

УДК 533.95

ТОКОВЫЕ СЛОИ С МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ ПЛАЗМОЙ В МАГНИТОСФЕРАХ ПЛАНЕТ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ

© 2020 г. В. И. Домрин^{1, *}, Х. В. Малова^{1, 2, **}, В. Ю. Попов^{2, 3, 4},
Е. Е. Григоренко², А. А. Петрукович²

¹Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына МГУ, г. Москва, Россия

²Институт космических исследований РАН, г. Москва, Россия

³Физический факультет МГУ, г. Москва, Россия

⁴Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, г. Москва, Россия

**dmr@dec1.sinp.msu.ru*

***hmalova@yandex.ru*

Поступила в редакцию 25.02.2020 г.

После доработки 25.02.2020 г.

Принята к публикации 29.05.2020 г.

Предложена самосогласованная гибридная модель тонкого токового слоя (ТТС) толщиной порядка нескольких ионных гирорадиусов с учетом многокомпонентности бесстолкновительной космической плазмы. Несколько плазменных компонент могут присутствовать в хвостах магнитосфер планет земного типа (например, Земля, Меркурий, Марс, Венера). Проанализированы изменения структуры ТС в магнитосферной плазме в присутствии тяжелых ионов кислорода, обладающих разными характеристиками. Показано, что высокие относительные концентрации ионов кислорода, равно как их относительно высокие температуры и дрейфовые скорости приводят к существенному утолщению ТС и формированию дополнительного масштаба вложенности. При этом на профилях основных характеристик — плотности тока и магнитного поля, появляются симметричные изломы, соответствующие резкой смене градиентов изменения величин. Проведено сравнение и показано качественное согласие результатов моделирования с данными наблюдений в хвосте магнитосферы Марса.

DOI: 10.31857/S0023420620060035

1. ВВЕДЕНИЕ

В результате взаимодействия солнечного ветра (СВ) — сверхзвукового потока солнечной плазмы с замороженным межпланетным магнитным полем (ММП) — с планетами и их магнитными полями около них образуются крупномасштабные полости, в которых доминируют собственные магнитные поля планет [1]. Такие полости называются магнитосферами, а их части, вытянутые в направлении от Солнца называют хвостами. Примеры магнитосфер некоторых планет, находящихся вблизи Солнца, показаны на рис. 1. Размеры магнитосфер определяются величинами магнитных полей планет. У Марса и Венеры магнитные поля отсутствуют, их магнитосферы являются индуцированными (рис. 1а). Одна из самых малых планет солнечной системы — Меркурий — имеет собственное небольшое магнитное поле, благодаря чему у него образуется собственная небольшая магнитосфера (см. рис. 1б). Характерные размеры магнитосфер Венеры, Марса и Меркурия составляют несколько радиусов планет. В отличие от них, магнитное поле Земли является достаточно сильным. Оно поддерживает боль-

шую по размеру и намного более сложно устроенную магнитосферу, в поперечнике достигающую порядка нескольких десятков R_E ($R_E \approx 6400$ км — радиус Земли), а в направлении вдоль хвоста — более $100R_E$ (рис. 1в). Здесь же показана солнечно-магнитосферная система координат (GSM), в которой ось X направлена от центра планеты на Солнце, ось Z — вдоль оси магнитного диполя, ось Y — с утра на вечер.

Окружение ближайших к Солнцу планет было исследовано с помощью космических аппаратов *Geotail*, *Cluster*, *Mariner-10*, *Messenger*, *Венера-5-14*, *Venus Express*, *Cassini*, и многих других, поэтому строение их магнитосфер достаточно хорошо известно. В силу своего малого размера магнитосферы Меркурия, Венеры и Марса устроены достаточно просто по сравнению с земной. Так как магнитные силовые линии на ночных сторонах сильно вытянуты, что показано на рис. 1, хвосты магнитосфер схожи между собой [2–7]. Так, в плоскости симметрии хвоста располагается токовый слой. В хвостах малых магнитосфер толщины подобных токовых слоев составляют порядка 100–200 км, что сопоставимо с гирорадиусами

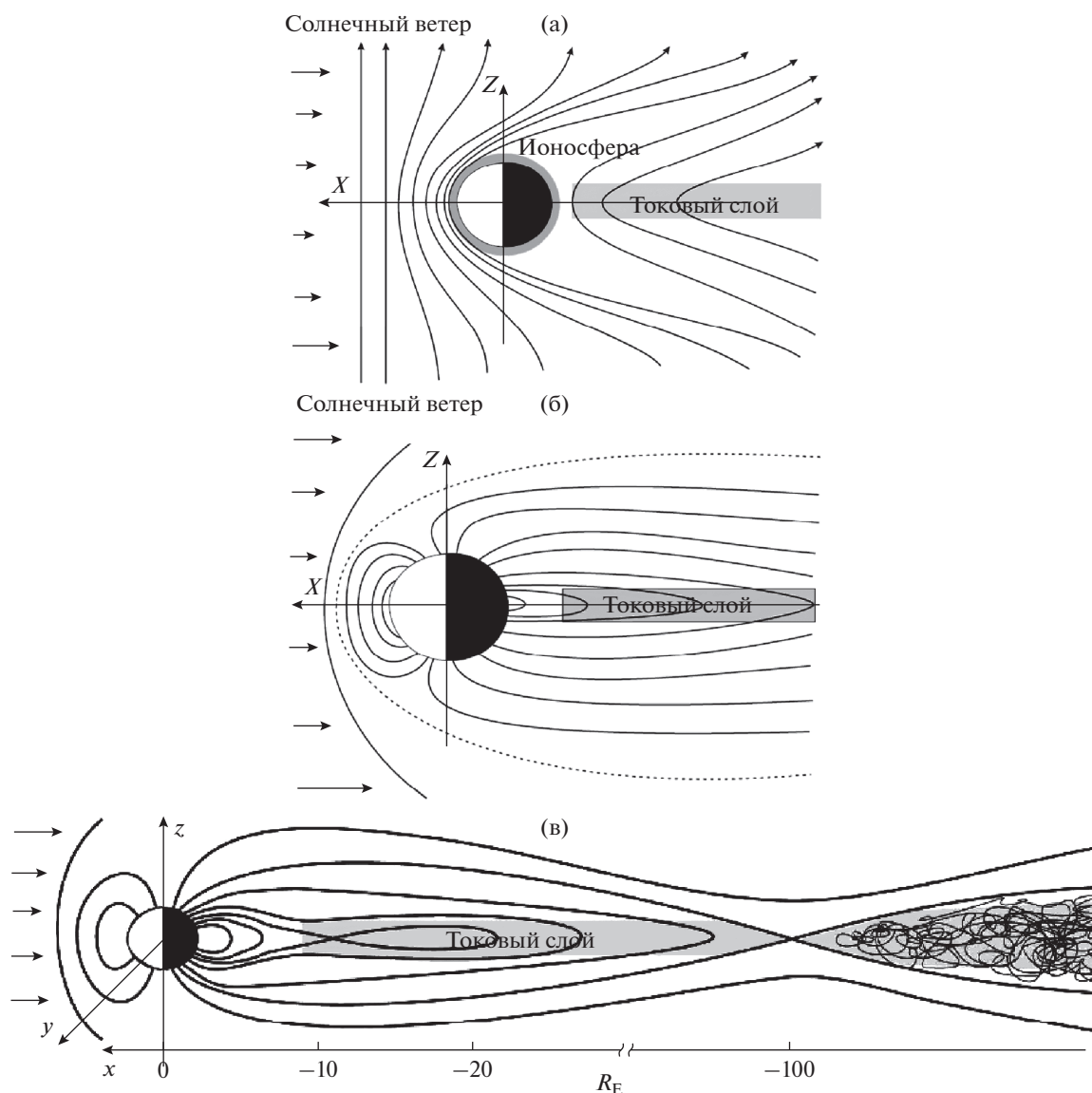


Рис. 1. Схематические изображения планетных магнитосфер: (а) Венеры, (б) Меркурия, (в) Земли.

