \frac{\partial y}{\partial y}$ ,  $v_y = -\frac{\partial y}{\partial x}$ .

В этом случае после несложных, но трудоемких вычислений уравнение (3) можно привести к каноническому виду:

$$\frac{\partial y}{\partial x} \cdot \frac{\partial}{\partial y}(\Delta y) - \frac{\partial y}{\partial y} \cdot \frac{\partial}{\partial x}(\Delta y) = m\Delta\Delta y + \nabla m \cdot \nabla(\Delta y) - \Delta m \Delta y + \Delta(\nabla m \cdot \nabla y) - \nabla y \cdot \nabla(\Delta m). \quad (4)$$

Это есть основная формула движения жидкости с переменным коэффициентом вязкости. Эта формула независимо получена также Г.Ф. Крымским (частное сообщение). При постоянном  $m$  правая часть (4) превращается в обычное уравнение  $m\Delta \cdot \Delta y$ .

Наша задача состоит в том, чтобы подробно, и желательно аналитически, исследовать уравнение (4).

Но в полном объеме из-за нелинейности левой части это сделать крайне затруднительно. Поэтому допустим, что  $\Delta y = f(y)$ .

Тогда левая часть (4) уничтожается, что дает для правой части относительно  $m$  линейное уравнение с некоторыми переменными коэффициентами.

Итак, имеем

$$m\Delta\Delta y + \nabla m \cdot \nabla(\Delta y) - \Delta m \cdot \Delta y + \Delta(\nabla m \cdot \nabla y) - \nabla y \cdot \nabla(\Delta m) = 0. \quad (5)$$

Выберем модельную задачу о движении жидкости в цилиндре с условием  $\Delta y(r, q) = -\Delta y(r, q)$ . В этом случае:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial y}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 y}{\partial q^2} = -Ay. \quad (6)$$

В (6)  $A$  – константа. Функцию тока можно искать в двух вариантах:

1. Осесимметричное движение, т.е.  $y(r, q) = y(r)$

2. Движение, зависящее от  $r$  и  $q$ .

Рассмотрим первый вариант,

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial y}{\partial r} \right) = -Ay \quad \text{или} \quad r^2 \psi'' + r\psi' + Ar^2 \psi = 0. \quad (7)$$

Это есть уравнение Бесселя, решением которого является:

$$y(r) = C_1 J_0(\sqrt{Ar}) + C_2 Y_0(\sqrt{Ar}), \quad (8)$$

где  $C_1$  и  $C_2$  произвольные постоянные, которые можно определить, если задать касательные скорости на расстоянии  $a$  и  $R$  от центра цилиндра

$$v_r = \frac{1}{r} \frac{\partial y}{\partial q} = 0, \quad v_q = -\frac{\partial y}{\partial q} = v,$$

$$v_q|_{r=a} = v_a, \quad v_q|_{r=R} = v_R.$$

Для  $C_1$  и  $C_2$  получаем систему, из которой находим  $C_1$  и  $C_2$ :

$$C_1 = \frac{v_R Y_1(a) - v_a Y_1(R)}{J_1(R) Y_1(a) - J_1(a) Y_1(R)},$$

$$C_2 = \frac{v_a Y_1(R) - v_R Y_1(a)}{J_1(R) Y_1(a) - J_1(a) Y_1(R)},$$

Следовательно

$$y = \frac{[v_R Y_1(a) - v_a Y_1(r)] J_0(x) + [v_a J_1(R) - v_R J_1(a)] Y_0(x)}{J_1(R) Y_1(a) - J_1(a) Y_1(R)}, \quad (9)$$

здесь  $x = \sqrt{Ar}$ .

