

## АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ТОКОВОЙ СТРУКТУРЫ ГРАНИЦЫ МАГНИТОСЛОЯ В БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ

© 2019 г. В. В. Кочаровский<sup>1,2</sup>, Вл. В. Кочаровский<sup>1</sup>, В. Ю. Мартьянов<sup>3</sup>, А. А. Нечаев<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, 603950, Россия

<sup>2</sup>Dept. of Physics and Astronomy, Texas A&M Univ., College Station, TX 77843, USA

<sup>3</sup>Intel Corp., 5000 W Chandler Blvd, Chandler, AZ 85226, USA

Поступила в редакцию 01.03.2019 г.; после доработки 22.04.2019 г.; принята к публикации 24.04.2019 г.

Построена аналитическая модель квазистационарного токового слоя в бесстолкновительной плазме, описывающего границу магнитного переходного слоя, образованного солнечным (звездным) ветром. Модель существенно расширяет рамки магнитогидродинамического подхода и обеспечивает кинетическое согласование неоднородных анизотропных функций распределения электронов и ионов при различных эффективных температурах. Согласно проведенным оценкам, она позволяет дать качественное описание токовой структуры головной ударной волны и магнитопаузы для широкого класса объектов, включая планетные магнитосферы, модифицированные налетающим звездным ветром; приграничные слои магнитных облаков, заполненных плазмой и двигающихся от звезды сквозь окружающую плазму ветра; высокие корональные магнитные арки, обдуваемые ветром на звездах поздних спектральных классов.

*Ключевые слова:* токовые слои, солнечный ветер, магнитопауза, головная ударная волна, магнитослой, бесстолкновительная плазма.

DOI: 10.1134/S0320010819080047

### ВВЕДЕНИЕ

До сих пор мало исследованными — как с теоретической, так и с наблюдательной точек зрения — остаются токовые структуры на границах магнитных переходных слоев (magnetosheaths) солнечного (звездного) ветра, т.е. в районах, в которых совершается переход от области слабого к области сильного магнитного поля (см., например, Веселовский, 2007, Зелёный, Веселовский, 2008, Баумджохан и др., 2010, Ричардсон, 2011, Хейккила, 2011, Ву, Леппинг, 2011, Бланко и др., 2011, Хабарова и др., 2017). В статье рассматриваются модели распределенных токовых структур на внешней и внутренней границах указанных слоев — головной ударной волне и магнитопаузе — в бесстолкновительной плазме, где на масштабе меньше длины свободного пробега частиц тангенциальная компонента магнитного поля, приносимого ветром, может измениться в несколько раз или даже во много раз в зависимости от магнитного поля плазменного объекта, обдуваемого ветром. Таким объектом может служить магнитосфера планеты (экзопланеты), отдельная высокая арка магнитного поля в короне звезды

или так называемое магнитное облако солнечного (звездного) ветра, движущееся со скоростью, отличающейся от скорости окружающего ветра.

Мы не будем рассматривать явление пересечения магнитных силовых линий, обсуждавшееся, например, в работах Гослинга, Сабо, 2008, Зелёного, Веселовского, 2008, Иствуда и др., 2013, Ойросета и др., 2016, Хасаписа и др., 2017, Норгрена и др., 2018, Касема и др., 2018, Толман и др., 2018, Пхана и др., 2018, а ограничимся наиболее простой квазистационарной плоскостой ситуацией, в которой две области с квазиоднородной плазмой различной концентрации и с квазиоднородными магнитными полями различной величины, ортогональными некоторой оси  $x$ , разделены согласующим их токнесущим слоем неоднородной вдоль этой оси плазмы, имеющей анизотропные распределения частиц. Оставляя также в стороне разработанное нами обобщение на случай шира силовых линий магнитного поля (Кочаровский и др., 2017, 2016), будем считать, что магнитное поле всюду ориентировано параллельно оси  $y$ , а создающий его ток электронов и ионов плазмы всюду направлен вдоль оси  $z$  декартовой системы координат  $(x, y, z)$ .

Задачей данной работы является построение

\*Электронный адрес: ant.a.nech@gmail.com

простейшей детальной аналитической модели подобных слоев, учитывающей согласованную неоднородность анизотропии функций распределения электронов и ионов, а также их различные эффективные температуры. Последние в иллюстративных целях мы будем брать типичными для плазмы солнечного ветра, имея в виду качественное сравнение полученных результатов с имеющимися наблюдениями. Представленная модель является существенным расширением хорошо известных магнитогидродинамических численных моделей (Ромашец и др., 2008, Лопез и др., 2011, Хейккила, 2011, Турк и др., 2014, Измоденов, Алексашов, 2015), которые ограничены большими, столкновительными масштабами и не дают адекватного описания токовой структуры головной ударной волны и магнитопаузы, для которых характерны малые масштабы, порядка гирорадиусов частиц (Вигант и др., 2005, Гослинг, Сабо, 2008, Бёрч, Пхан, 2016, Перроне и др., 2017, Норгрэн и др., 2018). Отличительная особенность имеющихся там токовых слоев состоит в анизотропном и в целом немаксвелловском характере функций распределения электронов и ионов по скоростям, причем энергии электронов и ионов могут быть одного порядка величины. Кинетическое описание границы между двумя областями плазмы с различными концентрациями частиц, замагниченной различными внешними магнитными полями, разрабатывалось давно (ср., например, Грэд, 1961, Морозов, Соловьев, 1961, Сигов, 1964, Рот и др., 1996, де Кейзер, Рот, 1997, Моттез, 2003, фон Альфтан и др., 2014), однако в интересующем нас случае детальная аналитическая модель до сих пор отсутствовала.

Решить поставленную задачу для немаксвелловской неоднородной плазмы позволяет разработанная нами теория самосогласованных магнитостатических структур, основанная на решении уравнений Власова—Максвелла с использованием инвариантов движения частиц (Кочаровский и др., 2016). Она базируется на апробированном нами эффективном псевдопотенциальном подходе, который облегчает нахождение новых классов нейтральных магнитостатических токовых конфигураций в бесстолкновительной многокомпонентной плазме, как релятивистских, так и нерелятивистских. Подход выходит далеко за рамки известных обобщений нерелятивистской модели Харриса и ряда других частных моделей, используемых для описания рассматриваемых токовых слоев. Полученные уравнения типа Грэда—Шафранова (Грэд, 1961, Шафранов, 1963, Бескин, 2006) позволяют аналитически исследовать и сравнить общие свойства и возможную эволюцию токовых конфигураций. Теория автоматически учитывает сложное движение как захваченных, так и пролетных частиц, а также пространственную неоднородность

их анизотропных функций распределения. В настоящей статье будут использованы возможности данного подхода для аналитического описания простейшей одномерной модели стационарных токовых структур на границе магнитослоя, обусловленного набеганием солнечного (звездного) ветра на замагниченную плазму.

Статья состоит из шести разделов. Приведем исходные уравнения в разд. 1, мы формулируем предлагаемую модель токового слоя и обсуждаем ее основные свойства в разд. 2. Разд. 3 посвящен простейшему асимметричному токовому слою, образованному одной токонесущей фракцией заряженных частиц. В разд. 4 приведены примеры двухкомпонентных токовых слоев и сделаны оценки для реальных условий плазмы солнечного ветра. Некоторые особенности трехкомпонентных токовых слоев рассмотрены в разд. 5. В разд. 6 обсуждаются возможные обобщения модели, в частности, при наличии встречных токов электронов или ионов по разные стороны от центра токового слоя. Заключение содержит общие выводы.

## 1. ПОТЕНЦИАЛ ГРЭДА—ШАФРАНОВА ДЛЯ АНИЗОТРОПНОЙ ПЛАЗМЫ

В рассматриваемой плоскостной стационарной задаче пространственная структура функции распределения  $f_\alpha(x, \vec{v})$  частиц сорта  $\alpha$  в отсутствие столкновений и электрического поля определяется силой Лоренца (см., например, Лифшиц, Питаевский, 1979, Гэри, 1993):

$$m_\alpha v_x \frac{\partial f_\alpha}{\partial x} + \frac{e_\alpha}{c} [\vec{v}, \vec{B}] \frac{\partial f_\alpha}{\partial \vec{v}} = 0, \quad (1)$$

где  $m_\alpha$ ,  $e_\alpha$  — масса и заряд частицы сорта  $\alpha$ ,  $\vec{v}$  — вектор скорости частицы,  $c$  — скорость света в вакууме. Согласованное магнитное поле  $\vec{B}(x)$  определяется в соответствии с законом Ампера,  $\text{rot} \vec{B} = 4\pi \vec{j}/c$ , суммарной плотностью тока всех частиц плазмы —  $\vec{j}(x) = \sum_\alpha e_\alpha \int \vec{v} f_\alpha(x, \vec{v}) d^3 \vec{v}$ . Локальная концентрация фракции частиц равна  $n_\alpha(x) = \int f_\alpha d^3 \vec{v}$ .

Рассмотрим плоские слои без шира магнитного поля, ограничиваясь векторным потенциалом с единственной отличной от нуля компонентой  $A_z(x)$  ( $B_{x,z} = 0$ ) и функциями распределения  $f_\alpha(v, V_z)$ , удовлетворяющими уравнению (1), как функции инвариантов движения соответствующих частиц — величины скорости  $v$  и ее проекции на ось  $z$ , дополненной векторным потенциалом,  $V_z = v_z + e_\alpha A_z / (m_\alpha c)$ . (Рассматриваемые распределения частиц являются однозначными функциями указанных инвариантов на всем протяжении переходных слоев.) В этом случае токи текут вдоль оси  $z$ , а магнитное поле параллельно оси  $y$ . С учетом

определения вектор-потенциала,  $B_y = -dA_z/dx$ , закон Ампера принимает вид уравнения Грэда–Шафранова (Кочаровский и др., 2016, Бескин, 2006)

$$\frac{d^2 A_z}{dx^2} = -\frac{dU(A_z)}{dA_z} \quad (2)$$

с потенциалом, определяемым газокинетическим давлением плазмы вдоль оси неоднородности  $x$ :

$$U(A_z) = 8\pi \sum_{\alpha} \int \frac{1}{2} m_{\alpha} v_x^2 f_{\alpha} d^3 \vec{v}. \quad (3)$$

Решения этого уравнения допускают любые распределения частиц по скоростям  $v_y$ , отвечающие отсутствию тока вдоль оси  $y$ . Эти распределения не сказываются на структуре токового слоя и для определенности ниже выбраны максвелловскими. Уравнение (2) имеет первый интеграл, выражающий баланс давлений магнитного поля и кинетического давления частиц в равновесных плоскостных конфигурациях:  $B_y^2 + 2U = \text{const}$ .