протонов. В более мощной магнитосфере Земли толщина токового слоя хвоста может быть существенно больше, хотя это зависит от геомагнитных условий. Структуру и динамику тонкого токового слоя (ТТС) в хвосте магнитосферы Земли удалось хорошо изучить благодаря данным многоспутниковой миссии *Cluster* [9, 10]. В спокойном состоянии его толщина составляет несколько радиусов Земли R_E . В процессе взаимодействия магнитосферы с натекающим сверхзвуковым потоком солнечного ветра он претерпевает сложную эволюцию. После прихода южного межпланетного магнитного поля токовый слой утоньшается до предельно малой толщины порядка нескольких гирорадиусов протонов (250–2000 км), кроме того тензор давлений в нем становится анизотропным [1, 4–10]. Подобный тонкий токовый слой (ТТС)

представляет собой сингулярную магнитоплазменную структуру, в которой может запасаться, а впоследствии взрывным образом высвободиться магнитная энергия [1], определяющая развитие глобальных магнитосферных возмущений — суббурь. После накопления достаточного количества наблюдений пересечений хвоста магнитосферы космическими аппаратами была проведена классификация токовых слоев [6]. Показано, что основными носителями тока через слой являются ионы на серпантинных орбитах и дрейфовые электронные токи [11, 12]. Несмотря на достаточно обширные наблюдения в хвосте магнитосферы Земли и проведенные теоретические исследования [1, 4–7, 12], существует много вопросов, связанных с влиянием тяжелых ионов на внутреннюю структуру, устойчивость и эволю-

цию ТТС, а, следовательно, на глобальную динамику всей магнитосферы.

Основными источниками плазмы в хвосте обычно являются плазменная мантия и солнечный ветер. Однако спутниковые наблюдения показали важную роль частиц, приходящих и из ионосферы [14]. Измерения ионного состава в магнитосферных долях на расстояниях $10R_E > X > 22R_E$ продемонстрировали наличие потоков тяжелых ионов кислорода O^+ относительно низких энергий (10 эВ–1 кэВ), распространяющихся в хвост из ионосферы [15, 16]. Во время суббурь в хвосте магнитосферы регистрируется большое их количество, поэтому их вклад в ток может быть существенным. В работе [17] оценен верхний предел вклада (до 10%) тяжелых ионов в полный ток [18]. Детально роль кислорода в магнитосфере Земли рассмотрена в обзоре [19], где показано, что ионы кислорода ионосферного происхождения могут существенным образом влиять на структуру ТТС, его устойчивость, скорость магнитного пересоединения и возникновение неустойчивости Кельвина–Гельмгольца. Таким образом, присутствие ионов кислорода может быть существенным фактором формирования структуры токового слоя хвоста и глобальной магнитосферной динамики вообще.

В протонно-электронной плазме динамика популяций протонов и электронов в ТТС различна. Электроны полностью замагничены и движутся по дрейфовым траекториям. Протоны размагничены и движутся по особым серпантинным (или спейсеровским) [11, 13] траекториям, как показано на рис. 2. Вследствие этого профили плотности тока в ТТС имеют сложную многомасштабную структуру: они могут быть расщепленными (или “бифурцированными” [9]), асимметричными [9, 20], с тремя пиками [21], что полностью отличается от известной модели Харриса [27] с колоколообразным распределением. Профили плотности тока, как правило, имеют многомасштабный характер и отличаются от профилей плотности плазмы: самый тонкий электронный слой оказывается вложенным внутрь более толстого протонного слоя, а вся конфигурация располагается внутри широкого плазменного слоя [5]. Основными носителями тока в слое являются ионы на серпантинных орбитах и дрейфовые электронные токи [11, 12].

Впервые модель анизотропного токового слоя была предложена Спейсером [11] и развита впоследствии в работе [22]. В этих работах ТТС формировался взаимопроникающими потоками размагниченных в центральной плоскости слоя ионов, движущихся вдоль разомкнутых на бесконечности траекторий. Важный вклад в развитие стационарных самосогласованных моделей ТТС внесли работы [23–26], где было показано, что ключевым свойством динамики протонов является

их квазиadiaбатичность, т.е. приближенное сохранение инварианта $I_z = \oint p_z dz$, где p_z – обобщенный импульс частицы, z – циклическая координата. На основании квазиadiaбатического рассмотрения динамики протонов было получено универсальное решение для профиля магнитного поля, похожее на хорошо известное решение [27], в котором электроны рассматривались как нейтрализующий фон. В процессе дальнейшего развития теории ТТС была построена гибридная модель с учетом квазиadiaбатического движения протонов и электростатических эффектов [28], обусловленных дрейфовыми токами электронов. Сравнение решений модели с данными наблюдений показали хорошее количественное и качественное согласование теории с экспериментом [29].

В теоретических моделях эффект увеличения плотности ионосферных ионов O^+ во время геомагнитных бурь и особенности их взаимодействия с ТТС в хвосте до сих пор мало изучены. Влияние многокомпонентного состава плазмы на структуру равновесного ТТС рассмотрено в работе [30]. Однако детального анализа влияния внешних условий в магнитосфере на структуру ТТС до сих пор не было сделано. В настоящей статье, в рамках гибридной модели трехкомпонентной плазмы, проведено исследование структуры ТТС в хвосте планетной магнитосферы в присутствии тяжелых ионов кислорода. Проведен анализ профилей магнитного поля, плотностей тока и плазмы в равновесном ТТС в зависимости от параметров кислородной популяции. Проведено качественное сравнение результатов модели с данными, полученными для хвоста магнитосферы Марса.

2. ОСНОВНЫЕ ДОПУЩЕНИЯ И УРАВНЕНИЯ МОДЕЛИ

Настоящая модель относится к классу гибридных моделей токового слоя в космической бесстолкновительной плазме, где ионы рассматриваются в квазиadiaбатическом приближении, а электроны считаются бoльцмановскими, т.е. достаточно быстрыми, чтобы поддерживать электронейтральность системы [28]. В составе плазмы учитываются три компонента: протоны, электроны и ионы кислорода, относительные характеристики которых (концентрация, температура, дрейфовая скорость) являются свободными параметрами в системе уравнений Власова–Максвелла. Характерный масштаб неоднородности вдоль слоя L_x считается большим по сравнению с другими масштабами, поэтому токовый слой является почти одномерным.