На рис. 1 и рис.2 приведены примеры

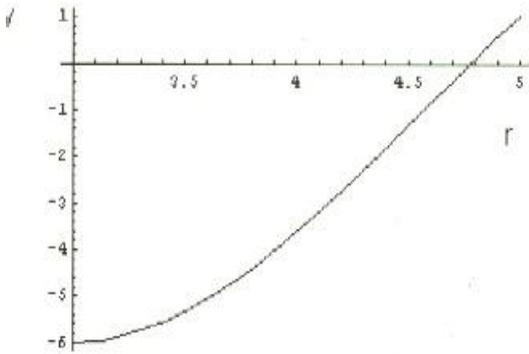


Рис.1

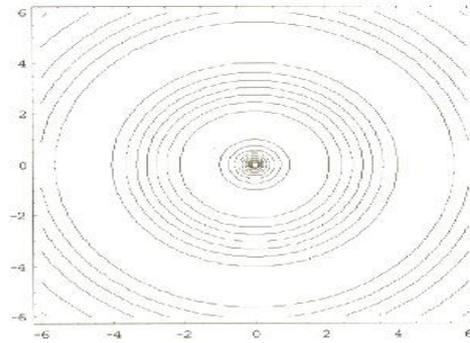


Рис.2

для  $v|_{a=3} = -6$ ,  $v|_{R=5} = 1$ . Величину (9) необходимо подставить в уравнение (5) для получения уравнения для  $m(x)$ .

Обозначим  $a_1 = y + 2y''$ ,

$$a_2 = \frac{y}{x} + \frac{y''}{x} + y''' + y' + \frac{y'}{x^2},$$

$$a_3 = y.$$

Тогда

$$m'' a_1 + m' a_2 + m a_3 = 0. \quad (10)$$

Графики  $a_1$ ,  $a_2$  и  $a_3$  представлены на рис.3.

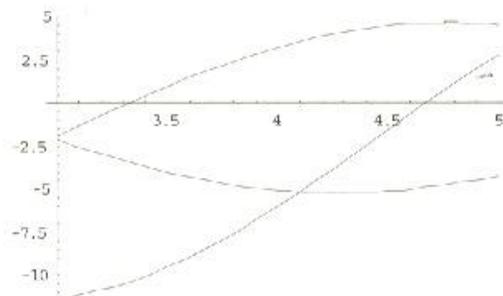


рис.3

Для конкретных расчетов  $m$  необходимо задаться краевыми условиями.

Пусть  $m|_{r=3} = 1$ ,  $m|_{r=5} = -2.5$ . Рис.4 показывает течение с элементом отрицательной вязкости.

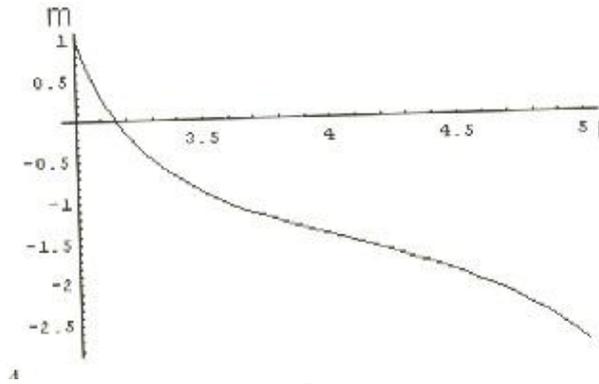


Рис. 4

Рассмотрим второй вариант. В этом случае  $y$  зависит как от  $r$ , так и от  $q$ .

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial y}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 y}{\partial q^2} = -\Delta y.$$

Решением этого уравнения является

$$y(r, q) = [C_1 J_1(\sqrt{\Delta} r) + C_2 Y_1(\sqrt{\Delta} r)] \sin q.$$

Далее повторяется процедура решения, как и для  $y(r)$ . Так для граничных условий  $y(r, q)|_{x=5} = 0$  и  $y(r, q)|_{x=1} = 1$  (здесь, как и ранее  $x = \sqrt{\Delta} r$ ) получим картину для линий тока рис.5.

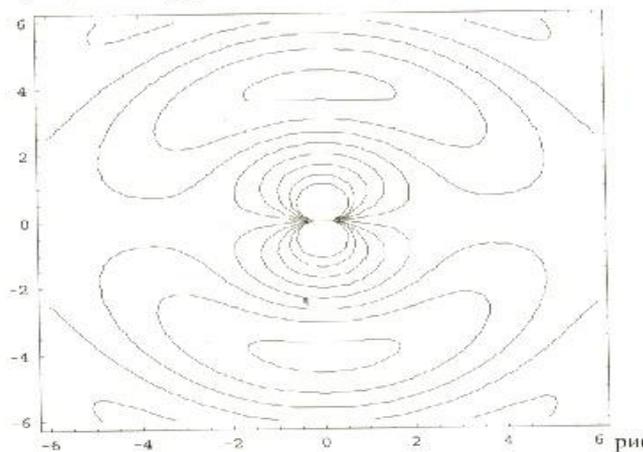


Рис.5

В отличие от первого варианта коэффициент вязкости  $m$  будет теперь зависеть от двух переменных.

