

РОЛЬ ИОНОВ КИСЛОРОДА В СТРУКТУРЕ ТОКОВОГО СЛОЯ БЛИЖНЕГО ХВОСТА МАГНИТОСФЕРЫ ЗЕМЛИ

© 2022 г. О. В. Мингалев^{a, b, *}, П. В. Сецко^a, М. Н. Мельник^a, И. В. Мингалев^{a, b, **},
Х. В. Малова^{c, d, ***}, А. В. Артемьев^d, А. М. Мерзлый^d, Л. М. Зеленый^d

^a Полярный геофизический институт, Мурманская обл., Апатиты, Россия

^b Мурманский арктический государственный университет, Мурманская обл., Апатиты, Россия

^c МГУ им. М.В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына,
Москва, Россия

^d Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

*e-mail: mingalev_o@pgia.ru

**e-mail: mingalev_i@pgia.ru

***e-mail: hmalova@yandex.ru

Поступила в редакцию 24.06.2021 г.

После доработки 29.10.2021 г.

Принята к публикации 10.11.2021 г.

С помощью численной модели исследуется возможность формирования тонкого токового слоя ближнего хвоста магнитосферы Земли на предварительной фазе суббури для широкого диапазона параметров образующих слой встречных продольных потоков ионов. Результаты моделирования позволяют сделать вывод, что токовый слой может быть образован потоками ионов кислорода ионосферного происхождения в случаях, когда потоками протонов можно пренебречь, или они достаточно слабые. Такие условия реализуются в магнитосфере Земли в периоды повышенной геомагнитной активности. Кроме того, в работе исследовано влияние анизотропии давления электронов на стационарную конфигурацию рассматриваемого токового слоя.

Ключевые слова: бесстолкновительная плазма, тонкие токовые слои, суббуря

DOI: 10.31857/S036729212203009X

1. ВВЕДЕНИЕ

Обнаружение популяций ионов кислорода в магнитосфере и исследование механизмов их формирования за счет оттока ионосферной плазмы поставило вопрос о влиянии ионов кислорода на развитие магнитосферных суббурь и бурь — наиболее важных и мощных явлений магнитосферной динамики. Исследования в этом направлении ведутся с 70-х гг. прошлого века (см. [1–5]), а наиболее полным обзором по этой тематике является работа [4].

Одним из важных механизмов оттока ионов кислорода из высокоширотной ионосферы в магнитосферу Земли является ускорение ионов амбиполярным электрическим полем. Это поле возникает в ионосфере и в магнитосфере за счет малого разделения зарядов и обеспечивает квазинейтральность плазмы. Оно определяется из условия продольного силового равновесия электронов и направлено вдоль силовых линий магнитного поля противоположно градиенту давления электронов, т.е. от Земли. В условиях повы-

шенной геомагнитной активности в областях высыпаний электронов это поле в верхней части F-слоя может усиливаться на порядок из-за увеличения давления электронов. Это приводит к тому, что в плазме ближней магнитосферы Земли появляется популяция ионов кислорода с достаточно высокой плотностью.

Важным и до конца не решенным вопросом физики магнитосферы является формирование тонкого токового слоя (далее ТТС) ближнего хвоста в периоды повышенной геомагнитной активности (например, во время фазы накопления суббури) и его последующий взрывной распад (см. обзоры [6, 7]). Устойчивость и сценарий распада токового слоя (далее ТС) во многом зависит от его конфигурации перед распадом. Экспериментальные данные и результаты моделирования показывают, что возможны различные квазистационарные конфигурации данного ТТС, поэтому их изучение сохраняет актуальность в последние десятилетия.