Детальное изложение модели для двухкомпонентной плазмы было представлено в работах [1, 12, 28]. Конфигурация рассматривается в солнеч-

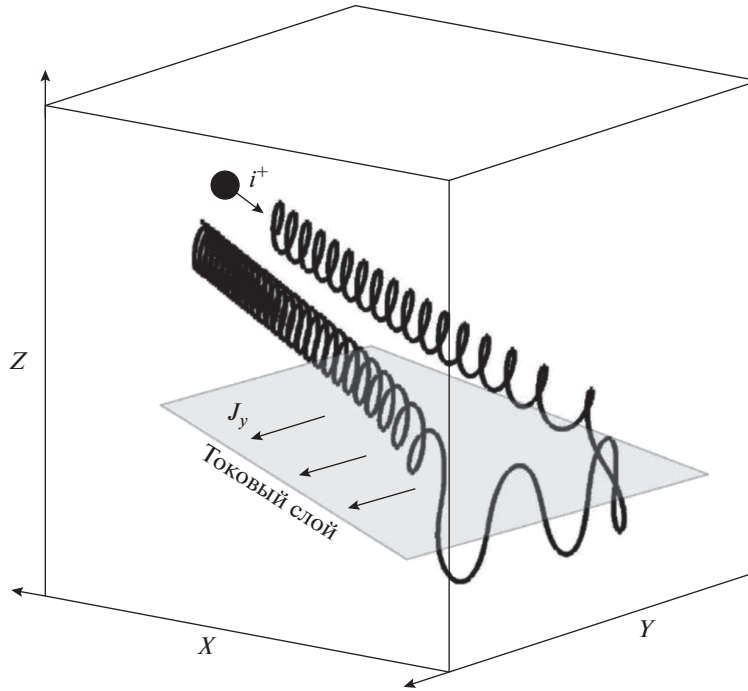


Рис. 2. Пример рассчитанной трехмерной траектории спейсеровского иона при пересечении плоскости токового слоя в хвосте магнитосферы. Показана плоскость токового слоя, направление начальной скорости частицы и направление переносимого частицей тока J . Первоначально замагниченная частица на винтовой траектории, достигнув плоскости ТС, размагничивается и движется вдоль серпантинной траектории, после чего снова замагничивается и покидает токовый слой. Благодаря такому режиму, называемому квазиadiaбатическим, спейсеровские ионы могут переносить ток в Y -направлении.

но-магнитосферной системе координат, в которой ТТС предполагается однородным в направлении “Земля–Солнце” (X) и “утро–вечер” (Y) и лежит в ограниченной области $|z| < L$, где L – толщина токового слоя. Магнитное поле \mathbf{B} имеет две компоненты – тангенциальную $B_x(z)$ и постоянную нормальную компоненту $B_z = B_{z0}$. Вне токового слоя магнитное поле постоянно: $\mathbf{B}|_{|z| \geq L} = \{\pm B_x(L), 0, B_{z0}\}$. Электрический ток $\mathbf{J} = \{0, J_y(z), 0\}$ направлен вдоль оси Y . Для упрощения задачи рассмотрение ведется в системе де Хоффмана–Теллера, в которой внешнее электрическое поле равно нулю [28].

Ток в слое поддерживается ионами на серпантинных разомкнутых орбитах (рис. 2) и дрейфами электронов в нейтральной плоскости, где масштаб неоднородности магнитного поля порядка гирорадиуса протона. Ионные компоненты плазмы описываются смещенными функциями распределения Максвелла:

$$f_{i,2}(\vec{v}) = N_{i,2} \exp \left\{ -\frac{(v_{\parallel} - v_{D1,2})^2 + v_{\perp}^2}{v_{T1,2}^2} \right\}, \quad (1)$$

$$N_{i,2} = \frac{n_{i,2}}{(\pi v_{T1,2})^3 (1 + \operatorname{erf}(\epsilon_{i,2}^{-1}))},$$

где $v_{D1,2}$ – дрейфовые скорости протонов (обозначаемых индексом 1) и ионов кислорода (индекс 2), $v_{T1,2}$ – их тепловые скорости, $N_{T1,2}$ – нормировочные коэффициенты, пропорциональные плотностям $n_{i,2}$ частиц, $\operatorname{erf}(x) = (2/\sqrt{\pi}) \int_0^x e^{-t^2} dt$ – интеграл ошибок.

Для трехкомпонентной плазмы уравнение Максвелла записывается в виде

$$\frac{d\mathbf{B}}{dz} = \frac{4\pi e}{c} \left[\int v_y \{f_1(\mathbf{v}) + f_2(\mathbf{v})\} d^3v + \mathbf{J}_e \right]. \quad (2)$$

Здесь первые два слагаемых в правой части – плотности токов протонов и ионов кислорода, \mathbf{J}_e – электронный ток, который определяется, главным образом, дрейфами электронов в Y -направлении под действием электрического поля и электронного давления. В приближении ведущего центра его плотность определяется выражением [28, 31]:

$$\mathbf{J}_e = -en_e c \frac{[\mathbf{E} \times \mathbf{h}]}{B} + \frac{c}{B} [\mathbf{h} \times \nabla_{\perp} p_{e\perp}] + \frac{c}{B} (p_{e\parallel} - p_{e\perp}) [\mathbf{h} \times (\mathbf{h} \nabla) \mathbf{h}]. \quad (3)$$

Здесь $\mathbf{h} = \mathbf{B}/B$ – единичный вектор вдоль магнитного поля, $B = (B_x^2 + B_z^2)^{1/2}$, \mathbf{E} – вектор электрического поля, c – скорость света, e – заряд протона. Электронное давление имеет выраженную анизотропию вдоль направления магнитного поля, т.е. $p_{e\parallel} - p_{e\perp} > 0$ [32], где $p_{e\parallel}$ – продольное, $p_{e\perp}$ – поперечное давление, связанные с компонентами тензора давления соотношением $p_{eij} = p_{e\perp}\delta_{ij} + (p_{e\parallel} - p_{e\perp})h_i h_j$ [28]. Амбиполярное электрическое поле $E_z = -\partial\phi/\partial z$ возникает вследствие различия динамики квазиadiaбатических ионов и замагниченных электронов. Его потенциал определяется из уравнения

$$en_e \frac{\partial\phi}{\partial z} = \frac{\partial p_{e\parallel}}{\partial z} - (p_{e\parallel} - p_{e\perp}) \frac{B_x}{B^2} \frac{\partial B_x}{\partial z}. \quad (4)$$

Давление электронов вдоль магнитных силовых линий $p_{e\parallel}$ можно найти из условия сохранения полной энергии частиц $W_0 = m_e v_0^2/2 + e\phi$ ($v_0 = \sqrt{v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2}$ – начальная скорость частицы, v_{\parallel} и v_{\perp} – компоненты скорости вдоль силовой линии и перпендикулярно к ней). Давление в перпендикулярном к силовой линии направлении находится из уравнения состояния в приближении Чу–Голдбергера–Лоу $p_{e\perp}/n_e B = \text{const}$ [33]. Наличие электронных дрейфов может быть одной из причин формирования разнообразия профилей наблюдаемой плотности тока в ТТС [6, 12].