### Заключение

В данной работе показаны примеры решения задач при переменном коэффициенте вязкости в аналитическом виде. Работа может быть полезна для решения некоторых задач солнечно-земной физики и гидродинамики.

### Список литературы

1. Стар В.П. Физика явления с отрицательной вязкостью. – М. : Мир, 1971.
2. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. – М. : Наука, 1969.

## КВАЗИСТАЦИОНАРНАЯ МОДЕЛЬ СТРУКТУРЫ МАГНИТНОГО ОБЛАКА

### QUASI-STATIONARY MODEL OF A MAGNETIC CLOUD STRUCTURE

*Ю.А. Ромащенко*

*Якутский государственный университет им. М.К. Аммосова*

We obtained exact analytical solution describing finite (limited in space) structure with forceless magnetic field. It was shown that such a structure may be realized if forceless magnetic field of this structure is frozen in the outer background magnetic field. The results may be applied for investigation of the processes in the interplanetary environment and also in some problems of astrophysics.

#### **Введение**

Одним из интересных объектов околосолнечного пространства являются так называемые магнитные облака. Термин "магнитное облако" был введен Бурлагой с сотрудниками еще в 1981 году [1] при изучении свойств космической среды после прохождения межпланетных ударных волн. В настоящее время феномену "магнитные облака" посвящено достаточно много работ, ссылки на которые можно найти в обобщающем обзоре [2].

Анализ большого фактического материала, полученного в 1974-1981 гг. на космических аппаратах Гелиос 1 и 2, Войяджере и IMP, позволили авторам этого обзора остановиться на модели магнитных облаков, как крупномасштабных расширяющихся квазицилиндрических трубок магнитного потока. Полагают, что магнитные облака обусловлены солнечными массэжекциями (SME), связанными с эруптивностью больших спокойных волокон. При этом радиальный размер магнитного облака (измерения проводились от 0,3 АЕ до 4,2 АЕ) возрастает с удалением от Солнца как  $d \sim R^{0,8}$  ( $R$  - расстояние от Солнца в АЕ), а плотность плазмы внутри облака падает при этом как  $n \sim R^{-2,4}$ , т.е. плотность плазмы падает быстрее, чем в солнечном ветре.

Изучение данных по солнечному ветру с различных космических аппаратов показало, что магнитные облака являются сравнительно общим феноменом в солнечном ветре [3-5]. Очень часто (но не всегда) магнитные облака связаны с межпланетными ударными волнами [3,6]. Магнитные облака, пересекающие орбиту Земли, могут вызывать в её окрестности интенсивные магнитные бури [6, 7 - 10]. Отсюда понятен интерес к магнитным облакам исследователей, занимающихся солнечно-земной физикой, особенно в области прогнозирования космической погоды.

Основными морфологическими признаками магнитного облака являются следующие:

1. Регулярное магнитное поле внутри облака больше, чем в наружном солнечном ветре.
2. Температура (плазменное давление) внутри магнитного облака намного ниже, чем в окружающем пространстве, т.е.  $b_{in} \ll b_e$ .

Вектор магнитного поля в течение временного интервала ~1 суток поворачивается на большой угол (~180 град.). Схематично магнитное облако можно представить в виде рис.1.

