

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПРОДОЛЬНОЙ КОМПОНЕНТЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ДИНАМИКУ ПРОТОНОВ ВНУТРИ ПЛАЗМОИДА

© 2019 г. А. Ю. Малыхин<sup>1, \*</sup>, Е. Е. Григоренко<sup>1</sup>, Х. В. Малова<sup>1, 2</sup>

<sup>1</sup>Институт космических исследований РАН, г. Москва, Россия

<sup>2</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова,  
г. Москва, Россия

\*anmaurdreg@gmail.com

Поступила в редакцию 18.04.2018 г.

После доработки 16.08.2018 г.

Принята к публикации 15.05.2018 г.

Рассмотрены кинетические эффекты динамики протонов в плазмоидах с ненулевой продольной ( $V_y$ ) компонентой магнитного поля в токовом слое (ТС) геомагнитного хвоста. Представлены результаты моделирования динамики протонов и описание механизма возникновения асимметрии плотности “север–юг”. Описан возможный механизм отвечающий за поддержание продольной компоненты магнитного поля. Проведены оценки полученных параметров и сравнение представленных результатов с наблюдениями миссии *Cluster*.

DOI: 10.1134/S0023420619040058

### 1. ВВЕДЕНИЕ

При описании токового слоя (ТС) геомагнитного хвоста долгое время использовалась одномерная модель Харриса [1], согласно которой ток в токовом слое поддерживается только за счет градиента поля  $V_x$  в направлении нормали к слою. При этом поле в нейтральной плоскости считалось равным нулю. Позднее, на основе спутниковых наблюдений, эта модель была модифицирована путем введения постоянной ненулевой нормальной компоненты  $V_z$ . Такой подход обусловлен тем, что позволяет найти относительно простые и красивые аналитические решения для описания плазмы токового слоя. Однако, дальнейшие спутниковые наблюдения показали, что в ТС хвоста может существовать значительная продольная компонента магнитного поля (тангенциальная направлению тока в слое) [2], которая не рассматривалась в простых моделях. Влияние продольной компоненты поля на холловскую систему токов в токовом слое рассматривалось в работе [3]. Сообщалось, что усиление продольной компоненты магнитного поля влияет на динамику заряженных частиц в токовом слое [4–6] и на процесс магнитного пересоединения [7–9]. Стоит отметить, что подобный эффект усиления продольной компоненты магнитного поля наблюдался в токовых слоях, исследуемых в лабораторных плазменных установках [10].

Вопрос о механизмах усиления и поддержания продольной компоненты магнитного поля  $V_y$  в ТС геомагнитного хвоста до сих пор остается открытым. Корреляция  $V_y$  компоненты, наблюдаемой в хвосте, с соответствующей компонентой межпланетного магнитного поля (ММП) была показана в работах [11–14], а в работе [15] сообщалось о хорошей корреляции величины  $V_y$  в токовом слое хвоста и  $Y$  компоненты ММП. При этом, авторы [15] также показали, что значительные вариации  $V_y$  в ТС не были связаны с соответствующими вариациями в ММП и, в работах [16, 17] были показаны случаи, когда  $Y$  компонента магнитного поля в ТС хвоста имела знак противоположный  $V_y$  компоненте ММП. Это позволяет предположить, что эти особенности, скорее всего, являются результатом динамических явлений в ТС. Ряд эффектов связанных с динамикой протонов в токовом слое с продольной компонентой магнитного поля были показаны в работе [18], а именно асимметрию “север–юг” в распределении плотности, и возникновение противоположно направленных токов  $I_x$  в северной и южной части плазменного слоя (ПС), способных поддерживать сдвиговую компоненту магнитного поля.

Продольная компонента магнитного поля также наблюдалась в токовом слое внутри плазмоидов – замкнутых магнитоплазменных конфигурациях, источником которых считается магнитное пересоединение [например, 19 и ссылки там]. Од-

нако механизм возникновения и поддержания продольной компоненты внутри плазмоидов не был детально изучен.

В данной работе рассмотрены механизмы влияния  $Y$  компоненты магнитного поля на динамику протонов популяций плазмы, характеризующихся различными начальными функциями распределения по скоростям, в плазмоиде, и представлен один из возможных механизмов поддержания  $B_y$  компоненты внутри плазмоида за счет кинетических эффектов взаимодействия протонов с токовым слоем плазмоида.

Для решения поставленных задач, проводилось моделирование динамики протонов различных плазменных популяций в модели обращенного магнитного поля методом тестовых частиц. В модель была добавлена вариация  $B_z$  компоненты магнитного поля, для получения замкнутых силовых линий — плазмоидоподобной магнитной конфигурации. Продольная компонента была задана колоколообразным профилем. Была исследована динамика протонов различных плазменных популяций (холодные протоны, тепловая популяция протонов ПС, потоки ускоренных протонов).

Содержание статьи следующее. Во втором разделе будет рассмотрена используемая модель ТС с плазмоидом и перечислены допущения положенные в ее основу. В третьем разделе обсуждается динамика тестовых протонов в плазмоиде без продольной компоненты магнитного поля, чтобы в дальнейшем подчеркнуть влияние этой компо-

ненты на динамику и распределение частиц внутри плазмоида. Также в этом разделе выполнен анализ динамики тестовых протонов трех основных плазменных популяций, характеризующихся различными функциями распределения по скоростям. А именно: 1) холодные протоны, конвектирующие в ТС из высокоширотных долей хвоста; 2) тепловая протонная популяция ПС; 3) пучки ускоренных протонов. В последней главе представлено сравнение результатов моделирования со спутниковыми наблюдениями *Cluster*, обсуждается возможный механизм поддержания продольной компоненты магнитного поля, и сформулированы основные выводы данной работы.