Из экспериментальных данных известно, что на предварительной фазе суббури в геомагнитно

активных условиях наблюдается повышение вклада ионов кислорода в полную концентрацию ионов в плазменном слое от значений порядка 1–2% перед суббурей до значений свыше 50% [2, 4, 8]. В околоземной магнитосфере на силовых линиях, выходящих из высокоширотной области ионосферы, были обнаружены потоки ионов кислорода, направленные от Земли в хвост [4, 9–13]. Присутствие токнесущих ионов кислорода было неоднократно обнаружено при пересечениях ТС ближнего хвоста аппаратами миссии CLUSTER в работах [2, 14], т.е. были обнаружены потоки ионов кислорода, попадающие в ТТС ближнего хвоста.

Моделирование и теоретические оценки показывают существенную зависимость конфигурации ТС от параметров образующих его встречных потоков ионов. До недавнего времени для указанных выше потоков ионов кислорода их параметры непосредственно не измерялись, и могли быть только приближенно оценены, что снижало ценность и достоверность моделирования. В работе [15] необходимые данные были получены, и по измерениям миссии THEMIS было показано, что в плазменном слое наблюдаются потоки ионов кислорода O^+ ионосферного происхождения, направленные в хвост вдоль силовых линий магнитного поля, которые достигают токовый слой хвоста в интервале расстояний примерно $20R_E \leq -x \leq 40R_E$ (R_E – радиус Земли), а продольная скорость этих потоков в значительной части случаев лежит в пределах $V_{DO} \sim 100–250$ км/с.

Экспериментальные данные показывают [1–5, 15], что характерное значение температуры ионов кислорода составляет сотни эВ: $T_O \sim 0.1–0.9$ кэВ и меньше температуры электронов T_e , которая в плазменном слое ближнего хвоста имеет характерное значение порядка 1 кэВ, а температура протонов обычно лежит в диапазоне $T_p = 4–10$ кэВ. Отсюда вытекает, что гирорадиусы R_{cO} ионов O^+ и протонов R_{cp} сравнимы между собой:

$$R_{cO}/R_{cp} = \sqrt{(m_O T_O)/(m_p T_p)} \approx 4\sqrt{T_O/T_p} \sim 0.4–2.$$

Заметим, что тепловые скорости ионов кислорода $V_{TO} = \sqrt{eT_O/m_O}$ и протонов $V_{Tp} = \sqrt{eT_p/m_p}$ (где e – заряд протона, а температуры выражены в эВ) для температур из указанных выше диапазонов лежат примерно в пределах $V_{TO} \approx 25–75$ км/с и $V_{Tp} \approx 619–980$ км/с. Отсюда следует, что для ионов кислорода значения безразмерного параметра потока $\delta_O = V_{DO}/V_{TO}$ лежат в диапазоне $\delta_O \sim 3–10$, т.е. могут быть достаточно большими.

Из приведенных данных вытекает, что для геомагнитно активных условий на предварительной

фазе суббури вполне возможна ситуация, когда вблизи нейтрального слоя ближнего хвоста присутствуют встречные потоки ионов O^+ с температурой $T_O \sim 0.1–0.4$ кэВ и продольной гидродинамической скоростью $V_{DO} \sim 200–250$ км/с, а протоны либо имеют небольшое значение параметра потока $\delta_p = V_{Dp}/V_{Tp} < 1$, где V_{Dp} – продольная гидродинамическая скорость потоков протонов, либо являются фоном с $V_{Dp} = 0$ (т.е. их функция распределения в слое и его окрестности в пространстве скоростей имеет вид одного “облака” с нулевой продольной гидродинамической скоростью). Эта ситуация отличается от наиболее изученного сценария, когда ТС ближнего хвоста образуется встречными потоками протонов магнитосферного происхождения.

В связи с этим возникает следующий вопрос: может ли существовать ТТС, образованный потоками ионов кислорода с температурой $T_O \sim 0.1–0.4$ кэВ, когда потоки протонов либо отсутствуют, т.е. протоны являются фоном, либо потоки протонов слабы и переносят относительно малую часть тока через ТС? В более широкой формулировке ответ на этот вопрос должен показать, может ли поток ионов кислорода существенным образом повлиять на структуру ТТС или сформировать ТТС, т.е. важны ли популяции этих ионосферных ионов для структуры и динамики ТТС на предварительной фазе суббури?