#### **Постановка задачи**

Итак, будем аппроксимировать трубку магнитного облака бесконечным цилиндром. Конечно, это приближение является достаточно грубым, но может оказаться полезным для изучения основных характеристик структуры магнитного облака. Для стационарного случая основным уравнением равновесия является:

$$\nabla p = [\text{rot} \mathbf{B} \times \mathbf{B}], \quad (1)$$

с добавлением уравнения

$$\text{div} \mathbf{B} = 0. \quad (2)$$

Введем цилиндрические координаты  $r, \varphi, z$ . Ось трубки совместим с осью  $z$ . Для осесимметричного случая можно ввести магнитный потенциал Стокса  $y$ , такой, что

$$B_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial y}{\partial z}, \quad B_z = \frac{1}{r} \frac{\partial y}{\partial r} \quad (3)$$

$$\text{и токовую функцию } f(r, z) \quad rB_\varphi = f(y). \quad (4)$$

При этом уравнение (2) будет выполняться автоматически. Уравнение (3) описывает полоидальную часть магнитного поля, уравнение (4) – тороидальную часть. Тогда уравнение (1) можно записать в виде уравнения Трэда - Шафранова [11] ( $A, B$  – некоторые константы):

$$\frac{\partial^2 y}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial y}{\partial r} + \frac{\partial^2 y}{\partial z^2} = -A \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{B}{2} \frac{\partial (f^2)}{\partial y}. \quad (5)$$

Для длинных трубок можно положить  $\frac{\partial^2 y}{\partial z^2} = 0$  и  $B_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial y}{\partial z} = 0$  и, таким образом, остаются только две компоненты магнитного поля  $B_z$  и  $B_\varphi$ . Если ввести новую переменную  $u = r^2$  и положить  $A = 4\pi$ ,  $B = 1$ , то с учетом (3) и (4) уравнение (5) можно привести к виду

$$\frac{d}{du} (B_z^2) + \frac{1}{u} \frac{d}{du} (u B_\varphi^2) + 8p \frac{dp}{du} = 0. \quad (6)$$

Это уравнение, являющееся уравнением для комбинированного  $z$  и  $\theta$ -пинча, будет для нас основным. Поскольку входящие в это уравнение величины  $B_z$  и  $B_\varphi$  функционально между собой не связаны (в уравнение (2) величины (3) и (4) входят независимо), то решение уравнения (6) имеет достаточно большой произвол. Так, из трех величин, входящих в уравнение (6), две должны задаваться произвольно. Поэтому в качестве граничных условий можно использовать произвольное задание двух величин, которые можно получить, например, из эксперимента, и если вычисленная по уравнению (6) третья величина также будет соответствовать эксперименту, то тогда можно утверждать, что модель выбрана правильно.

### Решение задачи

Остановимся на варианте модели магнитного облака с бессиловым полем. Как уже упоминалось выше, в основном магнитные облака связаны с прохождением ударных волн, а значит с большими вариациями газового давления по сечению облака. Но приблизительно в 15% случаев наблюдений фиксируются облака, не связанные с прохождением ударных волн. Тепловое давление при этом по сечению облака можно считать постоянным. Именно для этого случая наша модель может иметь место. В этом случае  $\frac{\partial p}{\partial u} = 0$  и уравнение (6)

$$\text{приводится к виду} \quad \frac{d}{du} (B_z^2) + \frac{1}{u} \frac{d}{du} (u B_\varphi^2) = 0, \quad (7)$$

а уравнение (1) – к виду

$$[\text{rot} \mathbf{B} \times \mathbf{B}] = 0. \quad (8)$$

Это означает, что  $\text{rot} \mathbf{B} = a \mathbf{B}$ , где  $a$  – скаляр, не обязательно равный константе. В литературе приведено много примеров решения уравнения (8). Известное решение Лундквиста в [12] имеет вид (в цилиндрической системе координат  $r, \varphi, z$ )  $\mathbf{B} = B_0 \{0, J_1(ra), J_0(ra)\}$ , где  $J(ra)$  – функция Бесселя,  $a = \text{const}$ .

Другой пример бессилового поля приведен в [13],  $\mathbf{B} = B_0 \{\sin(za), \cos(zb), 0\}$ ; здесь система координат декартова. Степенные решения приведены в [14]. В продемонстрированных примерах пространство, занятое токами, простирается до бесконечности. В действительности не существует бесконечных полей (кроме  $\mathbf{B} \equiv 0$ ), для которых  $j$  отлично от нуля в конечном объеме  $V$ , а величина  $\mathbf{B}$  всюду дифференцируема (нет скачков) и ведет себя как  $O(r^{-3})$  или хотя бы как  $O\left(r^{-\frac{3}{2}}\right)$  для того, чтобы магнитная

энергия  $\int |B^2| dV$  сходилась. Доказательство этой теоремы можно найти в [13, 15]. В реальности (по крайней мере, в гелиосфере) изолированных бессиловых структур не наблюдается. Магнитные облака при своем распространении как бы погружены в общее поле Солнца и имеют своей асимптотикой именно это общее поле.