## 2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Для описания токового слоя с плазмоидом в модель обращенного магнитного поля была добавлена биполярная вариация  $B_z$  компоненты, локализованная в ТС, благодаря которой получается замкнутая конфигурация линий магнитного поля. На рис. 1 схематически показано сечение геомагнитного хвоста в плоскости  $XZ$ , исследуемая область выделена прямоугольником. Исследуемая магнитная конфигурация задается следующими уравнениями:

$$B_x(z) = B_0 \tanh\left(\frac{z}{L}\right); \quad B_z(X) = 0.1B_0 + B_{zP}(X);$$

$$B_{zP}(X) = \begin{cases} B_0 \tanh\left(\frac{X}{L_R}\right); & \text{если } X \geq X_R \\ B_0 C_1(X) \tanh\left(\frac{X}{L_R}\right); & \text{если } X \geq X_R - L_R \text{ и } X < X_R \\ -B_0 C_2(X) \tanh\left(\frac{X}{L_{PR}}\right); & \text{если } X \geq X_C \text{ и } X < X_C + L_{PR} \\ -B_0 C_3(X) \tanh\left(\frac{X}{L_{PL}}\right); & \text{если } X \geq X_C - L_{PL} \text{ и } X < X_C \\ B_0 C_4(X) \tanh\left(\frac{X}{L_L}\right); & \text{если } X \geq X_L \text{ и } X \leq X_C - L_{PR} \\ -B_0 C_5(X) \tanh\left(\frac{X}{L_L}\right); & \text{если } X \leq X_L, \end{cases}$$

где  $B_0 = 10$  нТл величина тангенциального поля в ПС за пределами токового слоя;  $L_R$  и  $L_L = 1R_E$ ,  $L_{PR}$  и  $L_{PL} = 3R_E$  — параметры задающие размер плазмоида в  $X$  направлении и обозначенные на рис. 2. Вдоль оси  $Z$  плазмоид ограничен ТС с характерным масштабом  $L = 1R_E$ , Коэффициенты  $C_i$  обеспечивают непрерывность биполярной вариации.

Предполагается, что в ТС хвоста существует квазипостоянная компонента  $B_{z0} \sim 0.1B_0$ , характерные масштабы изменения которой много больше расчетной области. Начало системы отсчета расположено в центре плазмоида.

Пространственное распределение сдвиговой компоненты  $B_y(X, Z)$  было задано в виде профиля “колоколообразной” формы. Предполагалось, что

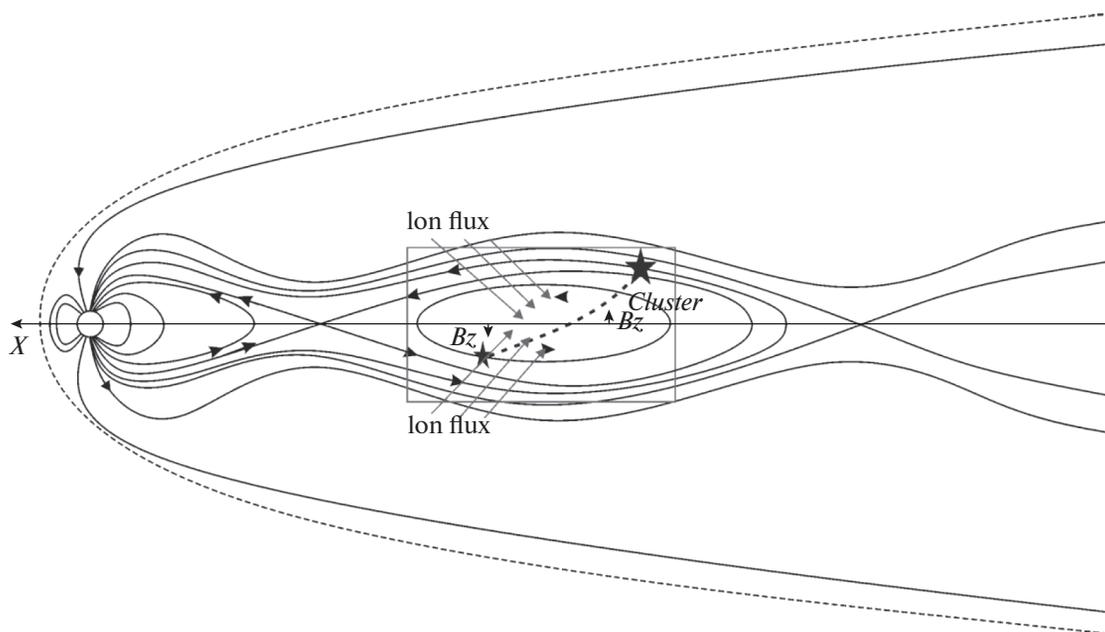


Рис. 1

\$B\_y\$ локализовано внутри плазмоида. Выбор такого профиля обоснован спутниковыми наблюдениями [16]. Уравнение описывающее рассматриваемую магнитную конфигурацию:

$$B_y(x, z) = B_0 \exp\left(\left(\frac{z}{L}\right)^2 + \left(\frac{x}{L_{PR}}\right)^2\right).$$

В модели присутствует крупномасштабное однородное поле \$E\_{0Y} = 0.1\$ мВ/м.

Расчетная область представляет собой параллелепипед с размерами \$12R\_E\$, \$8R\_E\$, \$6R\_E\$ по \$X\$, \$Y\$, \$Z\$ направлениям соответственно.

В последующих разделах данная магнитная конфигурация будет использована для исследования динамики различных ионных популяций методом тестовых частиц.

### 3. ДИНАМИКА ПРОТОНОВ В ПЛАЗМОИДЕ С ПРОДОЛЬНОЙ КОМПОНЕНТОЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

В магнитной конфигурации ТС плазмоида в отсутствие \$B\_y\$ компоненты, топология силовых линий обладает зеркальной симметрией относительно нейтральной плоскости. Напротив, при наличии продольной компоненты магнитного поля в ТС плазмоида появляется асимметрия определяемая знаком этой компоненты. Для сравнения распределения плотности протонов в плазмоиде без \$B\_y\$ (симметричная конфигурация) с распределением в плазмоиде с \$B\_y \neq 0\$ (асимметричная конфигурация), было проведено моделирование динамики холодных протонов, запускае-

мых из северной и южной долей хвоста, в магнитной конфигурации, описанной в разделе 2.

Протоны запускались с малыми pitch углами в ПС, как моноэнергетическая популяция с энергией 200 эВ, из точек равномерно распределенных вдоль \$X\$ направления с одинаковыми \$Y\$ и \$Z\$ координатами. В моделирование использовалось порядка \$2 \cdot 10^4\$ тестовых частиц. На рис. 3 представлено распределение плотности протонов в симметричной конфигурации плазмоида.