На границе $z = L$ предполагается, что тангенциальная компонента магнитного поля выходит на максимальное значение, $B_x(L) = B_{x0} = \text{const}$; нормальная компонента $B_z = B_{z0} = \text{const}$ постоянна в любой точке системы. На краях системы плотность плазмы равна $n(L) = n_0 = \text{const}$, а потенциал исчезает $\phi(L) = 0$.

Для решения системы уравнений (2)–(4) функции распределения (1) необходимо продлить во все пространство, занимаемое системой. С этой целью воспользуемся сохранением двух точных и одного приближенного интегралов движения [1, 12, 28]: полной энергии $W_0 = m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) + e\phi$, обобщенного импульса $P_y = mv_y - e/c A_y(x, z)$, где $(A_y(x, z) - \text{вектор-потенциал})$ и приближенного

квазиadiaбатического интеграла I_z . Для этого функции распределения (1) выразим через интегралы движения $f_{1,2}(\mathbf{v}) \rightarrow \tilde{f}_{1,2}(W_0, P_y, I_z)$ и подставим в (2).

Введем далее следующие безразмерные переменные: z – координату частицы $\zeta = z\omega_{01}/\epsilon_1^{4/3} v_{D1}$ ($\omega_{01} = eB_0/m_e c$ – гирочастота протона на границе ТТС), скорость $\mathbf{w} = \mathbf{v}/(v_{D1}\epsilon_1^{2/3})$, квазиadiaбатический инвариант $I = I_z \epsilon_1^{2/3} \omega_{01}/(m_1 v_{T1})$, потоковый параметр $\epsilon_{1,2} = v_{T1,2}/v_{D1,2}$, единичный вектор магнитной индукции $\mathbf{b} = \mathbf{B}/B_x(L)$, плотность тока $\mathbf{j} = \mathbf{J}/(en_0 v_D \epsilon^{2/3})$, относительный заряд ионов кислорода $e_r = e_2/e_1 \equiv 1$, отношение массы иона кислорода к массе протона $m_r = m_2/m_1 \equiv 16$. Нормируем все величины на соответствующие характеристики протонов и значение магнитного поля на границе токового слоя. В безразмерных переменных уравнение Максвелла (2) приобретает вид:

$$\frac{db}{d\zeta} = \frac{4\epsilon_1}{\pi^{3/2}} \left(\frac{v_{D1}}{v_{A1}}\right)^2 \left[\frac{1}{(1 + \text{erf}(\epsilon_1^{-1}))} j_1(\zeta) + \frac{n_r}{v_{Tr}^3} \frac{1}{(1 + \text{erf}(\epsilon_r^{-1}\epsilon_1^{-1}))} j_2(\zeta) + \frac{\epsilon_1 \pi^{3/2}}{4} j_e(\zeta) \right]. \quad (5)$$

Здесь $v_{A1} = B(L)/\sqrt{4\pi m_1 n_1}$ – альфвеновская скорость протонов на краях токового слоя. Безразмерные плотности токов протонов и тяжелых кислорода равны

$$j_1(\zeta) = \int_0^\infty dw_x \int_0^\infty dw_z \int_{-\infty}^\infty w_y dw_y \exp\left\{-\epsilon_1^{-2/3} \times \left[\left(\sqrt{w_0^2 + \phi(\zeta)} - I_1(\zeta) - \epsilon_1^{-2/3}\right)^2 + I_1(\zeta) \right]\right\}, \quad (6)$$

$$j_2(\zeta) = \int_0^\infty dw_x \int_0^\infty dw_z \int_{-\infty}^\infty w_y dw_y \exp\left\{-\frac{\epsilon_2^{-2/3}}{v_{Tr}^2} \times \left[\left(\sqrt{w_0^2 + \frac{1}{m_r} \phi(\zeta)} - \frac{1}{m_r} I_2(\zeta) - v_{Dr} \epsilon_r^{-2/3}\right)^2 + \frac{1}{m_r^2} I_2(\zeta) \right]\right\}.$$

$I_{1,2}$ – безразмерные адиабатические инварианты движения протонов и ионов кислорода:

$$I_{1\pm} = \epsilon_1^{2/3} \tilde{I}_1 = \frac{2\epsilon_1^{2/3}}{\pi} \int_{\zeta_{0\pm}}^{\zeta_{1\pm}} \sqrt{w_0^2 - w_x^2 + (\phi(\zeta) - \phi(\zeta')) - \left(\pm w_y - \epsilon_1^{2/3} \int_{\zeta'}^{\zeta} b(\zeta'') d\zeta''\right)^2} d\zeta', \quad (7)$$

$$I_{2\pm} = \epsilon_1^{2/3} \tilde{I}_2 = m_r \frac{2\epsilon_1^{2/3}}{\pi} \int_{\zeta_{0\pm}}^{\zeta_{1\pm}} \sqrt{w_0^2 - w_x^2 + \frac{e_r}{m_r} (\phi(\zeta) - \phi(\zeta')) - \left(\pm w_y - \frac{e_r}{m_r} \epsilon_1^{2/3} \int_{\zeta'}^{\zeta} b(\zeta'') d\zeta''\right)^2} d\zeta',$$

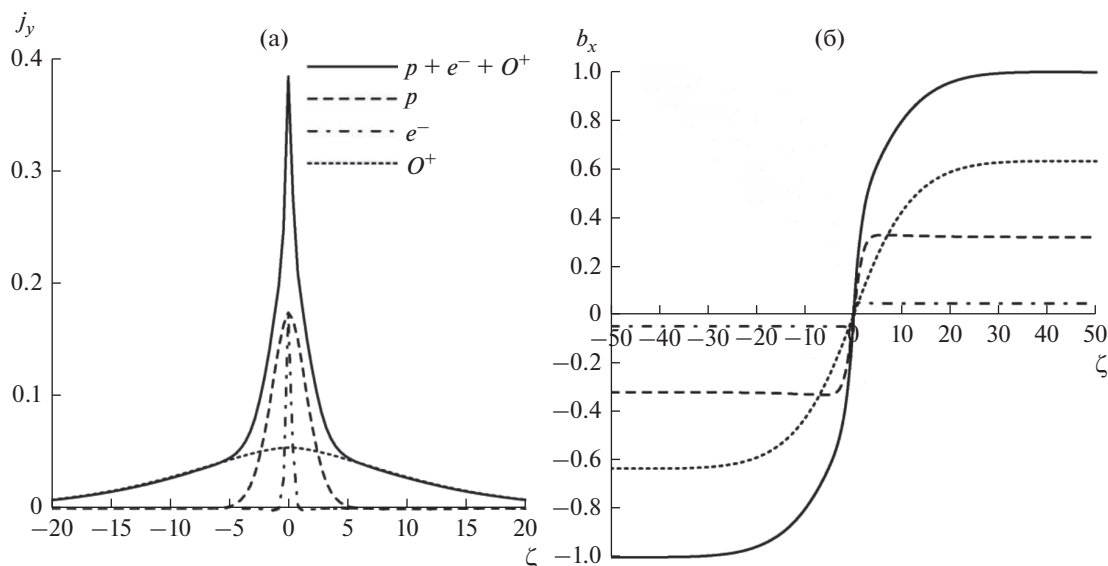


Рис. 3. Нормированные профили плотности тока (а) и магнитного поля (б) в ТТС, создаваемые отдельными компонентами плазмы и суммарный профиль. Выбраны следующие параметры: $\varepsilon = 0.5$, $n_r = 0.5$, $v_{Tr} = 0.5$, $v_{Dr} = 0.5$.