## 2. МОДЕЛЬ ТОКОВОГО СЛОЯ МЕЖДУ ОБЛАСТЯМИ ПЛАЗМЫ С РАЗЛИЧНЫМИ ВЕЛИЧИНАМИ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

Переход между областями по-разному намагниченной однородной плазмы неизбежно содержит токовый слой, а следовательно, область неоднородной плазмы с анизотропными распределениями частиц (электронов и ионов) по скоростям. Для простоты считая эту плазму электрон-протонной ( $\alpha = e, i$ ), возьмем функции распределения частиц в виде

$$f_e(x, v, v_z) = \quad (4)$$

$$= N_e F_e(v) H\left(-v_z + \frac{e}{m_e c} A_z(x)\right) + n_{e0}(x) F_{e0}(v),$$

$$f_i(x, v, v_z) = \quad (5)$$

$$= N_i F_i(v) H\left(v_z + \frac{e}{m_i c} A_z(x)\right) + n_{i0}(x) F_{i0}(v),$$

где  $e$  — элементарный (положительный) заряд,  $H(\dots)$  — функция Хевисайда, функции  $F_{\alpha}(v)$  нормированы на 1, а постоянные величины  $N_{\alpha}$  — это концентрации токонесущих частиц вдали от слоя, в области, где  $A_z \rightarrow +\infty$  (т.е.  $H(\dots) = 1$ ). Функции  $F_{\alpha 0}(v)$  нормированы на единицу и отвечают не дающим вклада в ток фракциям электронов и ионов с концентрациями  $n_{\alpha 0}(x)$ , обеспечивающими электронейтральность плазмы. В рамках рассматриваемой стационарной задачи эти фракции, в общем случае анизотропные, должны удовлетворять

уравнению (1) с заданным (внешним для них) полем  $\vec{B}(x)$ , а в остальном являются произвольными. Для простоты будем считать их холодными изотропными, хотя в реальных магнитослоях они могут обладать значительной кинетической энергией и во многом обуславливать имеющуюся там волновую турбулентность с разными масштабами вплоть до дебаевского. Последний будет предполагаться малым по сравнению с характерными гирорадиусами частиц токонесущих фракций, что в определенных условиях позволяет рассчитывать на сохранение рассматриваемой крупномасштабной структуры токового слоя и его квазинейтральности при учете указанной турбулентности, являющейся нестационарной и включающей электрические поля, в том числе невихревые и нарушающие квазинейтральность на достаточно малых масштабах.

Пусть для токонесущих фракций энергетические факторы  $F_{e,i}(v)$  в (4)–(5) являются максвелловскими с фиксированными температурами электронов и ионов  $T_{e,i}$  (в энергетических единицах):

$$F_{\alpha}(v) = (2\pi T_{\alpha}/m_{\alpha})^{-3/2} \exp\left(-\frac{v^2}{v_{T_{\alpha}}^2}\right), \quad (6)$$

где  $v_{T_{\alpha}} = \sqrt{2T_{\alpha}/m_{\alpha}}$ . Введенное в (4)–(5) обрезание распределений Максвелла за счет ступенчатой функции Хевисайда — это способ их простейшей модификации, ведущей к созданию анизотропных функций распределения с ненулевым электрическим током, зависящих только от упомянутых инвариантов движения частиц,  $v$  и  $V_z$ , а следовательно, гарантированно удовлетворяющих кинетическим уравнениям (1). Наряду с указанными конкретными геометрическими и функциональными ограничениями на магнитное поле, плотности токов и распределения частиц по скоростям, следует подчеркнуть основные общие ограничения на получаемые ниже решения, а именно: их стационарность, бесстолкновительный характер плазмы, ее электронейтральность и наличие внешнего магнитного поля по крайней мере с одной стороны от согласованного распределенного токового слоя.

Потенциал Грэда–Шафранова (3) в этом случае легко вычисляется и равен

$$U(A_z) = \sum_{\alpha=e,i} 2\pi N_{\alpha} T_{\alpha} \text{erf}\left(\frac{e A_z}{m_{\alpha} v_{T_{\alpha}} c}\right), \quad (7)$$

где использована функция ошибок  $\text{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt$  и выбор постоянных интегрирования согласован с калибровкой вектор-потенциала. Решения уравнения Грэда–Шафранова (2) зависят от произвольной постоянной  $U_0$ , которую будем полагать не меньшей максимума функции  $U(A_z)$ . Соответственно профили величины монотонно

растущего магнитного поля и локализованной плотности тока параметрически описываются формулами

$$B(A_z) \equiv -B_y(A_z) = \left[ 2U_0 - \sum_{\alpha=e,i} 4\pi N_\alpha T_\alpha \operatorname{erf} \left( \frac{eA_z}{m_\alpha v_{T_\alpha} c} \right) \right]^{1/2}, \quad (8)$$

$$j_z(A_z) \equiv \frac{c}{4\pi} \frac{dU}{dA_z} = \sum_{\alpha=e,i} \frac{e}{\sqrt{4\pi}} N_\alpha v_{T_\alpha} \exp \left[ - \left( \frac{eA_z}{m_\alpha v_{T_\alpha} c} \right)^2 \right], \quad (9)$$

$$x(A_z) = \int_0^{A_z} \frac{dA'}{B(A')}. \quad (10)$$

Здесь условный центр слоя,  $A_z = 0$ , помещен для определенности в точку  $x = 0$  и использована положительная величина  $B = -B_y$ , поскольку не меняющая знак проекция магнитного поля  $B_y$  выбрана отрицательной. Профили концентрации анизотропных фракций электронов и ионов можно найти интегрированием их функций распределения (4)–(5) по пространству скоростей с подставленными максвелловскими функциями (6):

$$n_\alpha(A_z) = \frac{N_\alpha}{2} + \frac{N_\alpha}{2} \operatorname{erf} \left( \frac{eA_z}{m_\alpha v_{T_\alpha} c} \right). \quad (11)$$

Согласно формулам (8), (11), выполняется соотношение баланса давлений

$$\frac{B^2}{8\pi} + \sum_{\alpha=e,i} n_\alpha T_\alpha = \text{const}. \quad (12)$$

Для рассматриваемых нейтральных токовых слоев функции распределения электронов и протонов (4)–(5) должны удовлетворять условию

$$n_i + n_{i0} - n_e - n_{e0} = 0, \quad (13)$$

которое мы всегда будем предполагать выполненным за счет выбора профилей не несущих тока фракций  $n_{e,i0}(x)$ , согласованных с получающимися профилями токонесущих фракций (11)  $n_{e,i}(x)$ . Отметим, что при выборе противоположных знаков у проекции скорости  $v_z$  в аргументах функций Хевисайда для электронов и протонов, как в (4)–(5), и при условии равенства их концентраций вдали от слоя  $N_e = N_i$  подобная компенсация потребует только внутри слоя на масштабах, как мы увидим, порядка гирорадиуса частиц.

Полная поверхностная плотность тока, определяющая скачок магнитного поля в переходном слое, равна

$$I_z = -\frac{c}{4\pi} B(x) \Big|_{-\infty}^{+\infty} = \frac{2c \sum_{\alpha} N_\alpha T_\alpha}{\left[ 2U_0 + 4\pi \sum_{\alpha} N_\alpha T_\alpha \right]^{1/2} + \left[ 2U_0 - 4\pi \sum_{\alpha} N_\alpha T_\alpha \right]^{1/2}}. \quad (14)$$

Случай малого скачка магнитного поля,  $B(-\infty) - B(\infty) \ll B(0) = \sqrt{2U_0}$ , отвечает значениям  $U_0 \gg 2\pi \sum_{\alpha} N_\alpha T_\alpha$  и  $I_z \approx c \sum_{\alpha} N_\alpha T_\alpha / B(0) \ll cB(0)/(4\pi)$ , а случай большого скачка,  $B(\infty) \ll B(-\infty)$ , — значениям  $0 < U_0 - 2\pi \sum_{\alpha} N_\alpha T_\alpha \ll 4\pi \sum_{\alpha} N_\alpha T_\alpha$  и  $I_z \approx 2c \sum_{\alpha} N_\alpha T_\alpha / B(-\infty) \approx cB(0)/(2\pi\sqrt{2})$ .