Видно, что данное распределение симметрично относительно нейтральной плоскости. Полученное распределение обусловлено кинетически-

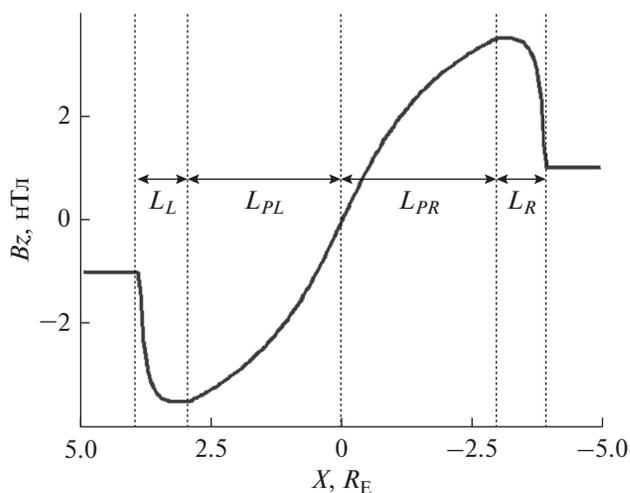


Рис. 2

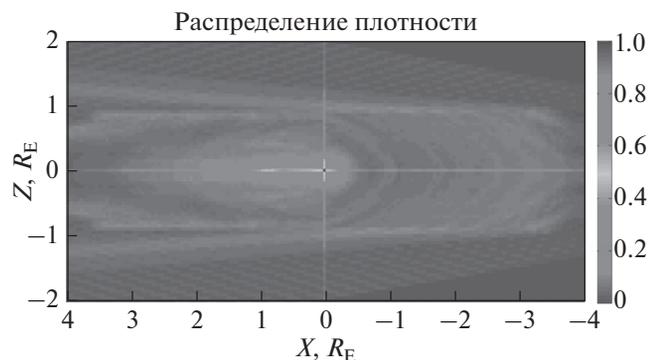


Рис. 3. Нормированное распределение плотности холодных протонов в плазмоиде без продольной компоненты поля в плоскости  $XZ$ .

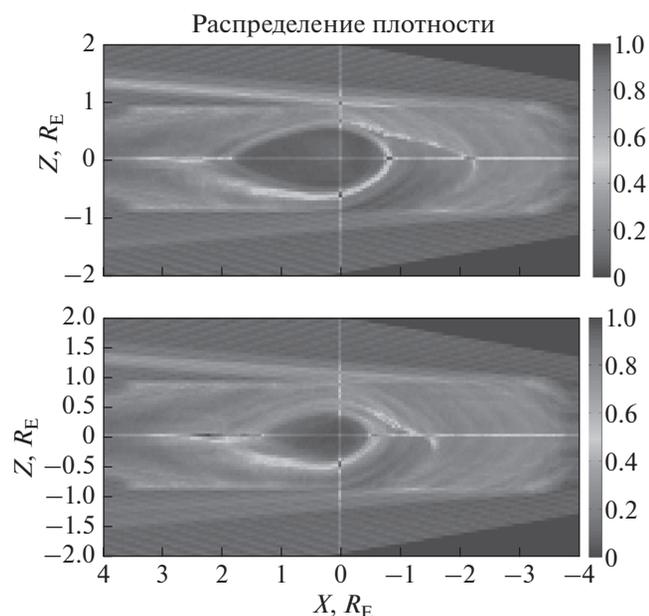


Рис. 4. Пространственное распределение плотности холодных протонов в плазмоиде при наличии продольной компоненты  $B_y$  в ТС, нормированное на максимальное значение ( $N/N_{\max}$ ). а) при  $B_y = 8$  нТл, б) при  $B_y = 4$  нТл.

ми эффектами, связанными с особенностью замкнутой магнитной конфигурации. А именно: захват и стягивание протонов к центру плазмоида, в результате чего появляется максимум плотности в центре плазмоида.

**3.1. Динамика холодных протонов в плазмоиде с  $B_y \neq 0$ .** В данном разделе мы подробно рассмотрим динамику холодных протонов в плазмоиде с ненулевой продольной компонентой, и обсудим особенности взаимодействия протонов с ТС плазмоида.

На рис. 4 представлены полученные распределения плотности в плоскости  $XZ$ . Видно, что рас-

пределения имеют ярко выраженную асимметрию “север–юг” разных знаков в ближней и дальней части плазмоида. При более слабом продольном поле ( $B_y = 4$  нТ) распределение холодных протонов является более “размазанным”, чем при  $B_y = 8$  нТ. Одной из важных особенностей динамики протонов является отсутствие максимума плотности в центре плазмоида, а область наибольшей плотности образует своеобразную “петлю” вокруг центра.

Наличие продольной компоненты приводит к тому, что силовая линия вдоль которой движется частица имеет ненулевую проекцию вдоль электрического поля. Это ведет к тому, что амплитуда  $B_y$  компоненты поля влияет на проекцию пути частицы в  $Y$  направлении. Другими словами, чем больше значение поля  $B_y$ , тем сильнее выражен эффект торможения частиц электрическим полем  $E_y$ . Влияние этого эффекта было проверено в моделировании динамики частиц при различных амплитудах  $B_y$  (рис. 4).

В ТС с продольной компонентой  $B_y$  определенного знака, и без биполярной вариации  $B_z$  (без плазмоида), появляется асимметрия “север–юг” во взаимодействии протонов с ТС. А именно, в зависимости от комбинации знаков  $B_y$  и  $B_z$  компонент магнитного поля, протоны приходящие в ТС из северной (южной) долей хвоста, инжектируются после взаимодействия преимущественно либо в ту долю хвоста из которой они пришли, либо в противоположную долю [18].

Как обсуждалось в предыдущем разделе, магнитная конфигурация плазмоида предполагает изменение знака  $B_z$  компоненты магнитного поля вдоль  $X$  направления. Это приводит к тому, что внутри плазмоида динамика частиц определяется комбинацией знаков  $B_z$  и  $B_y$  компонент, которая различна в ближней и дальней частях плазмоида. Это происходит из-за того, что в разных частях плазмоида “южные” частицы движутся либо вдоль крупномасштабного электрического поля, либо против него (см. рис. 5). В последнем случае частицы испытывают торможение и более эффективно захватываются в плазмоиде. Частицы, которые не захватываются в плазмоиде, инжектируются либо в северную, либо в южную долю. При этом направление инъекции зависит от комбинации знаков  $B_z$  и  $B_y$  компонент в данной части плазмоида.