Будем аппроксимировать магнитное облако бесконечным цилиндром, образующая которого совпадает с направлением внешнего магнитного поля. Ось  $z$  совместим с осью цилиндра. Поскольку  $B_z = 0$ , в задаче будут фигурировать только две компоненты магнитного поля. В цилиндрической системе координат это будут  $B_z$  и  $B_q$  компоненты.  $B_z$  лежит в плоскости эклиптики (на самом деле угол между осью магнитного облака и плоскостью эклиптики составляет  $\sim 5-10^\circ$  и мы им пренебрегаем), а  $B_q$  направлена перпендикулярно, радиусу цилиндра. В солнечно-эклиптической системе координат с этой компонентой связаны  $B_x$  и  $B_y$  компоненты магнитного поля, величины которых будут меняться в зависимости от азимутального угла  $\theta$ , меняющегося в пределах от 0 до  $2\pi$ , так что общее поле будет представлять собой совокупность спиралей, наматывающихся на вложенные друг в друга цилиндры.

Допустим, что  $B_q$  - компонента имеет вид :

$$B_q = B_q^0 \left( \frac{r}{r_0} \right) \frac{1}{ch(u)}, \quad (9)$$

где  $u = \left( \frac{r}{r_0} \right)^2$ .

Такой выбор функциональной зависимости  $B_q(r)$  подчеркивает быстрое (экспоненциальное) убывание  $B_q$  - компоненты при больших расстояниях от центра магнитной трубки;  $r_0$  - характерный масштаб, а  $B_q^0$  - пока свободный параметр. Подставляя это выражение в (7), получим

$$B_z = \sqrt{C - (B_q^0)^2 \left[ th(u) + \frac{u}{ch^2(u)} \right]}. \quad (10)$$

Уравнение (7) содержит компоненты магнитного поля в квадрате, поэтому пригодны решения с различными знаками. Полный набор решений может представлять собой 4 различных комбинаций сигнатуры компонент магнитного поля. В солнечно-эклиптической системе координат это два направления  $B_y$  и два вида закрутки  $B_z$  -компоненты (левая и правая). Все эти варианты действительно реализуются на эксперименте [2].

Проанализируем выражение (10). Для этого вначале рассмотрим функцию

$$\Lambda(u) = th(u) + \frac{u}{ch^2(u)}. \quad (11)$$

Эта функция всегда больше нуля, кроме точки 0 (рис.2). Это означает, что константа  $C$  в (10) не может быть нулем. Функция  $\Lambda(u)$  имеет максимум в точке  $u_m$ , определяемой из выражения  $\Lambda'(u) = \frac{u}{ch^2(u_m)} (1 - u_m th(u_m)) = 0$ .

Выражение в скобках есть известное трансцендентное уравнение [16], корень которого есть  $u_m = 1,199678... \approx 1,2 = 6/5$ . Интересно отметить, что  $\Lambda(u_m) = u_m$ .

По предположению  $B_z$  - компонента на больших расстояниях от центра трубки выходит на константу  $B^*$ . Тогда, учитывая, что  $\Lambda(u)_{u \rightarrow \infty} \rightarrow 1$ , получим  $C = (B_q^0)^2 + (B^*)^2$ . Отсюда следует, что выражение (10) будет иметь смысл, если  $C \geq (B_q^0)^2$   $\Lambda \geq \frac{6}{5} (B_q^0)^2$ , или

$$B_q^0 \leq \sqrt{5} B^*. \quad (12)$$

Для  $B_z$  - компоненты, которая имеет максимум на оси трубки, получаем ограничение в виде