Степень анизотропии распределения токонесущей фракции определим как

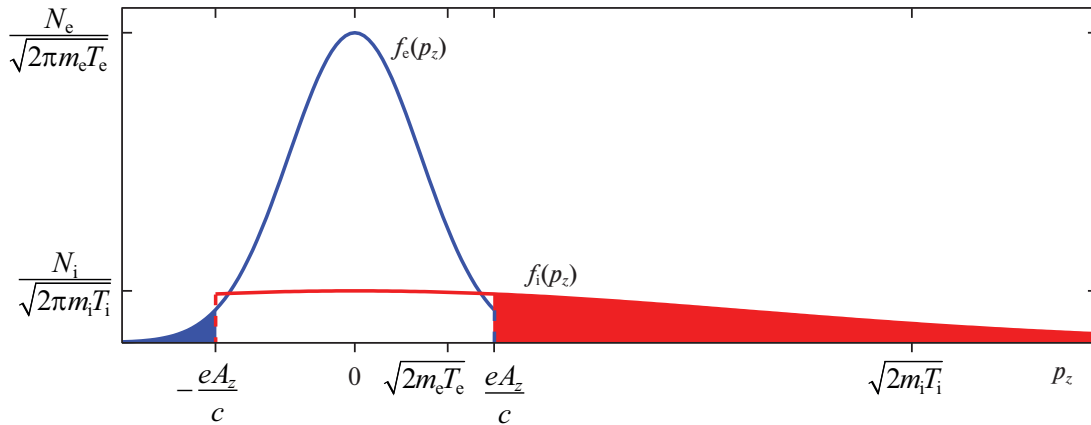
$$\tau_\alpha = 1 - \frac{\langle v_z^2 \rangle_\alpha - \langle v_x \rangle_\alpha^2}{\langle v_x^2 \rangle_\alpha}, \quad (15)$$

где угловые скобки обозначают усреднение в пространстве скоростей по функции распределения

$f_\alpha$  ((4) или (5)):  $\langle \xi \rangle_\alpha = \int \xi f_\alpha(x, \vec{v}) d^3\vec{v} / n_\alpha(x)$ . Вычисление дает:

$$\begin{aligned} \tau_\alpha(A_z) &= 2a_\alpha \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{\exp(-a_\alpha^2)}{1 + \operatorname{erf}(a_\alpha)} + \\ &+ 2 \left[ \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{\exp(-a_\alpha^2)}{1 + \operatorname{erf}(a_\alpha)} \right]^2 \equiv \\ &\equiv -\frac{1}{2} \frac{d^2}{da_\alpha^2} \ln [1 + \operatorname{erf}(a_\alpha)]. \end{aligned} \quad (16)$$

Здесь введено обозначение  $a_\alpha = eA_z(x)/(m_\alpha v_{T_\alpha} c)$ . На периферии слоя справа, при  $x \rightarrow +\infty$ , т.е. со стороны набегающего солнечного (звездного) ветра, где магнитное поле предполагается наи-



**Рис. 1.** Функции распределения по проекции импульса  $p_z$  для анизотропных фракций электронов и ионов (4)–(5) при фиксированной положительной величине  $eA_z/c$  порядка теплового импульса электронов  $\sqrt{2m_e T_e}$ . Температура электронов вдвое меньше температуры ионов (протонов с модельной массой  $m_i = 18m_e$ ), а их концентрации вдали от слоя выбраны одинаковыми:  $T_i = 2T_e$ ,  $N_e = N_i$ . Заливкой помечены дающие вклад в ток (нескомпенсированные) части обрезанных максвелловских распределений.

меньшим, данная фракция плазмы изотропна,  $\tau_\alpha \rightarrow 0$ ; в центре анизотропия равна  $\tau_\alpha(0) = 2/\pi$ ; слева, при  $x \rightarrow -\infty$ , где  $A_z \rightarrow -\infty$  и концентрация частиц (11) крайне мала,  $n_\alpha \rightarrow 0$ , анизотропия максимальна,  $\tau_\alpha \rightarrow 1$ , поскольку имеются только частицы с большими положительными (для протонов (5)) или отрицательными (для электронов (4)) проекциями скорости на ось  $z$ . Характер анизотропии существенен для анализа возможных неустойчивостей рассматриваемого токового слоя, которые требуют специального исследования и не будут затрагиваться в данной статье.

Рисунок 1 поясняет появление тока в плазме с функциями распределения (4)–(5) и конкретным выбором (6) функций  $F_{e,i}(v)$ . В точках пространства, где вектор-потенциал удовлетворяет неравенству  $\sqrt{2m_e T_e} < eA_z/c$ , функция распределения протонов (электронов) по проекции импульса  $p_z$  представляет собой максвелловскую функцию, у которой “обрезан” хвост, соответствующий значениям  $p_z < -eA_z/c$  ( $p_z > eA_z/c$ ). Поскольку на интервале  $-eA_z/c < p_z < eA_z/c$  функция симметрична, вклад в ток в данных точках дает только нескомпенсированная часть максвелловского распределения, показанная на рис. 1 красной заливкой (синей для электронов). Из рисунка понятно, что в этих точках пространства плотность тока протонов много больше плотности тока электронов, причем только при  $eA_z/c > \sqrt{2m_i T_i}$  плотность тока протонов становится много меньше ее максимального значения. Для точек, где  $0 < eA_z/c < \sqrt{2m_e T_e}$ , площадь синей области больше, чем красной, и вклад электронов является определяющим (при  $T_e \sim T_i$ ,  $N_e \sim N_i$ ), поскольку функция  $f_e(p_z)$  быстро

нарастает при смещении вдоль оси  $p_z$  для значений  $p_z \gtrsim -\sqrt{2m_e T_e}$ .

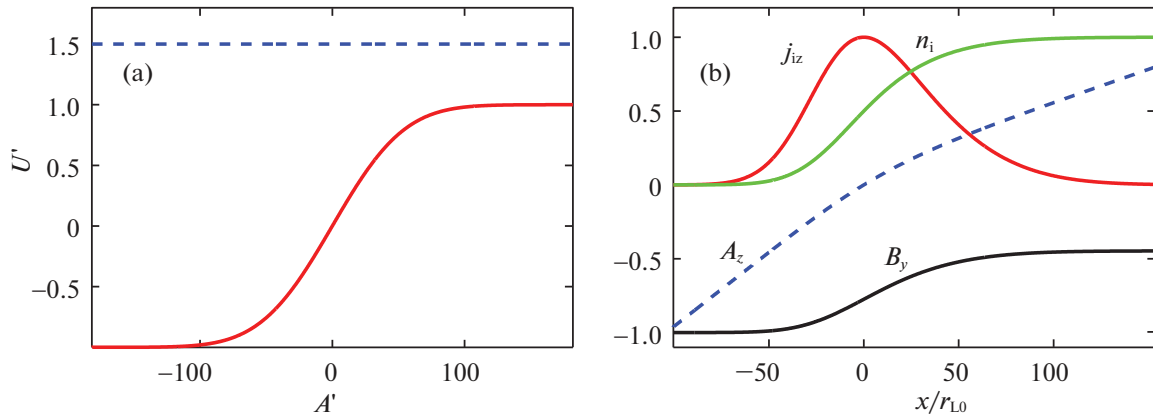
### 3. АСИММЕТРИЧНЫЙ ТОКОВЫЙ СЛОЙ

Как следует из (14), вклад частиц той или иной фракции в полный ток определяется плотностью их кинетической энергии  $N_\alpha T_\alpha$ . Таким образом, если плотность энергии частиц одной фракции существенно превышает суммарную плотность энергии всех остальных, токовый слой можно считать однокомпонентным. Например, это может быть электронная фракция в солнечном ветре или ионная — в магнитослое Земли.

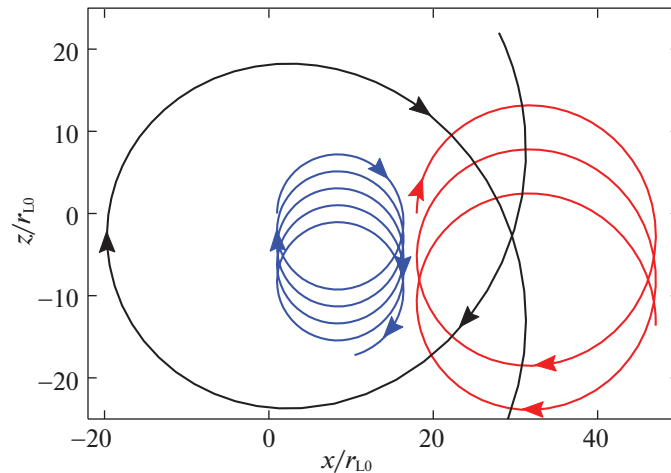
Рассмотрим случай, когда ток создается одной анизотропной компонентой, например протонной. Характерные профили интересующих нас физических величин (7)–(11) изображены на рис. 2. На всех рисунках (см. рис. 4–7) пространственные координаты будем нормировать на величину  $r_{L0} = (T_e m_e / U_0)^{1/2} c/e$  — гирорадиус теплового электрона в центре слоя.

Типичные орбиты протонов, составляющих слой, показаны на рис. 3. Поясним с его помощью физический смысл выбранных функций распределения частиц  $f_\alpha$ . Для этого подставим в (5) получившийся профиль (10)  $A_z(x)$ , представленный на рис. 2b, и проанализируем распределение частиц, составляющих слой, по проекции скорости  $v_z$  в разных точках пространства.

В заданном неоднородном магнитном поле с  $B_y(x) < 0$  протоны дрейфуют против оси  $z$ , вращаясь в плоскости  $xOz$  по часовой стрелке, если смотреть в направлении оси  $y$ . Как следует из (5),



**Рис. 2.** Асимметричный токовый слой, созданный анизотропной фракцией протонов при  $N_i T_i \gg N_e T_e$ , когда током электронов можно пренебречь, и  $U_0 = 3\pi N_i T_i$ ,  $T_i = 2T_e$ . (а) Потенциал Грэда–Шафранова (7) в безразмерных единицах,  $U' = U/(2\pi \sum N_\alpha T_\alpha)$ , в зависимости от безразмерного вектор-потенциала  $A' \equiv a_e = A_z e/(c\sqrt{2m_e T_e})$ . Пунктиром показано значение  $U_0$ . (б) Профили вектор-потенциала (синяя пунктирная кривая), магнитного поля (черная сплошная), плотности тока (красная) и концентрации анизотропной фракции протонов (зеленая), нормированные на максимальные абсолютные значения.



**Рис. 3.** Типичные орбиты протонов в асимметричном токовом слое, изображенном на рис. 2, при  $v_y = 0$ . Согласно функции распределения (5), в области  $x < 0$ , где  $A_z < 0$ , есть только протоны, движущиеся в положительном направлении оси  $z$ , тогда как в области  $x > 0$  в одной и той же точке имеются протоны с противоположными знаками проекций скорости  $v_z$ .

в области  $x < 0$ , где  $A_z < 0$ , имеются только протоны с положительной проекцией скорости  $v_z > 0$  и нет частиц, траектории которых замыкались бы здесь. Это означает, что в область  $x < 0$  могут проникнуть только достаточно энергичные частицы, имеющие большие ларморовские радиусы (см. черную кривую на рис. 3). В области  $x > 0$ , где  $A_z > 0$ , могут находиться и низкоэнергичные протоны, движущиеся по квазизамкнутым окружностям малого радиуса и имеющие в некоторых точках области отрицательную проекцию скорости  $v_z < 0$  (синяя и красная кривые на рис. 3).