Таким образом реализуется механизм аналогичный описанному в работе [18]. Однако, наличие замкнутой плазмоидоподобной магнитной конфигурации (биполярной вариации  $B_z$ ) приводит к тому, что в рамках одной структуры (плазмоида) имеет место как комбинация  $B_z < 0$   $B_y > 0$  в ближней части плазмоида, так и  $B_z > 0$   $B_y > 0$  в дальней. Это обуславливает асимметрию взаимо-

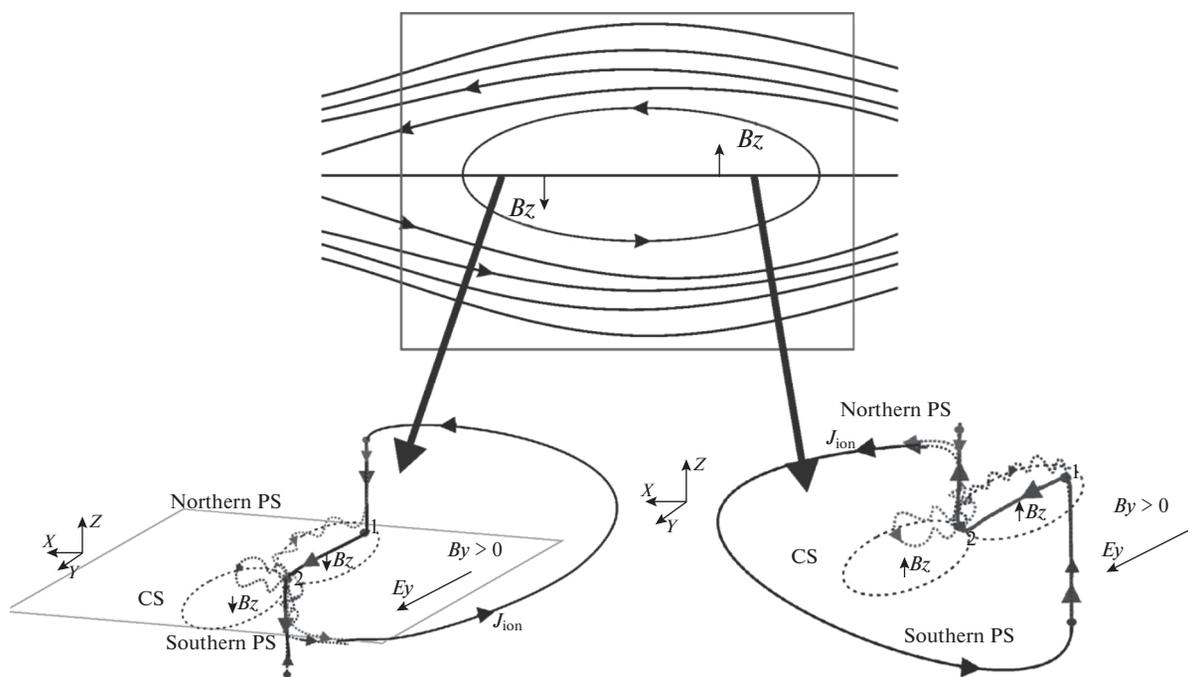


Рис. 5

действия протонов с плазмой в этих частях (рис. 5).

Наличие в плазмойде асимметрии распределения плотности и выделенных направлений движения, которые обусловлены механизмами описанными выше, приводит к возникновению потоков к Земле/от Земли.

Распределение потоков (не показано) выглядит также как распределение плотности, так как основной вклад в величину потока холодных ионов вносит их плотность. Видно, что описанные выше особенности динамики протонов, приводят к возникновению противоположно направленных ионных потоков на северной и южной границах токового слоя плазмойда. Такие потоки могут отвечать за ионный ток в плазмойде, циркуляция которого может генерировать (или поддерживать) продольную компоненту магнитного поля. При слабой продольной компоненте генерируются более слабые и “размазанные” в пространстве потоки, чем при сильном поле  $B_y$ .

Однако, данная токовая конфигурация не может обеспечить необходимой плотности тока для поддержания продольной компоненты. Это обусловлено тем, что холодные протоны имеют низкие энергии, а следовательно, низкие скорости и потоки. При этом малые относительные концентрации таких протонов приводят к тому, что вычисленные плотности электрических токов (вычисленных как  $j = enV$ , где  $e$  – заряд электрона,  $n$  – концентрация протонов обтекающих плазмой-

ид, а  $V$  – потоковая скорость) недостаточны для поддержания сдвигового поля в несколько нТл.

**3.2. Динамика протонов тепловой популяции.** В данном разделе исследована возможность генерации необходимых токов тепловыми ионами ПС. С этой целью исследовано влияние продольной компоненты на динамику тепловой популяции протонов с температурой порядка 5 кэВ.

Для исследования динамики протонов тепловой плазмы, запускались  $2 \cdot 10^5$  частиц из точек случайно распределенных по  $X$  и  $Y$  координатам в ПС. Распределение по  $Z$  координате соответствовало распределению плотности плазмы в токовом слое Харриса.

В качестве функции распределения тепловых протонов использовалась каппа-распределения, с параметром  $\kappa = 5$  и характерной температурой 5 кэВ. Распределение направления скоростей задавалось изотропным, что приводит к полному покрытию всех возможныхpitch углов и фаз частиц.

$$f_{\kappa}(E)dE = A_{\kappa} \frac{\sqrt{E}}{\left(1 + \frac{E}{(\kappa - 3/2)k_B T}\right)^{\kappa+1}} dE.$$

На рис. 6 представлено пространственное распределение тепловой популяции, описанной выше, после взаимодействия с плазмойде. Видно, что описанные в предыдущем разделе механизмы приводят к значительной асимметрии “север–юг” разных знаков в ближней и дальней частях