$$B_z(u)_{u=0} = B_0 \leq \sqrt{6}B^* \quad (13)$$

Таким образом, для бессилового поля, погруженного во внешнее магнитное поле  $B^*$ , мы имеем жесткие ограничения в виде условий (12) и (13). Если выразить компоненты магнитного поля через константы  $B_0$  и  $B^*$ , то в окончательном виде можно записать:

$$B_z = \pm \sqrt{B_0^2 - (B_0^2 - B_*^2) \left[ th(u) + \frac{u}{ch^2(u)} \right]},$$

$$B_q = \pm \sqrt{(B_0^2 - B_*^2)} \left( \frac{r}{r_0} \right) \frac{1}{ch(u)},$$

$$j_q = \frac{c}{4p} \left( -\frac{\partial B_z}{\partial r} \right) = \frac{c}{2p} \frac{(B_0^2 - B_*^2)(1 - u \cdot th(u))}{r_0 ch^2(u)} \frac{1}{\sqrt{B_0^2 - (B_0^2 - B_*^2) \left[ th(u) + \frac{u}{ch^2(u)} \right]}} \frac{r}{r_0},$$

$$j_z = \frac{c}{4p} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_q) = \frac{c}{2p} \frac{\sqrt{B_0^2 - B_*^2}}{r_0} \frac{[1 - u \cdot th(u)]}{ch(u)}.$$

Вычисленные по этим формулам значения компонент магнитного поля и плотности токов представлены на рис.2 и рис.3.

На рис.4. представлен угол закрутки магнитного поля  $b = \arctg \left( \frac{B_q}{B_z} \right)$ .

Вычислим магнитную энергию, связанную с протекающими по магнитному облаку токами. Плотность магнитной энергии  $q$  равна:

$$q = \frac{B_z^2 + B_q^2}{8p} = \frac{B_0^2 - (B_0^2 - B_*^2) \cdot th(u)}{8p}.$$

Очевидно, что из этой плотности необходимо отнять фоновую. Тогда получим

$$q^* = q - \frac{B_*^2}{8p} = \frac{(B_0^2 - B_*^2) \cdot th(u)}{8p}.$$

Интегрируя по всему пространству, получим полную энергию

$$W = \int_0^{2p} dq \int_0^\infty q^* r \cdot dr = p \cdot r_0^2 \frac{(B_0^2 - B_*^2)}{8p} \ln 2.$$

Здесь  $W$  – есть магнитная энергия, приходящаяся на единицу длины плазменной трубки,  $B_0$  - продольное магнитное поле на оси,  $B_*$  - фоновое продольное магнитное поле,  $r_0$  - характерный масштаб.

## Выводы

Несмотря на то, что основная часть магнитных облаков, наблюдаемых в межпланетном пространстве, по-видимому, связана с прохождением ударных волн, на наш взгляд, существуют условия, при которых могут наблюдаться бессиловые структуры без градиента давления. Анализ полученного решения теоретически указывает на такую возможность. Следует отметить, что решений, подобных приведенному выше, может быть сколь угодно много, и вопрос о реализации конкретного решения требует дальнейшего исследования. С другой стороны, само существование компактных бессиловых структур в межпланетной среде открывает новые возможности в изучении динамики солнечной короны.

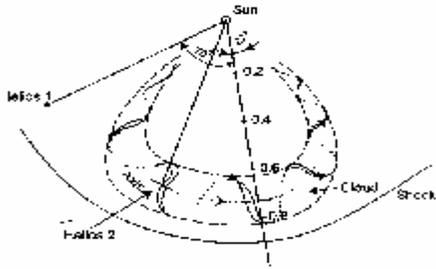


Рис. 1.

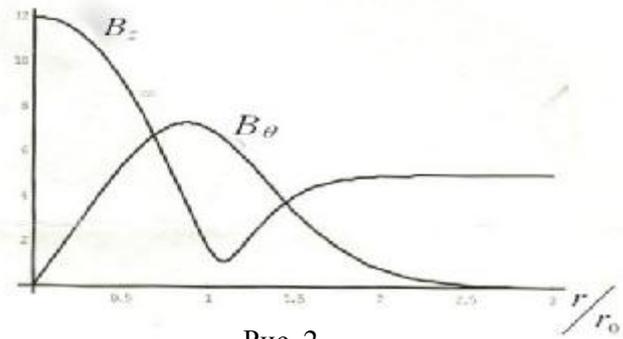


Рис. 2.