Траектории электронов из распределения (4), вращающихся по орбитам против часовой стрелки,

сосредоточены в той же правой области и отличаются только направлением дрейфа, который приводит к току того же направления, что у протонов. В случае низкой температуры электронов,  $T_e \ll T_i$ , их гирорадиусы и дрейфовые скорости малы настолько, что полный ток электронов много меньше тока протонов (при сравнимых концентрациях,  $N_e \sim N_i$ ).

Мы видим, таким образом, что распределения (4)–(5) действительно описывают границу в плазме, но в отличие от гидродинамических моделей такая граница не представляет собой настоящего, сингулярного разрыва: она проницаема для достаточно энергичных частиц — лишь бы такие существовали в распределении, задаваемом

энергетическим фактором  $F_\alpha(v)$ . При этом ток различных фракций частиц согласован с их дрейфом в общем магнитном поле — внешнем плюс создаваемом каждой из фракций. Из сказанного ясно, что использование негладких функций распределения (4)–(5) для описания переходных токовых слоев вполне естественно. Отметим, что именно с анализа траекторий движения частиц и их согласования с собственным магнитным полем начиналось развитие кинетической теории токовых структур (Грэд, 1961, Морозов, Соловьев, 1961, Сигов, 1964).

Для рассматриваемых токовых структур существенно, что, хотя входящие в выражения (7)–(8), (11) функции  $\operatorname{erf}(\dots)$  антисимметричны по  $A_z$ , масштабы их пространственной неоднородности пропорциональны фактору  $|dA_z/dx|^{-1} = 1/B(x)$  и потому не одинаковы по разные стороны от центра слоя, где плотность тока максимальна. Обозначим гирорадиус частицы в центре слоя за  $r_{\alpha 0} = (T_\alpha m_\alpha / U_0)^{1/2} c / e$  и определим пространственный масштаб неоднородности токового слоя, сформированного отдельной фракцией, как

$$\ell_\alpha(x) \equiv |j_{\alpha z}| \cdot \left| \frac{dj_{\alpha z}}{dx} \right|^{-1} = \quad (17)$$

$$= \frac{r_{\alpha 0} B(0) m_\alpha v_{T_\alpha} c}{2 B(x) e |A_z(x)|}.$$

Будем называть характерным масштабом  $\ell_\alpha^*$  величину  $\ell_\alpha(x)$  в точке, где плотность тока (9) выбранной фракции частиц спадает в  $\exp(1)$  раз, т.е. где  $eA_z / (m_\alpha v_{T_\alpha} c) = \pm 1$  соответственно для правого и левого склонов профиля плотности тока:

$$\frac{\ell_\alpha^*}{r_{\alpha 0}} = \quad (18)$$

$$= \frac{1}{2} \left[ 1 - \frac{2\pi}{U_0} \sum_{\beta} N_\beta T_\beta \operatorname{erf} \left( \pm \sqrt{\frac{m_\alpha T_\alpha}{m_\beta T_\beta}} \right) \right]^{-1/2}.$$

Поскольку  $U_0 \geq \sum_{\beta} 2\pi N_\beta T_\beta$  и  $|\operatorname{erf}(\dots)| < 1$ , справедливы оценки:

$$x \leq 0 \Rightarrow \frac{1}{2} > \frac{\ell_\alpha^*}{r_{\alpha 0}} > \quad (19)$$

$$> \frac{1}{2} \left[ 1 + \frac{2\pi}{U_0} \sum_{\beta} N_\beta T_\beta \right]^{-1/2} \geq \frac{1}{2\sqrt{2}},$$

$$x \geq 0 \Rightarrow \frac{1}{2} < \frac{\ell_\alpha^*}{r_{\alpha 0}} < \quad (20)$$

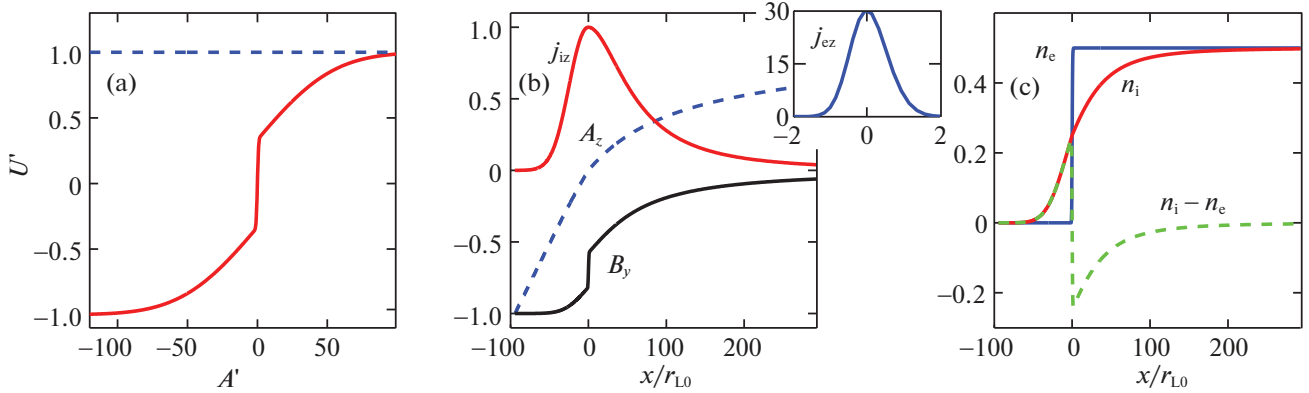
$$< \frac{1}{2} \left[ 1 - \operatorname{erf}(1) \frac{2\pi N_\alpha T_\alpha}{U_0} - \frac{2\pi}{U_0} \sum_{\beta \neq \alpha} N_\beta T_\beta \right]^{-1/2}.$$

Если слой образован единственной фракцией  $\alpha$ , или  $N_\alpha T_\alpha \gg \sum_{\beta \neq \alpha} N_\beta T_\beta$ , выбрав величину  $U_0$  близкой к  $2\pi N_\alpha T_\alpha$ , получим для правого склона  $\ell_\alpha^*/r_{\alpha 0} \approx [4(1 - \operatorname{erf}(1))]^{-1/2} \approx 1.26$  и для левого —  $\ell_\alpha^*/r_{\alpha 0} \approx [4(1 + \operatorname{erf}(1))]^{-1/2} \approx 0.37$ . Таким образом, склоны токового слоя, создаваемого какой-либо фракцией частиц, нельзя сделать ни очень тонкими, ни очень толстыми в масштабе гирорадиусов тепловых частиц этой фракции. Полную толщину слоя можно оценить как удвоенный гирорадиус частиц основной токонесящей фракции.

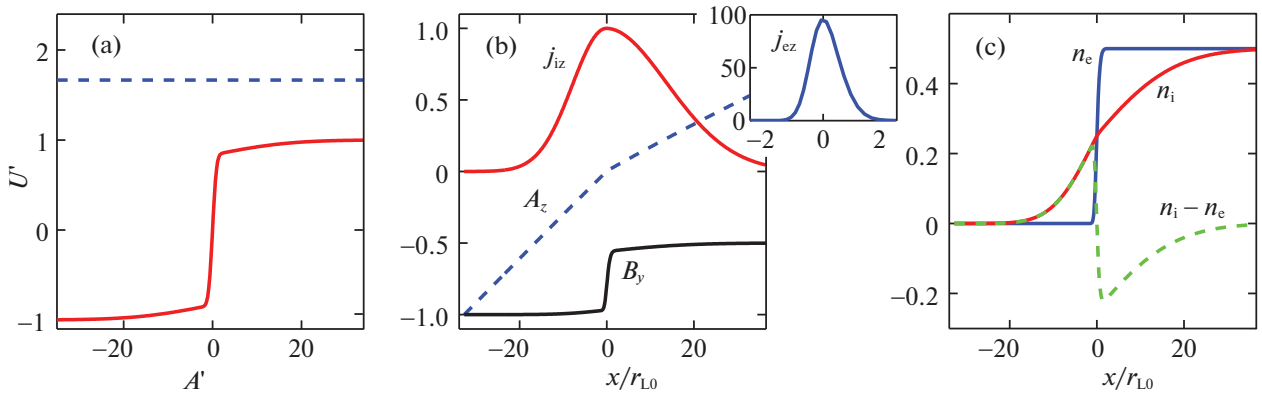
Исключение составляет только тривиальный случай, когда частицы какой-то фракции ( $\alpha$ ) обладают большими тепловыми импульсами,  $m_\alpha T_\alpha \gg m_\beta T_\beta$ , по сравнению с частицами остальных токонесящих фракций ( $\beta$ ), но вследствие малого энергосодержания,  $N_\alpha T_\alpha \ll \sum_{\beta} N_\beta T_\beta$ , дают малый вклад в полный ток. Тогда, если внешнее магнитное поле в значительной мере компенсирует магнитное поле токового слоя на одном (правом) его краю, т.е.  $U_0 \approx 2\pi \sum_{\beta} N_\beta T_\beta$ , рассматриваемые высокоэнергичные частицы будут уходить далеко от центра слоя, и характерный масштаб правого склона тока этой фракции (20) может стать много больше их гирорадиуса в центре слоя:  $\ell_\alpha^*/r_{\alpha 0} \approx [4(1 - \operatorname{erf}(1))2\pi N_\alpha T_\alpha / U_0]^{-1/2} \gg 1$ .