где знаки \pm соответствует интегрированию при положительных или отрицательных скоростях w . Пределы интегрирования по ζ находятся из условия обращения в нуль подкоренных выражений в (7) [1, 12, 30]. Свободными параметрами полученной системы уравнений являются: относительная плотность — $n_r = n_2/n_1$, дрейфовая скорость — $v_{Dr} = v_{D2}/v_{D1}$, тепловая скорость — $v_{Tr} = v_{T2}/v_{T1}$ и потоковая анизотропия — $\varepsilon_r = \varepsilon_2/\varepsilon_1 = v_{T2}v_{D1}/v_{T1}v_{D2}$.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Нормированная система самосогласованных уравнений (1)–(4) для магнитного и электрического полей, плотности плазмы и тока с учетом граничных условий решалась численно с использованием двойной итерационной процедуры для ионов и электронов [1, 12, 28]. Свободные параметры n_r , v_{Dr} , v_{Tr} и ε_r выбрали в широком интервале наблюдаемых в магнитосфере величин. На рис. 3 представлены характерные профили основных характеристик токового слоя — безразмерных плотности тока (а) и напряженности магнитного поля (б) как функций безразмерной поперечной координаты ζ при заданных значениях параметров $v_{Dr} = 0.5$, $v_{Tr} = 0.5$, $n_r = 0.5$ и $\varepsilon = 0.5$. Сплошной линией показаны полные плотность тока и магнитное поле, штриховой — соответствующие характеристики, поддерживаемые только протонами, пунктирной — только ионами кислорода и штрихпунктирной — электронами. Заметим, что в большинстве расчетов выбранное значение параметра потоковой анизотропии равно $\varepsilon_1 = 1$, поэтому безразмерная координата ζ изме-

ряется фактически в ларморовских радиусах протонов.

На рис. 3а можно заметить симметричные изломы на профилях плотности тока в области значений безразмерной координаты $\zeta = \pm 6$, которые также можно видеть и на профиле полного магнитного поля на рис. 3б. Поперечный масштаб электронного тока мал по сравнению с протонным. Ток концентрируется в области $\Delta\zeta < \pm 1$. Таким образом, отмеченный излом обусловлен различием масштабов протонного и кислородного токовых слоев. Отметим, что при других значениях параметров задачи величины электронного и протонного токов могут быть сопоставимы. Изображенная на рис. 3 разномасштабная конфигурация формируется относительно узким токовым слоем полутолщиной порядка 4–6 протонных гирорадиусов с доминирующими протонами, вложенным внутрь намного более толстого токового слоя, где преобладают ионы кислорода. Это связано с тем, что ионы кислорода и протоны движутся по схожим квазиadiaбатическим траекториям [1], однако при одинаковых энергиях ионов кислородный токовый слой толще протонного (гирорадиусы ионов кислорода в 4 раза больше протонных).

Из рис. 3 следует, что токовый слой, являясь единой самосогласованной структурой, в то же время представляет собой многомасштабную конфигурацию из нескольких вложенных друг в друга слоев, в каждом из которых доминирует одна из плазменных популяций: электроны, протоны или ионы кислорода. Электроны доминируют непосредственно в плоскости симметрии ТС, где поддерживают узкий пик электронного тока [30].

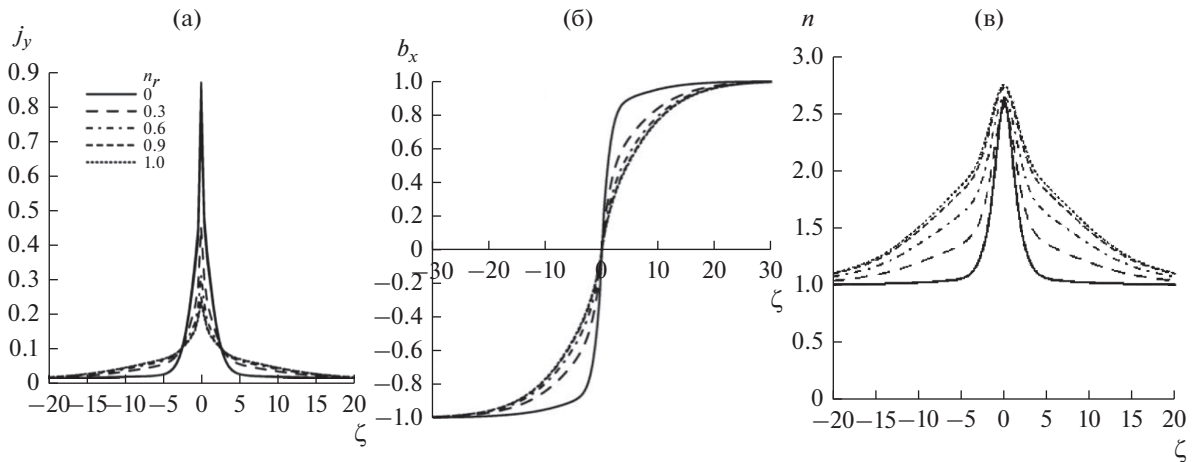


Рис. 4. Нормированные профили плотности тока (а), магнитного поля (б), плотности плазмы (в) как функции поперечной координаты ζ при различном относительном содержании ионов кислорода в плазме n_r .

Этот слой окружен более широким протонным токовым слоем. В свою очередь, данная конфигурация вложена в еще более широкий ток квазиадиабатических ионов кислорода. Как видно из рис. 3б, для рассмотренных значений параметров максимальная толщина внешнего слоя за счет ионов кислорода может быть существенной и может достигать порядка $20\rho_L$, в то время как вложенный протонный слой имеет максимальную толщину порядка $4-5\rho_L$. Амплитуды плотностей кислородного и протонного токов примерно сопоставимы, как показано на рис. 3а, 3б.