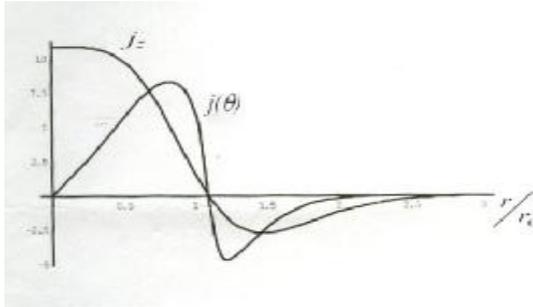


Рис. 3.

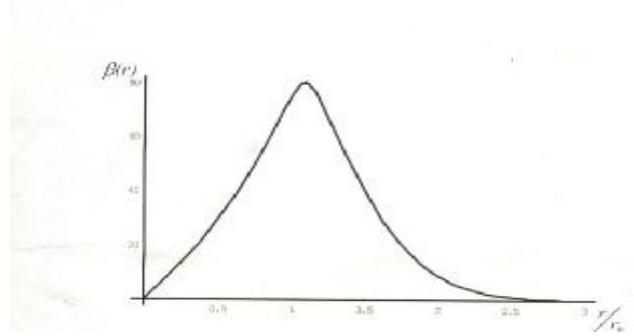


Рис. 4.

### Список литературы

1. Burlaga L.F., Sittler E., Mariani F., Schwenn R. Magnetic loop behind an interplanetary shock: Voyager, Helios and IMP 8 observation // J. Geophys. Res., 1981. V.86. P. 6673 - 6684.
2. Bothmer V., Schwenn R.: The structure and origin of magnetic clouds in the solar wind // J. Geophys. Res., 1999, V.104. P. 1-24.
3. Kleim L. W. , Burlaga L. W. Interplanetary magnetic clouds at 1, AU // J. Geophys. Res. 1982. V.87. P. 613 - 624.
4. Burlaga L. F., Behannon K. W. Magnetic clouds: Voyager observations between 2 and 4 ALV / Solar Phis. 1982. V.81. P. 181
5. Burlaga L. F. Magnetic clouds in Physics of the Inner Heliosphere. V. II. Ed. Schwenn R. and Marsch E. Springer-Verlag. Berlin, Heidelberg, 1991. P. 1-22.
6. Zhang G. and Burlaga L. F. Magnetic clouds, geomagnetic disturbances and cosmic ray decreases // J. Geophys. Res. 1988. V.93. P. 2511-2518.
7. Wilson R. M. Geomagnetic response to magnetic clouds // Planet. Space Sci. 1987. V.35. P.329 - 335.
8. Tsurutani B. T., Gonzalez W. D., Tang F., Lee Y. T. Great magnetic storms // Geophys. Res. Lett., 1992. V.19. P.73-76.
9. Bothmer V., Die Struktur magnetischer Wolken in Sonnenwind-Zusammen Einfluss auf die Magnetosphäre der Erde. Ph.D Thesis, University Gottingen, 1993.
10. Bothmer V. and Schwenn R. The interplanetary and causes of major geomagnetic storms // J. Geomagn. Geoelectr. 1995. V.47. P. 1127 - 1132.
11. Захаров Л. Е., Шафранов В. Д. Равновесие плазмы с током в тороидальных системах // Вопросы теории плазмы. Вып. 11. – М.: 1982. С. 118-235.
12. Пикельнер С. Б. Основы космической электродинамики. Изд. второе. – М.: Наука, 1966.
13. Моффат Г. Возбуждение магнитного поля в проводящей среде. – М.: Мир, 1980.
14. Шлютер А. Бессилловые магнитные поля II. //Управляемые термоядерные реакции. Вып. 26. – М.: Атомиздат, 1960.
15. Вайнштейн С. И., Быков А. М., Топтыгин И. Н. Турбулентность, токовые слои и ударные волны в космической плазме. – М.: Наука, 1989.
16. Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф. Специальные функции. Изд. второе. – М.: Наука, 1968.