#### 4. ДВУХКОМПОНЕНТНЫЕ ТОКОВЫЕ СЛОИ

Из выражений (7)–(11) и (17) ясно, что пространственный масштаб полного токового слоя, создаваемого несколькими фракциями частиц, фактически определяется фракцией с наибольшим тепловым импульсом  $\sqrt{2m_\alpha T_\alpha}$ . В рассматриваемых нами условиях плазмы солнечного (звездного) ветра и магнитослоя выполнено соотношение  $m_e T_e \ll m_i T_i$ , поэтому крупномасштабная структура токового слоя будет определяться протонной компонентой, но в центре слоя скачок магнитного поля будет обеспечен узким слоем электронного тока. Как продемонстрировано на рис. 4 и 5, энергосодержание электронной фракции определяет, согласно (14), относительную величину скачка магнитного поля на узком слое электронного тока в центре широкого токового слоя протонов. В случае сравнимых энергосодержаний фракций электронов и протонов,  $N_e T_e \sim N_i T_i$ , когда сравнимы их полные поверхностные плотности тока, объемная плотность тока электронов в центре слоя будет много больше объемной плотности тока протонов благодаря многократному отличию гирорадиусов этих частиц, см. рис. 4. Широкая и узкая компоненты тока могут быть образованы и частицами одной фракции плазмы, как это показано в следующем



**Рис. 4.** Токовый слой со сравнимыми вкладами протонной и электронной фракций,  $N_i = N_e$ ,  $T_i = 2T_e$ , и с величиной  $U_0 = 2\pi(N_e T_e + N_i T_i)$ , соответствующей задаче о границе замагниченной и не замагниченной плазмы. (а) То же, что на рис. 2а. (б) Профили вектор-потенциала (синяя пунктирная кривая), магнитного поля (черная сплошная) и плотности тока протонов (красная), нормированные на максимальные абсолютные значения. На врезке синей кривой показана плотность тока электронов, нормированная на максимум плотности тока протонов. (с) Нормированные на  $\sum N_\alpha$  профили концентрации анизотропных фракций протонов (красная кривая), электронов (синяя) и их разности (зеленая), определяющей плотность заряда токонесущих фракций.



**Рис. 5.** Токовый слой с преимущественным вкладом электронной фракции,  $N_e = N_i$ ,  $T_e = 5T_i$  и с величиной  $U_0 = 20\pi N_i T_i$ , соответствующей примерно двукратному различию величин магнитного поля по разные стороны слоя. Обозначения те же, что на рис. 4.

разделе. При этом профиль тока каждой из фракций остается вполне универсальным. Отметим, что толщины токовых слоев протонов и характерные масштабы неоднородности их склонов на рис. 4 и 5 отличаются в несколько раз в согласии с (18), поскольку измеряются в единицах электронного гирорадиуса, а отношения температур электронов и протонов отличаются в 10 раз.

Повторим, что, согласно сказанному в начале разд. 2, во всех рассматриваемых случаях нескомпенсированный заряд токонесущих фракций (зеленые кривые на рис. 4с, 5с, 6с, 7с) предполагается нейтрализованным зарядом холодных изотропных фракций как в центральной части, так и на периферии слоя.

Токовые слои представленного типа могут быть связаны с границами различных магнитослоев, образованных солнечным ветром. Приведем оцен-

ки их ожидаемых параметров в случае электрон-протонной плазмы для следующих примеров, в которых для определенности значение магнитного поля в солнечном ветре предполагается слабым, т.е. положено  $U_0 \approx 2\pi(N_e T_e + N_i T_i)$ .

1. Ближайшая к Солнцу область магнитосферы Земли, модифицированная налетающим ветром, — головная ударная волна (Веселовский, 2007, Хейккила, 2011, Петринец, 2013, Либерт и др., 2018, Коротова и др., 2018):  $N_i = N_e \sim 20 \text{ см}^{-3}$ ,  $T_i \sim 2T_e \sim 30 \text{ эВ}$ , поле в центре слоя  $B(0) = \sqrt{2U_0} \sim 15 \times 10^{-5} \text{ Гс}$ , на его левом краю (под фронтом ударной волны)  $B(-\infty) = \sqrt{2}B(0) \sim 20 \times 10^{-5} \text{ Гс}$ , гирорадиусы электронов  $r_{L0} \sim 1 \text{ км}$  и протонов  $r_{L0} m_i v_{T_i} / (m_e v_{T_e}) \sim 50 \text{ км}$  в центре слоя, радиус Дебая протонов  $r_{di} = \sqrt{T_i / (2\pi e^2 N_i)} \sim 10 \text{ м}$ .



2. Приграничный слой магнитного облака, заполненного плазмой идвигающегося от Солнца сквозь окружающую плазму ветра, в районе орбиты Меркурия,  $r \sim 6 \times 10^7$  км, где оценка концентрации плазмы ветра (Веселовский, 2007, Ванг и др., 2018)  $N(r) = n_0(r_\odot/r)^2 \exp(ar_\odot/r)$  при  $n_0 \sim 8 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$ ,  $a \sim 6$ ,  $r_\odot \approx 7 \times 10^5$  км дает  $N \sim 80 \text{ см}^{-3}$ . Полагая  $T_i \sim T_e \sim 50$  эВ, получим поле в центре слоя  $B(0) = \sqrt{2U_0} \sim 40 \times 10^{-5}$  Гс, на его левом краю (в магнитном облаке)  $B(-\infty) = \sqrt{2}B(0) \sim 60 \times 10^{-5}$  Гс, гирорадиусы электронов  $r_{L0} \sim 0.5$  км и протонов  $\sim 25$  км в центре слоя, радиус Дебая  $r_{di} \sim 10$  м.

3. Район высоких корональных магнитных структур (арок), обдуваемых солнечным ветром (Веселовский, 2007, Мерсье, Чамбе, 2015, Макколей и др., 2018, Степанов, Зайцев, 2018):  $N_i = N_e \sim 10^8 \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e \sim T_i \sim 100$  эВ. Поле в центре слоя  $B(0) \sim 0.6$  Гс и на его левом краю (внутри арки)  $B(-\infty) = \sqrt{2}B(0) \sim 0.8$  Гс, гирорадиусы электронов  $r_{L0} \sim 0.5$  м и протонов  $\sim 20$  м в центре слоя, радиус Дебая  $r_{di} \sim 1$  см.

Согласно формулам (14), (18) в приведенных примерах 3 и 2 (или 1) магнитослоев солнечного ветра толщины (удвоенные гирорадиусы токонесящих протонов), значения полной поверхностной плотности тока и соответствующие скачки магнитного поля отличаются на 4 порядка величины, в основном благодаря отличию концентрации плазмы на 7 порядков.

### 5. ТРЕХКОМПОНЕНТНЫЕ ТОКОВЫЕ СЛОИ

Учтем теперь дополнительную энергичную фракцию быстрых частиц, например протонов, имея в виду ее наличие в набегающем потоке солнечного ветра или же возможность появления в результате ускорения протонов на ударной волне, о чем свидетельствуют спутниковые наблюдения (Филипс и др., 1993, Веселовский, 2007, Бёрджесс и др., 2012). А именно, заменим в (5) фактор  $N_i F_i$  на сумму  $N_{i1} F_{i1} + N_{i2} F_{i2}$  и возьмем максвелловские функции  $F_{i1,2}(v)$  с различными температурами  $T_{i1,2}$ . В этом случае характер анизотропии плазмы усложняется (см. (21)–(22) ниже), и токовый слой, вообще говоря, является трехмасштабным (и по-прежнему асимметричным, как в разд. 3). Наибольший масштаб определяется гирорадиусом самой горячей фракции протонов, а наименьший масштаб, как и в разд. 4, — гирорадиусом электронов.

Впрочем, вклад электронов в ток и в скачок магнитного поля будет мал при  $N_{i1,2} T_{i1,2} \gg N_e T_e$ , и тогда слой получится двухмасштабным в виде двух

вложенных один в другой слоев с суммой поверхностных плотностей тока, определяемой по формуле (14) суммой энергосодержаний обеих фракций протонов  $\sum_\alpha N_\alpha T_\alpha$  ( $\alpha = i1, i2$ ). Анизотропия (15) по сумме функций распределения этих фракций равна:

$$\tau(A_z) = \frac{1}{2} \frac{\left( \sum N_\alpha v_{T_\alpha} \frac{d}{da_\alpha} \text{erf } a_\alpha \right)^2}{\sum N_\alpha v_{T_\alpha}^2 (1 + \text{erf } a_\alpha) \sum N_\alpha (1 + \text{erf } a_\alpha)} - \frac{1}{2} \frac{\sum N_\alpha v_{T_\alpha}^2 \frac{d^2}{da_\alpha^2} \text{erf } a_\alpha}{\sum N_\alpha v_{T_\alpha}^2 (1 + \text{erf } a_\alpha)}. \quad (21)$$

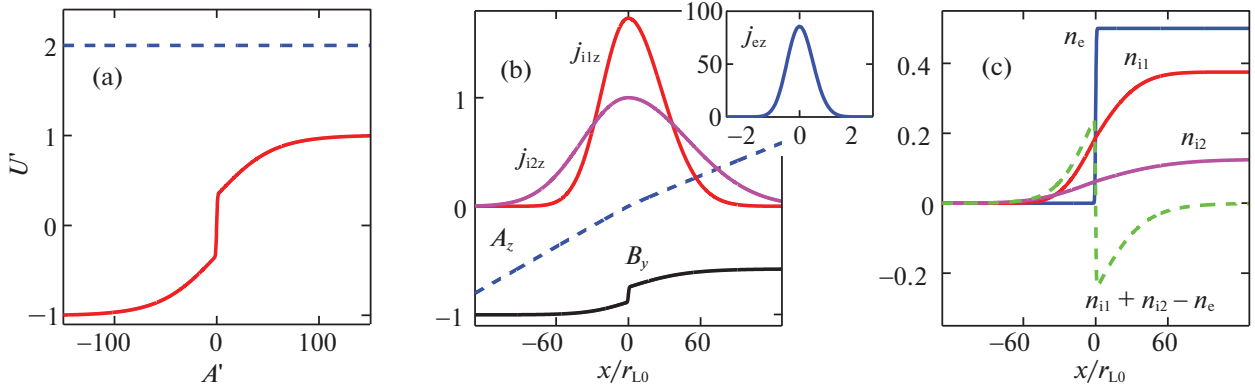
В центре слоя степень анизотропии не превышает  $2/\pi$  и равна

$$\tau(0) = \frac{2}{\pi} \frac{(\sum N_\alpha v_{T_\alpha})^2}{\sum N_\alpha v_{T_\alpha}^2 \sum N_\alpha}, \quad (22)$$

а в целом ее профиль, хотя и является двухмасштабным, качественно подобен профилю (16) в случае одной фракции.