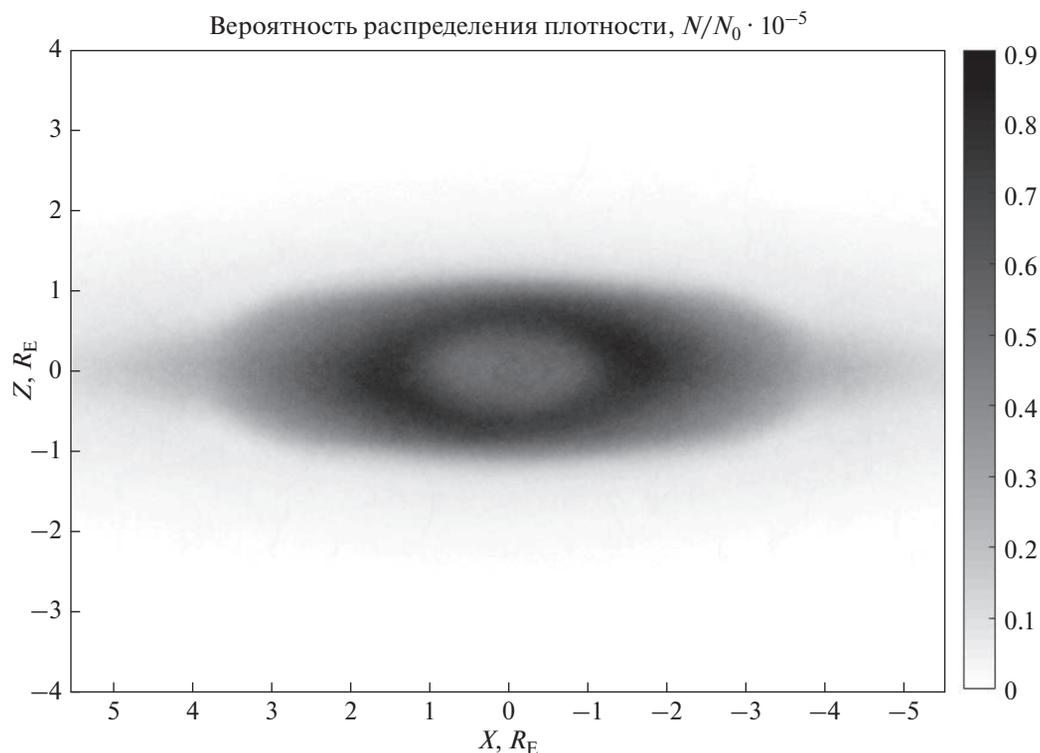


Рис. 6

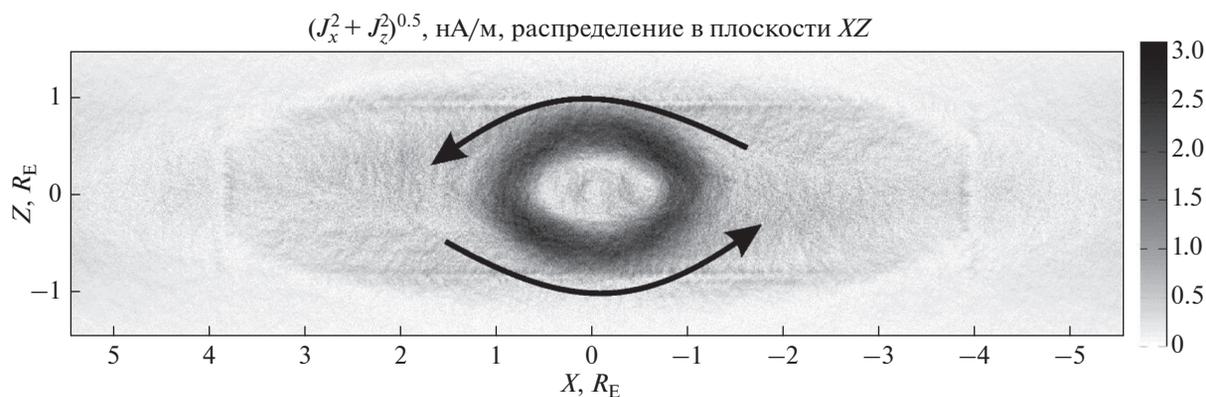


Рис. 7

плазмоида. Также стоит отметить, что в представленном распределении наблюдается вытянутое “кольцо” (эллипс) высокой плотности вокруг центра плазмоида, которое имеет наклон в силу указанной асимметрии. Другими словами, максимум плотности находится вокруг области с сильным  $B_y$ .

На рис. 7 показана модуль плотности ионных токов в плоскости  $XZ$ , вычисленный как  $\sqrt{J_x^2 + J_z^2}$ . Видно, что данные токи образуют замкнутую токовую структуру. Направление циркуляции тока

в полученной токовой петле соответствует току (показано стрелками), способному индуцировать магнитное поле  $B_y$  заданное в центре плазмоида.

Используя полученные распределения вектора плотности тока, по закону Био–Савара–Лапласа была получена оценка на размерные значения плотности этого тока. Исходя из предположения, что ток в токовой петле (рис. 7) создает заданное поле  $B_y$ , были восстановлены соответствующие коэффициенты, отвечающие за концентрацию ( $n_i$ ), определяющую плотность тока  $\mathbf{J}_i = en_i \mathbf{V}_i$ .

Оказалось, что при заданных параметрах модели амплитуда плотности тока в токовой петле соответствуют  $2.7 \text{ нА/м}^2$ .

Данному ионному току должна соответствовать некоторая группа частиц в функции распределения по скоростям. Для определения доли токонесущей популяции было восстановлено распределение по скоростям ( $V_{\parallel}$ ,  $V_{\perp}$ ) в токовой петле (рис. 8). Из этой функции распределения была получена популяция частиц, отвечающих за ток параллельный вектору напряженности магнитного поля. Выделенная таким методом область функции распределения схематично отмечена на полученной функции распределения (рис. 8). Токонесущая популяция протонов составила  $\sim 15.7\%$  от общего числа частиц.

Используя полученные оценки токов и учитывая, что за них отвечает выделенная доля частиц, был восстановлен профиль пространственного распределения плотности тепловых протонов в плазмоиде. Максимальные значения плотности составили  $\sim 0.7 \text{ см}^{-3}$ , что хорошо согласуется с наблюдаемыми значениями [см., например, 20 и ссылка там].

**3.3. Динамика ускоренных пучков.** Еще одной распространенной ионной популяцией в хвосте магнитосферы являются пучки ускоренных протонов, движущиеся вдоль силовых линий магнитного поля с энергиями в несколько десятков кэВ [21 и ссылка там]. В данном разделе мы исследуем особенности взаимодействия таких пучков с токовым слоем плазмоида с продольной компонентой магнитного поля, и возможность формирования такими частицами тока, способного поддерживать сдвиговую компоненту магнитного поля в плазмоиде.

Для моделирования динамики высокоэнергичных ионных пучков было запущено  $2 \cdot 10^5$  частиц с малыми питч-углами ( $\theta < 20^\circ$ ), энергии которых были равномерно распределены в диапазоне от 14 до 16 кэВ. Частицы запускались из точек равномерно распределенных по всей расчетной области.

Аналогично разделу 3.2 было получено пространственное распределение плотности вероятности нахождения сверхтепловых ионов в расчетной области (рис. 9). Можно отметить, что из-за большего гирорадиуса энергичные частицы слабо взаимодействуют с плазмоидом, область их захвата значительно увеличена по сравнению с тепловой плазмой, и отсутствует ярко выраженная асимметрия “север–юг”, наблюдаемая для холодной и тепловой популяции плазмы.