На рис. 4 приведены пространственные профили плотности тока (а), магнитного поля (б) и плотности плазмы (в) в зависимости от относительного содержания ионов кислорода n_r при относительной дрейфовой скорости $v_{Dr} = 0.5$ и тепловых скоростей $v_{Tr} = 0.5$ (для а и б) и $v_{Tr} = 0.7$ (для в), при значении потокового параметра $\epsilon_r = 0.5$. Мы видим, что с ростом концентрации тяжелых ионов пик электронного тока спадает, а основание ТТС становится существенно более широким, что связано с растущим доминированием ионов кислорода на периферии слоя и уменьшением радиусов кривизны магнитных силовых линий, приводящим к уменьшению дрейфового электронного тока. Однако изломы на профилях плотности тока, плазмы и магнитного поля, связанные с учетом популяции ионов кислорода в плазме, тем не менее, остаются. Они являются характерной особенностью ТТС в многокомпонентной плазме. При $n_r = 0$ на профиле плотности тока также заметны два выраженных масштаба – протонный и, на порядок меньший, электронный. Если $n_r = 1$, т.е. концентрации протонов и ионов кислорода равны, полутолщина токового слоя достигает порядка 20 гирорадиусов протонов, при этом сравнительно узкий макси-

мум плотности тока в экваториальной плоскости, где доминируют протоны, остается все еще заметным. Расчеты показывают, что при очень больших значениях концентрации ионов кислорода ($n_r \gg 1$) сравнительно узкий пик тока в центре слоя пропадает совсем, и остается широкий кислородный токовый слой без вложенных слоев внутри.

На рис. 5 показаны пространственные профили плотности тока (а) и магнитного поля (б) в ТТС при различных значениях относительных температур ионов кислорода и протонов. Значения остальных параметров были фиксированными. Из рисунков следует, что с увеличением относительных тепловых скоростей v_{Tr} вклад ионов кислорода в ток значительно увеличивается. Так, при $v_{Tr} = 0.1$ – относительно холодных ионах кислорода, профиль плотности тока и магнитного поля соответствует протонно–электронной плазме, а, начиная с $v_{Tr} = 2$ и выше пики протонно–электронных токов пропадают совсем, при этом профиль плотности тока, определяемый горячими ионами кислорода, расширяется до 50 и более протонных ларморовских радиусов. Это особенно заметно на профилях тангенциальной компоненты магнитного поля на рис. 5б.

Зависимости пространственных профилей плотности тока (а) и магнитного поля (б) от их относительных потоковых скоростей v_{Dr} при фиксированных значениях других параметров ($\epsilon_r = 1$, $v_{Tr} = 0.3$, и $n_r = 0.3$) показаны на рис. 6. Из сопоставления кривых видно, что вклад тяжелых частиц в общий ток поперек хвоста, определяемый по плотности тока на периферии ТС, тем меньше, чем меньше их относительная дрейфовая скорость. Действительно, при значениях $v_{Dr} = 0.1, 0.3$ профиль полной плотности тока узкий и практиче-

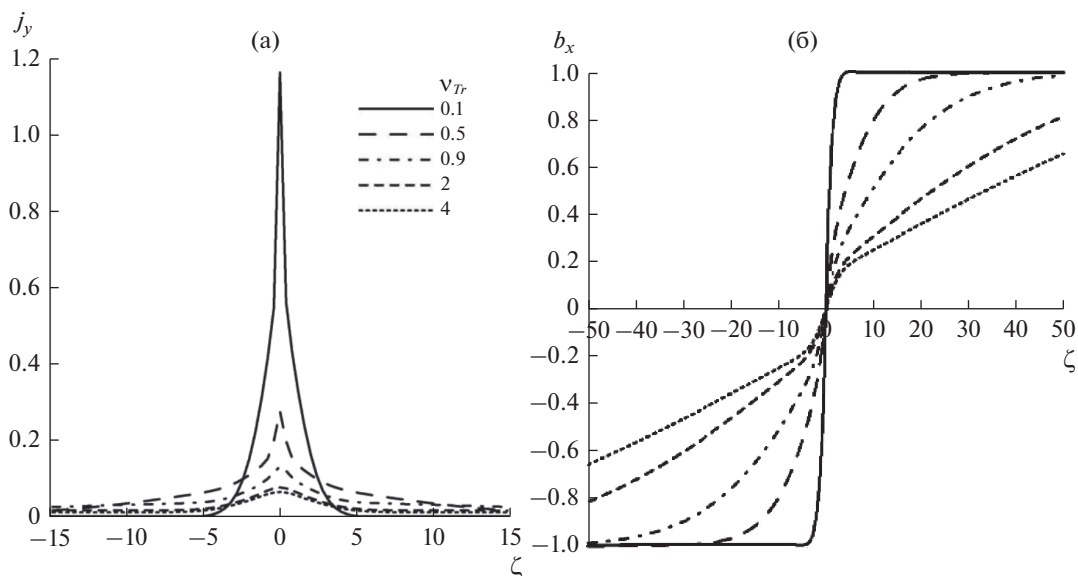


Рис. 5. Профили плотности тока (а) и магнитного поля (б) при $n_r = 0.5$, $v_{Dr} = 0.9$, $\epsilon_r = 0.5$ для разных значений параметра v_{Tr} .

ски полностью определяется протонами и электронами; роль ионов кислорода ничтожна. Причиной такой зависимости являются особенности квазиadiaбатической динамики ионов кислорода, вклад которых пропорционален величине их дрейфовой скорости [25, 26]. Так, толщина ТТС при квазиadiaбатическом режиме движения частиц оценивается как $L = \rho_L (v_T/v_D)^{4/3}$ [1, 12, 13, 24, 28, 30, 33]. В свою очередь, параметр квазиadiaбатичности частиц зависит от толщины ТТС приблизительно как $\kappa \sim b_n \sqrt{L/\rho_L} = b_n (v_T/v_D)^{2/3} \sim v_D^{-2/3}$ [12, 28, 33]. Поэтому при уменьшении v_{Dr} толщина слоя возрастает с одновременным уменьшением параметра адиабатичности. На качественном уровне, объяснение такое: на краях токового слоя потоковые скорости ионов направлены вдоль X , однако в нейтральном слое у частиц появляется компонента скорости вдоль Y и они движутся вдоль квазиadiaбатических меандровых траекторий. Поскольку при движении частицы сохраняют свою энергию, то чем больше их скорость вдоль магнитных силовых линий при входе в ТТС, тем большее расстояние в Y -направлении они пройдут в нейтральной плоскости и в ее окрестности. Следовательно, частицы с большой продольной скоростью влета в ТС должны вносить наибольший вклад в плотность тока, что и демонстрируют графики плотности тока и магнитного поля на рис. 6. Следует заметить, что зависимость плотности тока и магнитного поля от относительных дрейфовых скоростей ионов кислорода намного слабее, чем зависимости от их относительной плотности и тепловых скоростей.