Такой вариант может реализоваться, например, в магнитопаузе Земли с двумя фракциями протонов, где вклад электронов мал. Для примера возьмем следующие параметры плазмы и токового слоя (Хейккила, 2011, Ванг и др., 2012, Петринцев, 2013, Бондупадхай и др., 2018):  $T_{i1} \sim T_{i2}/10 \sim 100$  эВ,  $T_e \sim 30$  эВ,  $N_e = (21/20)N_{i1} = 21N_{i2} \sim 100 \text{ см}^{-3}$ . Тогда при  $U_0 \approx 2\pi(N_{i1}T_{i1} + N_{i2}T_{i2})$  получим поле в центре слоя  $B(0) \sim 60 \times 10^{-5}$  Гс и на его левом краю (под магнитопаузой)  $B(-\infty) = \sqrt{2}B(0) \sim 80 \times 10^{-5}$  Гс, гирорадиусы электронов  $r_{L0} \sim 300$  м и высокоэнергичных протонов  $\sim 80$  км в центре слоя, радиус Дебая  $r_{di} \sim 10$  м.

Если же вклад электронов существенен, как это может быть в магнитопаузе Сатурна, Юпитера или экзопланет (Багенал, Деламер, 2011, Сулайман и др., 2014, Томсен и др., 2018), то в центре токового слоя появляется резкий скачок магнитного поля с третьим масштабом, определяемым гирорадиусом электронов, см. рис. 6. Как и для двух предыдущих рисунков в разд. 4, следует обратить внимание на многократное отличие масштабов области локализации и величин объемных плотностей тока электронов и протонов, обусловленное отличием их гирорадиусов и имеющее место даже при умеренной доле энергосодержания в электронах плазмы, а следовательно, при умеренном скачке магнитного поля в центре слоя. В подобных токовых слоях распределение плотности плазмы может быть тоже трехмасштабным и в целом описывает уменьшение ее полной концентрации при переходе от слабого к сильному магнитному полю, как и должно



**Рис. 6.** Трехмасштабный токовый слой, созданный двумя анизотропными фракциями протонов с одинаковым энергосодержанием при  $N_{i1} = 3N_{i2}$ ,  $T_{i1} = T_{i2}/3$  и фракцией электронов с  $N_e T_e = N_{i1,2} T_{i1,2}$ ,  $N_e = N_{i1} + N_{i2}$ ,  $T_e = T_{i2}/4$  и величиной  $U_0 = 4\pi(N_{i1} T_{i1} + N_{i2} T_{i2} + N_e T_e)$ . (а) То же, что на рис. 2а. (б) Профили вектор-потенциала (синяя пунктирная кривая), магнитного поля (черная сплошная) и плотности тока протонов второй фракции (фиолетовая), нормированные на максимальные абсолютные значения. Красной кривой показана плотность тока протонов первой фракции, нормированная на максимум плотности тока протонов второй. На врезке синей кривой показана плотность тока электронов, нормированная на максимум плотности тока протонов второй фракции. (с) Нормированные на  $\sum N_\alpha$  профили концентрации анизотропных фракций электронов (синяя кривая), протонов первой фракции (красная) и второй (фиолетовая), а также разности (зеленая) концентраций этих двух фракций и электронной фракции, как характеристики токонесящих фракций.

быть в соответствии с условием баланса давлений (12), качественно подтверждаемым наблюдениями “слоя обеднения” в магнитопаузе (Цван, Вольф, 1976, Филипс и др., 1993, Измоденов, Алексашов, 2015). При этом, благодаря анизотропии плазмы и значительному и сильно локализованному току, особенно электронному, можно ожидать развития различных кинетических токовых неустойчивостей, которые требуют специального исследования (ср., например, Гэри, 1993, Ремя и др., 2013, Микно и др., 2014, Шаабан и др., 2017, Юн, 2017). Подобные неустойчивости вряд ли возможны при дальнейшем продвижении в глубь магнитосферы (под магнитопаузой), где анизотропия и неоднородность концентрации плазмы уже не связаны с самосогласованными токами в ней, а определяются кинетикой, диффузией и дрейфом частиц в заданном неоднородном магнитном поле той или иной планеты.

## 6. ВОЗМОЖНЫЕ ОБОБЩЕНИЯ МОДЕЛИ

Легко видеть, что в модели (4)–(5) направление плотности тока фракции частиц определяется знаком аргумента функции Хевисайда. Так, если сменить этот знак в выражении (4), то ток электронов поменяет направление, и в целом электроны и протоны будут двигаться в одну сторону, что соответствует общему движению плазмы. При этом все формулы (7)–(14) и (17)–(20) остаются верными с заменой  $N_e \rightarrow -N_e$  везде, кроме первого слагаемого,  $N_e/2$ , в формуле (11), а траектории электронов будут преимущественно сосредоточены

в области  $x < 0$ ,  $A_z < 0$  (ср. с протонами, занимающими в основном область  $x > 0$  на рис. 3). Для того чтобы выполнить условие нейтральности (13), это разделение токонесящих зарядов должно быть компенсировано дополнительными, не создающими тока фракциями и на периферии слоя, при  $x \rightarrow \pm\infty$  (а не только вблизи его центра, как в рассматривавшихся ранее примерах на рис. 2, 4–6).

В этом случае, вследствие противоположных направлений электронных и протонных токов, полный ток (14) и величина скачка магнитного поля будут меньше. Вместе с тем профиль суммарной (объемной) плотности тока будет иметь два боковых экстремума

$$j_z(\pm A_0) = \frac{e}{\sqrt{4\pi}} N_e v_{T_e} \left( \frac{m_i T_i}{m_e T_e} - 1 \right) \times \exp\left(-\frac{e^2 A_0^2}{2c^2 m_e T_e}\right) \quad (23)$$

в точках, отвечающих значениям вектор-потенциала  $A_z(x) = \pm A_0$ , если

$$A_0^2 = \frac{2c^2}{e^2} m_e T_e \left( 1 - \frac{m_e T_e}{m_i T_i} \right)^{-1} \times \ln \left[ \frac{N_e}{N_i} \left( \frac{m_i}{m_e} \right)^2 \frac{v_{T_i}}{v_{T_e}} \right] > 0. \quad (24)$$

В этих точках плотность полного тока (23) примерно равна плотности протонного тока в центре,

$j_{iz}(0) = eN_i v_{Ti} / \sqrt{4\pi}$ , которая в типичных условиях много меньше величины плотности противоположно направленного электронного тока,  $j_{ez}(0) = -eN_e v_{Te} / \sqrt{4\pi}$ .

С учетом сохранения электронейтральности на периферии токового слоя более естественным представляется наличие в распределениях (4)–(5) и электронной, и протонной фракций с противоположными знаками аргумента функций Хевисайда:

$$f_e(x, v, v_z) = \sum_{s=1,2} N_{es} F_{es}(v) \times \quad (25)$$

$$\times H \left( (-1)^{s+1} \left[ -v_z + \frac{e}{m_e c} A_z(x) \right] \right) + n_{e0}(x) F_{e0}(v),$$

$$f_i(x, v, v_z) = \sum_{s=1,2} N_{is} F_{is}(v) \times \quad (26)$$

$$\times H \left( (-1)^{s+1} \left[ v_z + \frac{e}{m_i c} A_z(x) \right] \right) + n_{i0}(x) F_{i0}(v).$$

При этом все формулы (7)–(14) и (17)–(22) остаются верными с использованием суммирования по всем фракциям  $\alpha, s$  и с заменой  $N_\alpha \rightarrow (-1)^{s+1} N_{\alpha s}$  везде, кроме формулы (11) и знаменателей в формуле (21), где у слагаемых с  $s = 2$  нужно изменить только знак аргумента функции  $\text{erf}(\dots)$ . Частицы фракций  $s = 1$  и  $s = 2$  расположены преимущественно по разные стороны токового слоя и создают противоположно направленные токи. По обе стороны вдали от слоя плазма обладает максвелловскими распределениями электронов и ионов, имеющими, вообще говоря, разные температуры и концентрации. В целом слой имеет два “протонных” ( $\alpha = i$ ) и два “электронных” ( $\alpha = e$ ) масштаба, которые определяются выражениями (17)–(18).

В общем случае подобных частично скомпенсированных токовых слоев, благодаря противоположному направлению токов двух фракций электронов (или двух фракций протонов), анизотропия их распределений по скоростям понижена. Полная анизотропия протонов (электронов), в отличие от случаев (16) и (21), пренебрежимо мала по обе стороны вдали от слоя, а при нулевой величине плотности тока в его центре,  $\sum_s (-1)^{s+1} N_{\alpha s} v_{T\alpha s} = 0$  ( $\alpha = i$  или  $e$ ), может оказаться равной там нулю, оставаясь значительной на склонах слоя.

При выполнении условий  $N_{es} = N_{is}$  заряды токонесущих фракций попарно компенсируют друг друга на периферии слоя. В частном случае одинаковых суммарных энергосодержаний фракций с  $s = 1$  и  $s = 2$ ,  $N_{e1} T_{e1} + N_{i1} T_{i1} = N_{e2} T_{e2} + N_{i2} T_{i2}$ ,

подобный токовый слой отвечает локализованному возмущению магнитного поля,  $B_y(-\infty) = B_y(+\infty)$ , поскольку суммарный ток всех фракций (14) равен нулю. Более того, при выполнении условий  $N_{\alpha 1} T_{\alpha 1} = N_{\alpha 2} T_{\alpha 2}$  имеет место компенсация токов, создаваемых по отдельности фракциями электронов и протонов (см. рис. 7).