Полученные распределения для компонент ионных токов  $J_x$  (а) и  $J_z$  (б) (рис. 10) демонстрируют, что данная популяция не создает токовых структур, аналогичных полученным в предыду-

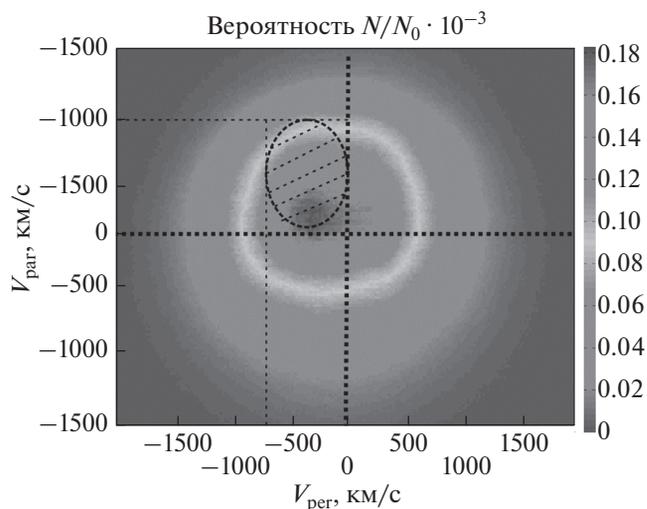


Рис. 8

щем разделе. Вычисленные значения плотностей токов ( $J \sim 0.1 \text{ нА/м}^2$ ) недостаточны для оказания значительного влияния на магнитную конфигурацию.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ

Таким образом показано, что наличие продольной компоненты магнитного поля в ТС плазмоида может приводить к появлению асимметрии плотности “север–юг” для ионосферной и тепловой популяции плазмы в ПС. Такой эффект продемонстрирован в наблюдениях ТС миссией *Cluster* представленных в работе [18]. На рис. 11 показаны концентрации протонов, усредненные по северной ( $B_x > 0$ ) и южной ( $B_x < 0$ ) частям ПС. Для каждого пересечения ТС концентрации были нормированы на максимальное значение. Видно, что максимум концентрации находится с южной стороны от нейтральной плоскости (рис. 11а) при одних комбинациях знаков компонент  $B_x$  и  $B_y$ , а при других – с северной (рис. 11б).

Также показана возможность возникновения токовой петли, отвечающей за поддержание продольной компоненты магнитного поля. Оценка плотности тока ( $\sim 2.7 \text{ нА/м}^2$ ) полученная в данной работе, хорошо согласуется с результатами наблюдений, описанными в работе [18] (рис. 12).

Как видно из наблюдений *Cluster* (рис. 12) увеличение плотности токов  $J_x$  имеет место вблизи краев ТС ( $|\langle B_x \rangle| \geq 5 \text{ нТл}$ ), что согласуется с результатами моделирования (см. рис. 10). Для данной комбинации знаков продольной и нормальной компонент магнитного поля ( $B_y$  и  $B_z$ ) спутники *Cluster* наблюдали смену знака токов  $J_x$  при переходе через нейтральную плоскость. Знаки токов  $J_x$ , полученные в нашем моделировании для ком-