4. ОБСУЖДЕНИЕ И РЕЗУЛЬТАТЫ

В настоящей работе проведено исследование влияния ионов кислорода на структуру тонких ТС. Необходимость такого исследования стала очевидной, когда тонкие токовые слои, обогащенные тяжелыми ионами, были обнаружены в хвосте магнитосферы Земли, в солнечном ветре и в хвостах магнитосфер других планет солнечной системы [2, 34]. Для примера на рис. 7 приведен характерный профиль плотности тока в хвосте магнитосферы Марса, по данным пересечения хвоста магнитосферы Марса спутником MAVEN [34]. Мы видим, что профиль плотности тока имеет ярко выраженную двухмасштабную вложенную структуру. На моменты наблюдений в хвосте магнитосферы Марса было много ионов O^+ . Их концентрация превосходила концентрацию протонов. Сравнение с профилями плотности тока на рис. 3а–3б обнаруживает явное качественное сходство профилей плотности тока, имеющих узкий центральный ток и широкое основание. Тонкими пунктирными линиями показано, как вписываются в данный профиль графики, построенные согласно одномерной модели Харриса [27], с разными полутолщинами L_1 и L_2 .

Наличие ионов кислорода в хвосте магнитосферы Земли во время суббурь может иметь несколько последствий для структуры токового слоя хвоста. Во-первых, даже в относительно небольших концентрациях ионы кислорода могут поддерживать значительную часть тока поперек хвоста [18]. Во-вторых, наличие ионов O^+ может приводить к эффективному увеличению толщины ТС и формированию характерных профилей

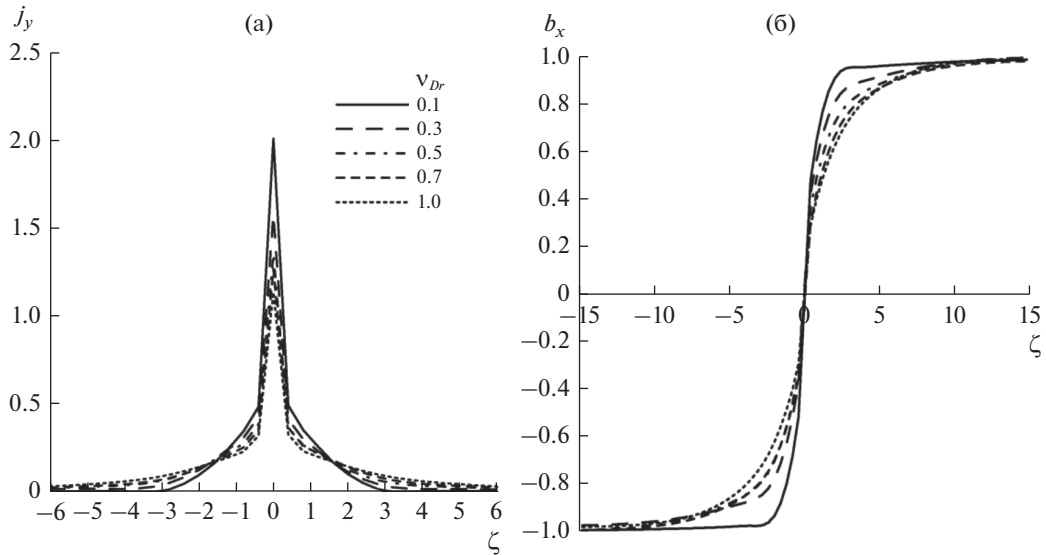


Рис. 6. Профили плотности тока (а) и магнитного поля (б) при различных отношениях потоковых скоростей ионов кислорода и протонов v_{Dr} . Относительные значения плотности ионов кислорода и тепловой скорости фиксированы и равны $n_r = 0.3$ и $v_{Tr} = 0.3$; потоковый параметр равен $\epsilon_1 = 1.0$.

плотности тока с изломами. Ионы кислорода могут также влиять на метастабильность ТС и его разрыв в результате спонтанного развития тиринг–неустойчивости [1, 12], но это является предметом наших дальнейших исследований. Представленная модель отражает иерархическое строение плазменных структур и процессов в магнитосферах Земли и планет, где микро-, мезо-, макро- и другие масштабы тесно взаимосвязаны

друг с другом. Дальнейшие наблюдения вложенных токовых слоев в космических системах (магнитосферах планет и солнечном ветре) необходимы для понимания единства механизмов их формирования и схожести их структуры и устойчивости при разных локализациях в гелиосфере.

Подводя итоги, сформулируем основные результаты исследования:

1. Развита гибридная модель тонкого ТС в бесстолкновительной космической плазме, состоящей из трех компонент: протонов, электронов и ионов кислорода. Показано, что соответствующие профили плотности тока, магнитного поля и плотности плазмы могут иметь многомасштабный вложенный характер.

2. В присутствии ионов кислорода толщина токового слоя может существенно увеличиваться по сравнению с протон-электронной плазмой. При относительной концентрации тяжелых ионов выше 5%, их высокой тепловой и направленной скорости становятся заметными изломы (скачки производных) на профилях плотности тока и магнитного поля, свидетельствующие о смене областей доминирования разных сортов частиц.

3. Результаты данной работы качественно согласуются с данными наблюдений вложенных токовых слоев в хвосте магнитосферы Марса по данным спутника MAVEN.

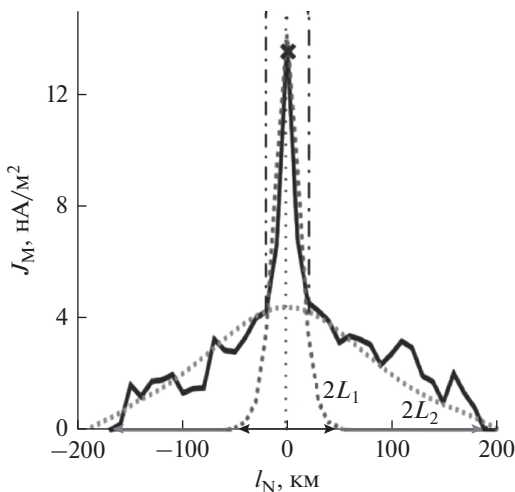


Рис. 7. Характерный профиль плотности тока в хвосте магнитосферы Марса из наблюдений спутника MAVEN (адаптировано из работы [34]). Штриховыми линиями показаны результаты аппроксимации профилей, согласно модели Харриса [27]. Вертикальные штрихпунктирные линии показывают ширину ($2L_1$) вложенного тонкого слоя, составляющую порядка 60 км. Ширина внешнего токового слоя $2L_2 \sim 400$ км.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зелёный Л.М., Малова Х.В., Артемьев А.В. и др. Тонкие токовые слои в бесстолкновительной плазме // Физика плазмы. 2011. 37. № 2. С. 137.