Профили суммарной плотности тока и электронов, и протонов для распределений (25)–(26) имеют два боковых экстремума (см. пример на рис. 7с,д) в соответствии с формулами (23)–(24), в которых нужно сделать замену индексов  $i \rightarrow \alpha 1, e \rightarrow \alpha 2$ . Отсюда ясно, что локальный пространственный масштаб неоднородности суммарного токового слоя электронов или протонов может быть заметно меньше, чем (18), т.е. гирорадиуса, в случае, когда ток определяется разностью фигурирующих в (9) функций  $\exp(\dots)$  с близкими масштабами и амплитудами. При этом суммарный полный ток электронов или протонов будет много меньше, чем ток каждой из фракций  $s = 1$  и  $s = 2$ . Однако, сближая боковые экстремумы (23), собрать значительную долю тока на масштабе много меньше гирорадиуса невозможно, так как при выборе параметров таких, чтобы  $A_{\alpha 0} \rightarrow 0$ , также оказывается, что и  $j_{\alpha z}(0) = e / \sqrt{4\pi} [N_{\alpha 1} v_{T\alpha 1} - N_{\alpha 2} v_{T\alpha 2}] \rightarrow j_{\alpha z}(\pm A_{\alpha 0})$ .

Рассмотренная модель токового слоя допускает аналитическое обобщение в присутствии целого ряда дополнительных физических факторов.

1. Наличие различных ионных фракций, например гелия и кислорода, с обрезанными функциями распределения, аналогичными (26).

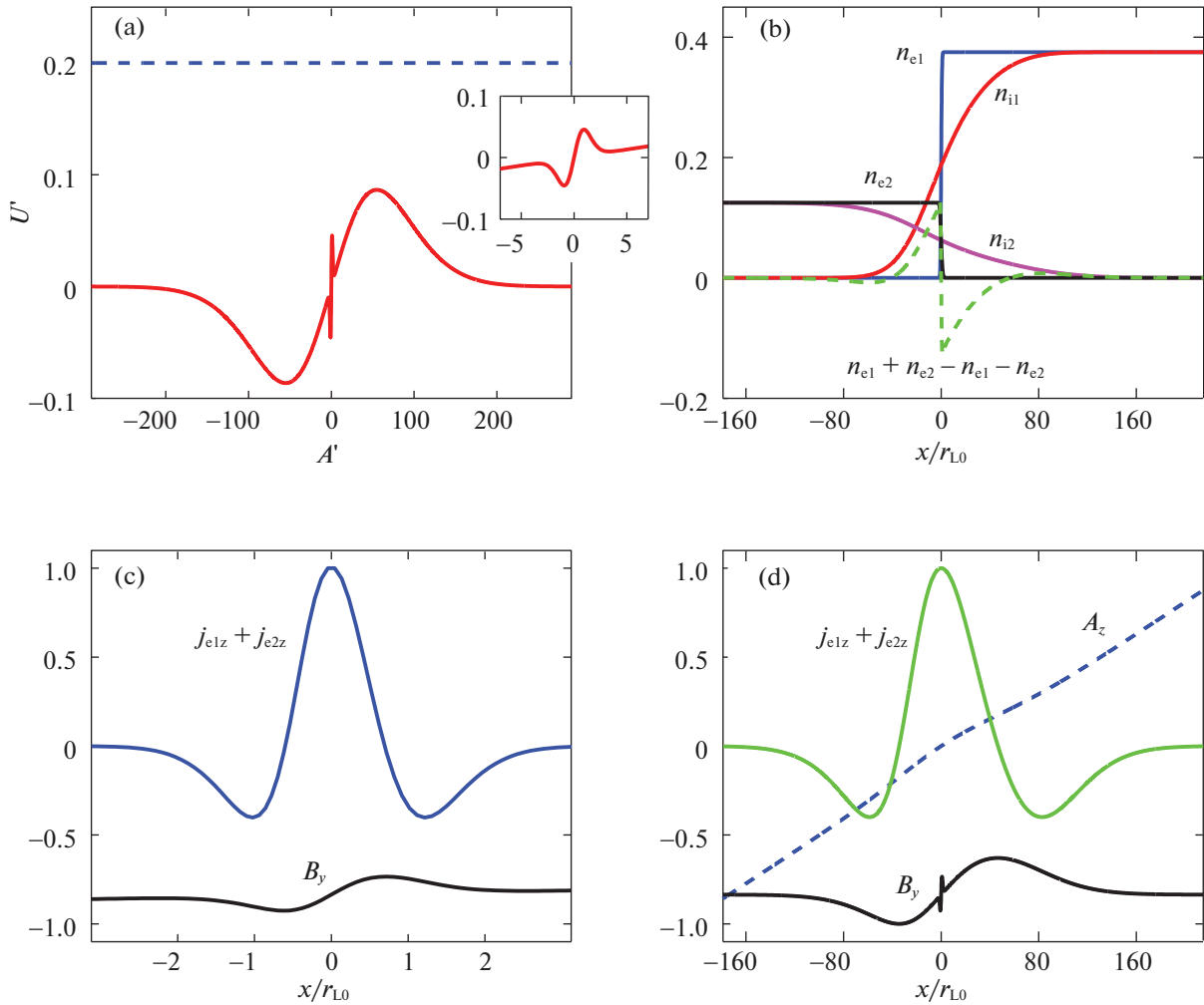
2. Введение сдвигов между центрами токовых слоев различных сортов частиц или их различных энергетических фракций путем смещения аргументов соответствующих функций Хевисайда на различные постоянные  $C_\alpha$ .

3. Допущение зависимости этих сдвигов от скорости частиц  $v$ , например, в простейшем случае  $C_\alpha(v) = \mu_\alpha v$ , где  $\mu_\alpha = \text{const}$ .

4. Использование каппа-распределения вместо максвелловского распределения по энергиям частиц, что с учетом турбулентности ветра и нелинейноволновых процессов в нем может оказаться более адекватным описанием имеющейся неравновесной плазмы (Лазар и др., 2017, Ливадиотис, 2017).

5. Учет возможного шира силовых линий магнитного поля, согласно развитому нами подходу (Кочаровский и др., 2017, Кочаровский и др., 2016).

6. Замена разрывных функций Хевисайда сглаженными ступенчатыми функциями инвариантов  $v, V_z$ .



**Рис. 7.** Токовый слой, созданный двумя анизотропными фракциями протонов (теми же, что на рис. 6) и двумя — электронами, со сменой знака аргументов функций Хевисайда у вторых фракций протонов и электронов, причем  $N_{e1,2} = N_{i1,2}$ ,  $T_{e1,2} = T_{i1,2}/2$  и  $T_{e1} = T_{e2}/3$ , так что полный ток отсутствует:  $I_z \propto \sum (-1)^{s+1} N_{\alpha s} T_{\alpha s} = 0$ . (a) То же, что на рис. 2a. На врезке увеличенный фрагмент. (b) Нормированные на  $\sum N_{\alpha}$  профили концентрации электронов первой (синяя кривая) и второй (черная) фракций, протонов первой (красная) и второй (фиолетовая) фракций, а также разности концентраций всех протонов и всех электронов (зеленая), определяющей плотность заряда. (c) Профили магнитного поля (черная кривая) и суммарной плотности тока электронов обеих фракций (синяя), нормированные на максимальные абсолютные значения. (d) Профили вектор-потенциала (синяя пунктирная кривая), магнитного поля (черная сплошная) и суммарной плотности тока протонов обеих фракций (сплошная зеленая кривая), нормированные на максимальные абсолютные значения.

Для всех перечисленных обобщений аналитические решения уравнения (2) и расчет пространственной структуры токовых слоев не вызывают принципиальных трудностей, но пока мало исследованы. Отметим, что исходная постановка задачи предполагает наличие внешнего магнитного поля, так что согласованный с ним (но не самосогласованный) токовый слой в рассмотренной одномерной конфигурации не может быть бессильным, т.е.  $[\vec{j}, \vec{B}] \neq 0$ , если он описывает переход между областями с различными значениями величины магнитного поля. При этом поверхностная плотность энергии магнитного поля и плотность энергии

токонесущей плазмы для всего токового слоя могут быть одного порядка величины. Наконец, заметим, что вопрос об устойчивости рассмотренных токовых слоев остается открытым и требует, по-видимому, численного исследования.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье разработана аналитическая модель магнитостатических токовых структур в области головной ударной волны и магнитопаузы для различных конфигураций нерелятивистской бесстолкновительной плазмы, порождаемых звездным

или солнечным ветром при обдувании магнитосфер планет (экзопланет), высоко расположенных корональных магнитных структур или магнитных облаков, контактирующих с областями слабо замагниченной плазмы и образующих магнитный переходный слой.

Построенная модель и в целом развитая ранее теория магнитостатических структур в бесстолкнительной плазме (Кочаровский и др., 2016) могут быть использованы для единообразного качественного описания указанных переходных токовых слоев и позволят продвинуться в понимании происходящих в них явлений, дав надежную основу для дальнейшего моделирования эволюции подобных токовых слоев в самых разнообразных условиях плазмы солнечного (звездного) ветра. Созданная теория впервые дает возможность рассматривать тонкую структуру токовых слоев, недоступную магнитогидродинамическому описанию. В определенных случаях модель пригодна также для количественного описания таких характеристик токовых слоев, как пространственный профиль и величина тока в них, асимметрия и многомасштабность, степень анизотропии и температурная зависимость распределения тех или иных частиц, возможное соотношение плотности энергии частиц и плотности магнитной энергии.

В реальных условиях солнечного (звездного) ветра задача о магнитослое в целом, конечно, не является одномерной. Это обстоятельство, как и ряд других (прежде всего присутствие турбулентности, наличие поперечной к слою компоненты магнитного поля, немаксвелловский характер распределения частиц, движение плазмы через слой и вдоль него) могут значительно усложнять действительную картину пространственного распределения тока различных фракций плазмы на границах магнитослоя. Ряд возможных теоретических обобщений рассмотренной модели, необходимых для учета подобных обстоятельств, указан в разд 6. Так, согласованные распределения (25)–(26) с противоположными знаками аргумента функций Хевисайда позволяют учесть вклад частиц, сосредоточенных преимущественно с правой или левой сторон токового слоя и создающих встречные токи. Развитие предложенной модели токовых слоев в данных направлениях с целью учета тех или иных особенностей анизотропии, движения и пространственной неоднородности плазмы магнитослоя представляется весьма перспективным.