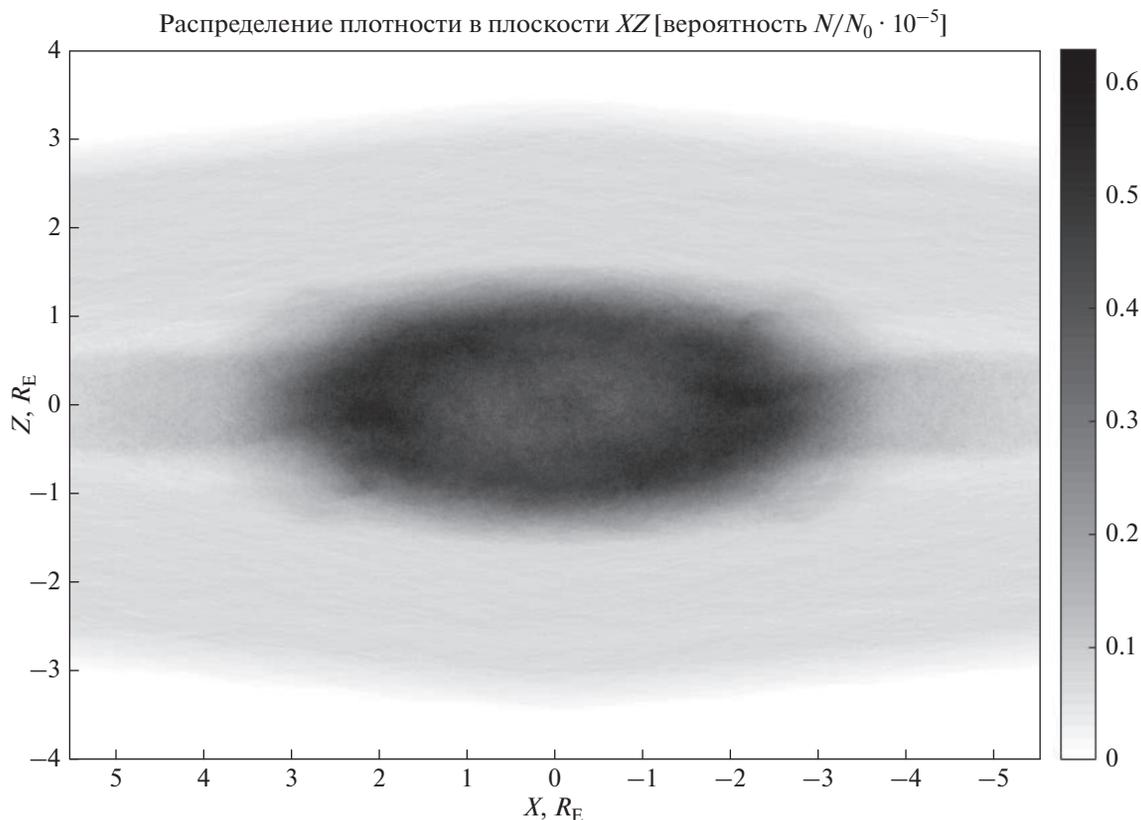


Рис. 9

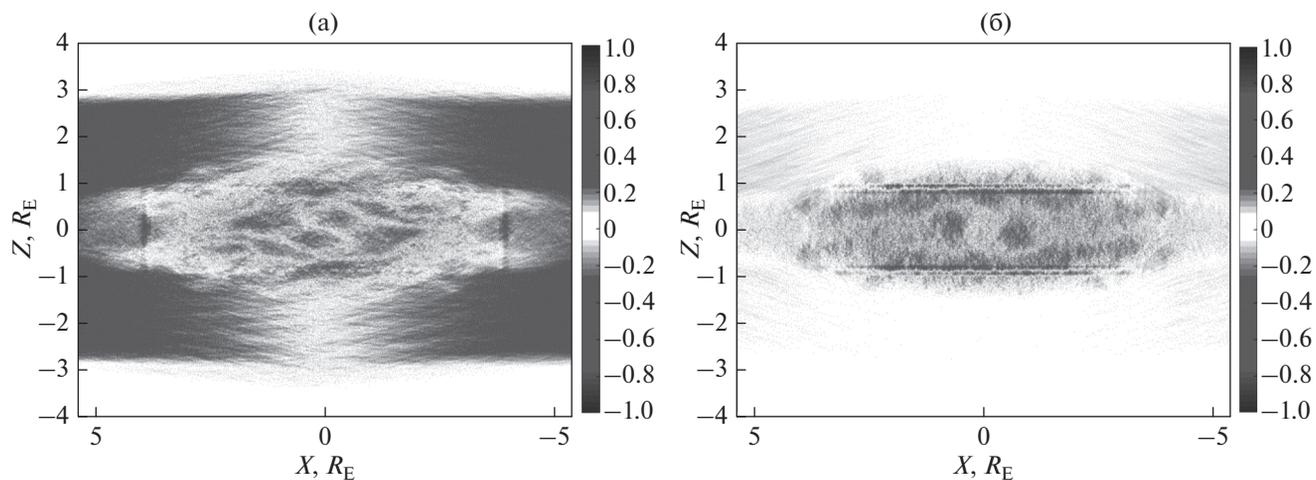
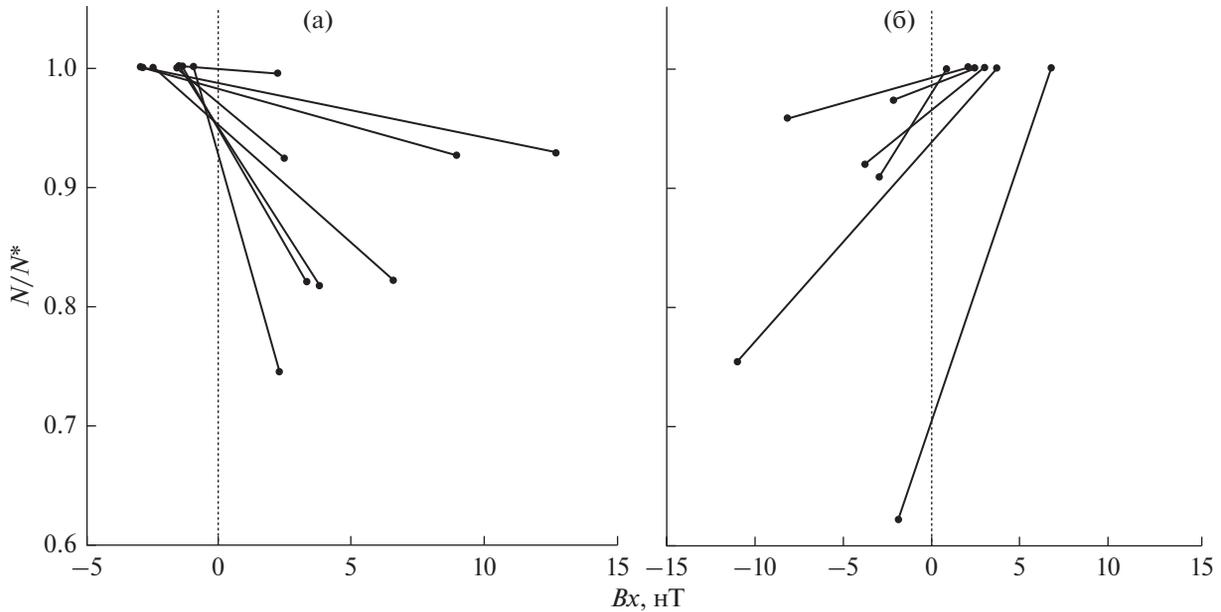


Рис. 10

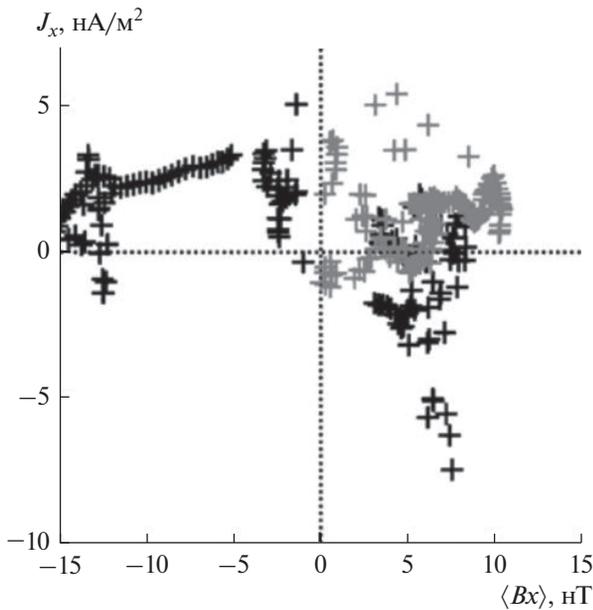
бинаций  $B_z > 0$ ,  $B_y > 0$  (дальний фланг плазмоида) и  $B_z < 0$ ,  $B_y > 0$  (ближний фланг плазмоида), согласуются с наблюдениями *Cluster*, а именно  $J_x > 0$  в северной части ПС.

Данное модельное исследование и согласие его результатов со спутниковыми наблюдениями демонстрирует важность кинетических особен-

ностей динамики ионов в плазмоидах, и возможности самосогласованного влияния этой динамики на магнитную структуру плазмоида. Также моделирование показало, что наиболее сильное влияние на структуру плазмоида может оказывать тепловая популяция плазменного слоя. Кинетическое моделирование показывает, что в пара-



**Рис. 11.** Пространственные распределения нормированной плотности протонов  $N(Bx)$ , наблюдаемые в интервалы пересечений ТС с магнитными конфигурациями  $B_y < 0, B_z > 0$  или  $B_y > 0, B_z < 0$  (а) и  $B_y > 0, B_z > 0$  или  $B_y < 0, B_z < 0$  (б). Плотность протонов для каждого пересечения ТС была нормирована на величину максимальной плотности протонов, наблюдаемой в данном пересечении. Ординаты каждой пары точек, соединенных линией, показывают значения  $N/N^*$ , усредненные для данного пересечения ТС по северной (область  $B_x > 0$ ) и южной (область  $B_x < 0$ ) части ПС. Соединительные линии показывают тенденцию к увеличению плотности протонов в направлении южной или северной части ПС [18].