2. *Zelenyi L., Oka M., Malova H. et al.* Particle acceleration in Mercury's magnetosphere // *Space Sci. Rev.* 2007. 132. Issue 2–4. P. 593.
<https://doi.org/10.1007/s11214-007-9169-3>
3. *Ashour-Abdalla M., Zelenyi L.M., Perroomian V. et al.* Consequences of magnetotail ion dynamics // *J. Geophys. Res.* 1994. V. 99. № A8. P. 14891.
4. *McPherron R.L., Nishida A., Russell C.T.* Is near-Earth current sheet thinning the cause of auroral substorm onset. Quantitative Modeling of Magnetosphere-Ionosphere Coupling Processes. Kyoto Sangyo University: Kyoto, Japan. 1987. P. 252.
5. *Sergeev V.A., Mitchell D.G., Russell C.T. et al.* Structure of the tail plasma/current sheet at 11 Re and its changes in the course of substorm // *J. Geophys. Res.* 1993. V. 98. P. 17345.
6. *Runov A., Sergeev V.A., Nakamura R. et al.* Local structure of the magnetotail current sheet 2001 observations // *Annales Geophysicae.* 2006. V. 24. Issue 1. P. 247.
7. *Baumjohann W., Roux A., Le Contel O. et al.* Dynamics of thin current sheets: Cluster observations // *Annales Geophysicae.* 2007. V. 25. Issue 6.
8. *Bagenal F.* 2000 Planetary Magnetospheres. Bristol: Institute of Physics Publishing, 2001.
9. *Zelenyi L., Malova H., Grigorenko E. et al.* Current sheets in planetary magnetospheres // *Plasma Phys. Control. Fusion.* 2019. V. 61. № 5. 054002.
10. *Runov A., Sergeev V.A., Nakamura R. et al.* Local structure of the magnetotail current sheet: 2001 Cluster observations // *Annales Geophysicae.* 2005. V. 23. P. 1. SRef-ID: 1432-0576/ag/2005-23-1.
11. *Sergeev V., Runov A., Baumjohann W. et al.* Current sheet flapping motion and structure observed by Cluster // *Geophys. Res. Lett.* 2003. V. 30. № 6. P. 1327.
<https://doi.org/10.1029/2002GL016500>
12. *Speiser T.W.* Particle trajectories in model current sheets; Analytical solutions // *J. Geophys. Res.* 1965. V. 70. P. 4219.
13. *Зеленый Л.М., Малова Х.В., Григоренко Е.Е. и др.* Тонкие токовые слои: От работ Гинзбурга–Сыроватского до наших дней // *УФН.* 2016. Т. 186. № 11. С. 1153.
14. *Büchner J., Zelenyi L.M.* Regular and chaotic charged particle motion in magnetotail-like field reversals: 1. Basic theory of trapped motion // *J. Geophys. Res.* 1989. V. 94. № 10. P. 11821.
15. *Lennartsson W., Shelley E.G.* Survey of 0.1 to 16 keV/e plasma sheet ion composition // *J. Geophys. Res.* 1986. V. 91. P. 3061.
<https://doi.org/10.1029/JA091iA03p03061>
16. *Nose M., Ieda A., Christon S.P.* Geotail observations of plasma sheet ion composition over 16 years: On variations of average plasma ion mass and O⁺ triggering substorm model // *J. Geophys. Res.* 2009. V. 114. P. A07223.
<https://doi.org/10.1029/2009JA014203>
17. *Sauvaud J.-A., Louarn P., Fruit G. et al.* Case studies of the dynamics of ionospheric ions in the Earth's magnetotail // *J. Geophys. Res.* 2004. V. 109. P. A01212.
<https://doi.org/10.1029/2003JA009996>
18. *Kistler L.M., Mouikis C.G., Cao X. et al.* Ion composition and pressure changes in storm time and nonstorm substorms in the vicinity of the near-Earth neutral line // *J. Geophys. Res.* 2006. V. 111. P. A11222.
<https://doi.org/10.1029/2006JA011939>
19. *Artemyev A.V., Petrukovich A.A., Nakamura R. et al.* Proton velocity distribution in thin current sheets. Cluster observations and theory of transient trajectories // *J. Geophys. Res.* 2010. V. 115. P. A12255.
<https://doi.org/10.1029/2010JA015702>
20. *Kronberg Elena, Ashour-Abdalla Maha, Dandouras Ian-nis et al.* Circulation of heavy ions and their dynamical effects in the magnetosphere: Recent observations and models // *Space Sci Rev.* 2014.
<https://doi.org/10.1007/s11214-014-0104-0>
21. *Asano Y., Nakamura R., Baumjohann W. et al.* How typical are atypical current sheets? // *Geophys. Res. Lett.* 2005. V. 32. N. 3. CiteID L03108.
<https://doi.org/10.1029/2004GL021834>
22. *Nakamura R., Baumjohann W., Runov A. et al.* Thin current sheets in the magnetotail observed by Cluster // *Space Sci. Rev.* 2006. V. 122. P. 29.
23. *Eastwood J.W.* Consistency of fields and particle motion in the “Speiser” model of the current sheet // *Planet Space Sci.* 1972. V. 20. № 10. P. 1555.
24. *Pritchett P.L., Coroniti F.V.* Formation and stability of the self-consistent one-dimensional tail current sheet // *J. Geophys. Res.* 1992. V. 97. P. 16773.
25. *Kropotkin A.P., Domrin V.I.* Theory of a thin one-dimensional current sheet in collisionless space plasma // *J. Geophys. Res.* 1996. V. 101. P. 19893.
26. *Sitnov M.I., Zelenyi L.M., Malova H.V. et al.* Thin current sheet embedded within a thicker plasma sheet: self-consistent kinetic theory // *J. Geophys. Res.* 2000. V. 105. № A6. 13029.
27. *Zelenyi L.M., Sitnov M.I., Malova H.V. et al.* Thin and superthin current sheets. Quasiadiabatic and nonadiabatic models // *Nonlin. Proc. Geophys.* 2002. V. 7. № 3/4. P. 127.
28. *Harris E.G.* On a plasma sheath separating regions of oppositely directing magnetic fields // *Nuovo Chimento.* 1962. V. 23. P. 115.
29. *Zelenyi L.M., Malova H.V., Popov V.Yu. et al.* Nonlinear equilibrium structure of thin currents sheets: influence of electron pressure anisotropy // *Nonlin. Proc. Geophys.* 2004. V. 11. № 1. P. 71.
30. *Artemyev A.V., Petrukovich A.A., Zelenyi L.M. et al.* Thin embedded current sheets: Cluster observations of ion kinetic structure and analytical models // *Ann. Geophys.* 2009. V. 27. 4075. www.ann-geophys.net/27/4075/2009
31. *Zelenyi L.M., Malova H.V., Popov V.Yu. et al.* “Matreshka” model of multilayered current sheet // *Geophys. Res. Lett.* 2006. № 33. P. L05105.
<https://doi.org/10.1029/2005GL025117>
32. *Krall N.A., Trivelpiece A.W.* Principles of plasma physics. Mc Graw–Hill, New York, 1973.
33. *Pulkkinen T.I., Baker D.N., Owen C.J. et al.* Thin current sheets in the deep geomagnetotail // *Geophys. Res. Lett.* 1993. V. 20. P. 2427.
34. *Francfort P., Pellat R.* Magnetic merging in collisionless plasmas // *Geophys. Res. Lett.* 1976. V. 3. № 8. P. 433.
35. *Grigorenko E.E., Shuvalov S.D., Malova H.V. et al.* Imprints of quasiadiabatic ion dynamics on the current sheet structures observed in the Martian magnetotail by MAVEN // *J. Geophys. Res.* 2017. V. 122. № 10. P. 1.
<https://doi.org/10.1002/2017JA024216>