Работа по моделированию однокомпонентных токовых слоев (разд. 3) проводилась при поддержке гранта РФФИ, проект № 16-12-10528. Работа Нечаева А.А. по моделированию многокомпонентных слоев (разд. 4–6) поддержана грантом Фонда развития теоретической физики и математики “БАЗИС”, проект № 18-1-5-53-1.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Багелал, Деламер (F. Bagenal and P.A. Delamere), *J. Geophys. Res.* **116**, A05209 (2011).
2. Баумджохан и др. (W. Baumjohann, M. Blanc, A. Fedorov, and K.-H. Glassmeier), *Space Sci. Rev.* **152**, 99 (2010).
3. Бескин В.С., *Осесимметричные стационарные течения в астрофизике* (М.: Физматлит, 2006), 384 с.
4. Бёрджесс и др. (D. Burgess, E. Mobius, and M. Scholer), *Space Sci. Rev.* **173**, 5 (2012).
5. Бёрч, Пхан (J.L. Burch and T.D. Phan), *Geophys. Res. Lett.* **43**, 8327 (2016).
6. Бланко и др. (J.J. Blanco, M.A. Hidalgo, J. Rodriguez-Pacheco, and J. Medina), *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* **73**, 1339 (2011).
7. Бондупадхай и др. (R. Bandyopadhyay, A. Chasapis, R. Chhiber, T.N. Parashar, W.H. Matthaeus, M.A. Shay, B.A. Maruca, J.L. Burch, et al.), *Astrophys. J.* **866**, 106 (2018).
8. Ванг и др. (C.-P. Wang, M. Gkioulidou, L.R. Lyons, and V. Angelopoulos), *J. Geophys. Res.* **117**, A08215 (2012).
9. Ванг и др. (Y. Wang, C. Shen, R. Liu, et al.), *J. Geophys. Res.* **123**, 3238 (2018).
10. Веселовский И.С., *Модель космоса. Научно-информационное издание* (М.: КДУ, 2007), т. 1, с. 314.
11. Вигант и др. (J.R. Wygant, C.A. Cattell, R. Lysak, Y. Song, J. Dombeck, J. McFadden, F.S. Mozer, C.W. Carlson, et al.), *J. Geophys. Res.* **110**, A09206 (2005).
12. Ву, Леппинг (C.-C. Wu and R.P. Lepping), *Solar Phys.* **269**, 141 (2011).
13. Гослинг, Сабо (J.T. Gosling and A. Szabo), *J. Geophys. Res.* **113**, A10103 (2008).
14. Грэд (H. Grad), *Phys. Fluids.* **4**, 1366 (1961).
15. Гэри (S.P. Gary), *Theory of Space Plasma Microinstabilities* (Cambridge: Cambridge University Press, 1993), p. 196.
16. де Кейзер, Рот (J. De Keyser and M. Roth), *J. Geophys. Res.* **102**, 9513 (1997).
17. Зелёный Л.М., Веселовский И.С. (ред.), *Плазменная гелиогеофизика* (М.: Физматлит, 2008), гл. 3–5.
18. Измоленов, Алекшашов (V.V. Izmodenov and D.B. Alexashov), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **220**, 32 (2015).
19. Иствуд и др. (J.P. Eastwood, T.D. Phan, M. Oieroset, M.A. Shay, K. Malakit, M. Swisdak, J.E. Drake, and A. Masters), *Plasma Phys. Control. Fusion.* **55**, 124001 (2013).
20. Касем и др. (I. Kacem, C. Jacquy, V. Genot, B. Lavraud, Y. Vernisse, A. Marchaudon, O. Le Contel, H. Breuillard, et al.), *J. Geophys. Res.: Space Phys.* **123**, 1779 (2018).
21. Коротова и др. (G. Korotova, D. Sibeck, S. Thaller, et al.), *Ann. Geophys.* **36**, 1319 (2018).
22. Кочаровский В.В., Кочаровский Вл.В., Мартынов В.Ю. и др., *УФН.* **186**, 1267 (2016).

23. Кочаровский и др. (V.V. Kocharovsky, Vi.V. Kocharovsky, V.Yu. Martyanov, et al.), *J. Phys.: Conf. Ser.* **932**, 012019 (2017).
24. Лазар и др. (M. Lazar, V. Pierrard, S.M. Shaaban, H. Fichtner, and S. Poedts), *Astron. Astrophys.* **602**, A44 (2017).
25. Либерт и др. (E. Liebert, C. Nabert, and K.-H. Glassmeier), *Ann. Geophys.* **36**, 1073 (2018).
26. Ливадиотис (G. Livadiotis) (ed.), *Kappa Distributions. Theory and Applications in Plasmas* (1st edn., Amsterdam: Elsevier, 2017), 738 p.
27. Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П., *Физическая кинетика* (М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1979), с. 145.
28. Лопез и др. (R.E. Lopez, V.G. Merkin, and J.G. Lyon), *Ann. Geophys.* **29**, 1129 (2011).
29. Маколей и др. (P.I. McCauley, I.H. Cairns, and J. Morgan), *Solar Phys.* **293**, 132 (2018).
30. Мерсье, Чамбе (C. Mercier and G. Chambe), *Astron. Astrophys.* **583**, A101 (2015).
31. Микно и др. (M.J. Michno, M. Lazar, P.H. Yoon, and R. Schlickeiser), *Astrophys. J.* **781**, 49 (2014).
32. Морозов А.И., Соловьев Л.С., *ЖЭТФ* **40**, 1316 (1961).
33. Моттез (F. Mottez), *Phys. Plasmas* **10**, 2501 (2003); *Phys. Plasmas* **11**, 336 (2004) Erratum.
34. Норгрэн и др. (C. Norgren, D.B. Graham, Yu.V. Khotyaintsev, M. André, A. Vaivads, M. Hesse, E. Eriksson, P.-A. Lindqvist, et al.), *J. Geophys. Res.: Space Phys.* **123**, 9222 (2018).
35. Оиросет и др. (M. Oieroset, T.D. Phan, C. Haggerty, M.A. Shay, J.P. Eastwood, D.J. Gershman, J.F. Drake, M. Fujimoto, et al.), *Geophys. Res. Lett.* **43**, 5536 (2016).
36. Перроне и др. (D. Perrone, O. Alexandrova, O.W. Roberts, S. Lion, C. Lacombe, A. Walsh, M. Maksimovic, and I. Zouganelis), *Astrophys. J.* **849**, 49 (2017).
37. Петринец (S.M. Petrinesc), *Terr. Atmos. Ocean. Sci.* **24**, 265 (2013).
38. Пхан и др. (T.D. Phan, J.P. Eastwood, M.A. Shay, J.F. Drake, B. Sonnerup, M. Fujimoto, P.A. Cassak, M. Oieroset, et al.), *Nature* **557**, 202 (2018).
39. Ремя и др. (B. Remya, R.V. Reddy, B.T. Tsurutani, G.S. Lakhina, and E. Echer), *J. Geophys. Res.: Space Phys.* **118**, 785 (2013).
40. Ричардсон (J.D. Richardson), *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* **73**, 1385 (2011).
41. Ромашец и др. (E.P. Romashets, S. Poedts, and M. Vandas), *J. Geophys. Res.* **113**, A02203 (2008).
42. Рот и др. (M. Roth, J. de Keyser, and M.M. Kuznetsova), *Space Sci. Rev.* **76**, 251 (1996).
43. Сигов Ю.С., *Журн. вычисл. матем. и матем. физ.* **4**, 1065 (1964).
44. Степанов А.В., Зайцев В.В., *Магнитосферы активных областей Солнца и звезд* (М.: Физматлит, 2018), 392 с.
45. Сулайман и др. (A.H. Sulaiman, A. Masters, M.K. Dougherty, and X. Jia), *J. Geophys. Res.* **119**, 5651 (2014).
46. Толман и др. (E. Tolman, N.F. Loureiro, and D.A. Uzdensky), *J. Plasma Phys.* **84**, 905840115 (2018).
47. Томсен и др. (M.F. Thomsen, A.J. Coates, C.M. Jackman, N. Sergis, X. Jia, and K.C. Hansen), *J. Geophys. Res.: Space Phys.* **123**, 2034 (2018).
48. Турк и др. (L. Turc, D. Fontaine, P. Savoini, et al.), *Ann. Geophys.* **32**, 157 (2014).
49. Филиппс и др. (J.L. Phillips, S.J. Bame, M.E. Thomsen, B.E. Goldstein, and E.J. Smith), *J. Geophys. Res.: Space Phys.* **98**, 21189 (1993).
50. фон Альфтан (S. Von Alftan, D. Pokhotelov, Y. Kempf, S. Hoilijoki, I. Honkonen, A. Sandroos, and M. Palmroth), *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* **120**, 24 (2014).
51. Хабарова и др. (O.V. Khabarova, H.V. Malova, R.A. Kislov, L.M. Zelenyi, V.N. Obridko, A.F. Kharshiladze, M. Tokumaru, J.M. Sokól, S. Grzedzielski, and K. Fujiki), *Astrophys. J.* **836**, 108 (2017).
52. Хасапис и др. (A. Chasapis, W.H. Matthaeus, T.N. Parashar, O. Le Contel, A. Retinó, H. Breuillard, Y. Khotyaintsev, A. Vaivads, et al.), *Astrophys. J.* **836**, 247 (2017).
53. Хейккила (W.J. Heikkila), *Earth's Magnetosphere: Formed by the Low-Latitude Boundary Layer* (Elsevier Science, 2011), 536 p.
54. Цван, Вольф (B.J. Zwan and R.A. Wolf), *J. Geophys. Res.* **81**, 1636 (1976).
55. Шаабан и др. (S.M. Shaaban, M. Lazar, S. Poedts, and A. Elhanbaly), *Astrophys. Space Sci.* **362**, 13 (2017).
56. Шафранов В.Д., *Равновесие плазмы в магнитном поле, Вопросы теории плазмы* (М.: Госатомиздат, 1963), вып.2, с. 92–132.
57. Юн (P.H. Yoon), *Rev. Mod. Plasma Phys.* **1**, 4 (2017).