**Рис. 12.** Пространственные распределения токов  $J_x$ , наблюдаемые для каждого исследуемого интервала. Черными крестиками показаны величины тока  $J_x$  в зависимости от величины поля  $\langle B_x \rangle$  в центре тетраэдра Cluster для тех пересечений ТС, в которых наблюдалась магнитная конфигурация  $B_z > 0, B_y < 0$  или  $B_z < 0, B_y < 0$ . Серыми крестиками показаны величины тока  $J_x$  для пересечений ТС с магнитной конфигурацией  $B_z > 0, B_y > 0$  или  $B_z < 0, B_y > 0$  [18].

метрическом пространстве тепловых гирорадиусов и размеров плазмоида может существовать выделенная область, при попадании в которую, влияние тепловой ионной популяции на поддержание и усиление  $B_y$  компоненты наиболее сильное. Этот вопрос требует дальнейших модельных и спутниковых исследований.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье исследовано влияние продольной компоненты магнитного поля  $B_y$  на динамику протонов в ТС с плазмоидом. Показано, что:

1. наличие продольной компоненты приводит к появлению асимметрии “север–юг” в пространственном распределении концентрации протонов в ближней и дальней частях плазмоида. Асимметрия выражена более ярко для менее энергичных частиц;
2. благодаря возникновению такой асимметрии плотности, протоны тепловой популяции плазмы образуют токовую структуру типа петли, которая может отвечать за поддержание сдвиговой компоненты магнитного поля;
3. холодные протоны и пучки высокоэнергичных частиц не оказывают значительного влияния на магнитную конфигурацию так, как не создают достаточно больших токов;

4. полученные оценки концентраций ( $n = 0.7 \text{ см}^{-3}$ ) и плотности ионного тока в токовой петле ( $J_i = 2.7 \text{ мА/м}^2$ ) согласуются с наблюдаемыми значениями этих параметров в геомагнитном хвосте спутниками *Cluster*.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Harris E.G.* On a plasma sheath separating regions of oppositely directed magnetic fields // *Nuovo Cimento*. 1962. № 23. P. 115.
2. *Øieroset M., Phan T.D., Fujimoto M. et al.* In situ detection of collisionless reconnection in the Earth's magnetotail // *Nature*. 2001. V. 412. P. 414.
3. *Nakamura R., Baumjohann W., Fujimoto M. et al.* Cluster observations of an ion-scale current sheet in the magnetotail under the presence of a guide field // *J. Geophys. Res.* 2008. V. 113. P. A07S16.
4. *Büchner J., Zelenyi L.M.* Regular and chaotic particle motion in sheared magnetic field reversals // *Adv. Space Res.* 1991. V. 11. P. 177.
5. *Zhu Z., Parks G.* Particle orbits in model current sheets with a nonzero By component // *J. Geophys. Res.* 1993. V. 98. P. 7603.
6. *Kaufmann R.L., Lu C., Larson D.J.* Cross-tail current, field-aligned current // *J. Geophys. Res.* 1994. V. 99. P. 11, 277.
7. *Paolo R., Brackbill J.U., Daughton W., Lapenta G.* Collisionless magnetic reconnection in the presence of a guide field // *Phys. Plasmas*. 2004. V. 11. P. 4102.
8. *Pritchett P.L., Coroniti F.V.* Three-dimensional collisionless magnetic reconnection in the presence of a guide field // *J. Geophys. Res.* 2004. V. 109. P. A01220.
9. *Pritchett P.L., Mozer F.S.* Asymmetric magnetic reconnection in the presence of a guide field // *J. Geophys. Res.* 2009. V. 114. P. A11210.
10. *Frank A., Bugrov S., Markov V.* Enhancement of the guide field during the current sheet formation in the three-dimensional magnetic configuration with an X line // *Phys. Lett. A*. 2009. V. 373. P. 1460.
11. *Fairfield D.H.* On the average configuration of the geomagnetic tail // *J. Geophys. Res.* 1979. V. 84. P. 1950.
12. *Lui A.T.Y.* Characteristics of the cross-tail current in the Earth's magnetotail // *Geophys. Monogr. Ser. V. 28 / Ed. Potemra T.A.* Washington, D.C.: AGU. 1984. P. 158.
13. *Sergeev V.A.* Penetration of the By component of the IMF into the magnetotail // *Geomagn. Aeron.* 1987. V. 27. P. 612.
14. *Kaumaz Z., Siscoe G.L., Luhmann J.G. et al.* Interplanetary magnetic field control of magnetotail magnetic field geometry: IMP 8 observations // *J. Geophys. Res.* 1994. V. 99. P. 11, 113.
15. *Nakamura R., Baumjohann W., Fujimoto M. et al.* Cluster observations of an ion-scale current sheet in the magnetotail under the presence of a guide field // *J. Geophys. Res.* 2008. V. 113. P. A07S16.
16. *Rong Z.J., Wan W.X., Shen C. et al.* Profile of strong magnetic field By component in magnetotail current sheets // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117. P. A06216.
17. *Petrakovich A.A.* Origins of plasma sheet // *J. Geophys. Res.* 2011. V. 116. P. A07217.
18. *Григоренко Е.Е., Малова Х.В., Малыхин А.Ю., Зеленый Л.М.* Возможный механизм усиления и поддержания сдвиговой компоненты магнитного поля в токовом слое хвоста магнитосферы Земли // *Физика плазмы*. 2015. Т. 41. № 1. С. 92–106.
19. *Slavin J.A., Baker D.N., Fairfield D.H. et al.* CDAW 8 observations of plasmoid signatures in the geomagnetic tail // *J. Geophysical Research*. 1989. V. 94. P. 15153–15175
20. *Зеленый Л.М., Веселовский И.С.* Плазменная гелиогеофизика. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008.
21. *Grigorenko E.E., Burinskaya T.M., Shevelev M. et al.* Large-scale fluctuations of PSBL magnetic flux tubes induced by the field-aligned motion of highly accelerated ions // *Annales Geophysicae*. 2010. V. 28. № 6. P. 1273–1288.