Для получения ответа на этот вопрос нужно изучить три возможных случая, когда ТТС образован 1) потоками протонов с относительно небольшими продольными скоростями при малых значениях параметра потока $\delta_p = V_{Dp}/V_{Tp} < 1$; 2) только потоками ионов кислорода; 3) как потоками ионов кислорода, так и потоками протонов.

Отметим, что согласно современным представлениям на основе данных спутниковых измерений, в токовом слое ближнего хвоста магнитосферы Земли имеется популяция фоновых протонов, которые не переносят ток, а также популяция фоновых электронов. Этот токовый слой может быть образован либо встречными продольными потоками протонов магнитосферного происхождения, либо аналогичными потоками ионов кислорода из ионосферы, либо потоками обоих типов. Также в этом токовом слое помимо фоновой популяции электронов могут присутствовать их встречные потоки.

В аналитических и численных моделях ТТС удается формально учесть фоновую популяцию замагниченных электронов. Формальный учет встречных продольных потоков электронов ведет к сильному усложнению модели. Поэтому в существующих моделях встречные потоки электронов учитываются приближенно за счет введения

анизотропии давления электронов на краях ТС, т.е. формально электроны рассматриваются как замагниченный фон, вклад которого в параметры ТС можно описать аналитически.

Для исследования возможных конфигураций ТТС был разработан новый вариант численной модели стационарного пространственно одномерного ТТС с заданной нормальной компонентой магнитного поля. В модели ТТС образован встречными продольными (вдоль линий магнитного поля) потоками ионов одного или нескольких сортов, а электроны замагничены и имеют функцию распределения Максвелла–Больцмана, при этом их продольные встречные потоки формально отсутствуют.

По сравнению с начальной версией модели, описанной в [16], в новом варианте введены три существенных улучшения. Во-первых, могут рассматриваться несколько сортов ионов. Во-вторых, могут рассматриваться несимметричные постановки задачи, в которых допускается сдвиговая компонента магнитного поля. В-третьих, получено аналитическое выражение для плотности тока замагниченных электронов, которое позволяет найти относительный вклад электронов в полный ток через ТС. Из этого выражения следует, что в рамках пространственно одномерной модели для симметричного ТТС электроны дают вклад в полный ток через ТС только в том случае, если они имеют конечную анизотропию давления на краю ТС.

В результате моделирования получены стационарные конфигурации ТТС при типичном для ближнего хвоста значении тангенциальной компоненты магнитного поля вне слоя $B_{x0} = 20$ нТл и значении его нормальной компоненты $B_z = 2$ нТл для предостережительного набора значений продольной скорости падающих потоков, которые вполне укладываются в диапазон экспериментальных данных.

Из результатов моделирования можно сделать вывод, что ТТС в ближнем хвосте в возмущенных условиях может быть образован потоками ионов кислорода ионосферного происхождения с параметрами из указанных выше диапазонов, а протоны при этом либо являются фоном, либо их потоки относительно слабы и дают меньший вклад в полный ток.

Также отметим, что эта работа продолжает и уточняет работы [17, 18], в которых, при помощи приближенной аналитической модели были получены стационарные конфигурации ТТС с учетом потоков ионов кислорода для значений безразмерных параметров вне слоя $n_o/n_p = 0, 0.1, 0.25, 0.5, 1$ и $T_o/T_p = 0, 0.1, 0.25, 0.5, 1$. В этих работах было показано, что при наличии потоков ионов кислорода возможно значительное расши-

рение токового слоя, однако, ввиду отсутствия на тот момент известных теперь экспериментальных данных, не рассматривались важные варианты конфигураций ТТС с сильными потоками ионов кислорода, для которых протоны либо являются фоном, либо их потоки слабые.

2. АМБИПОЛЯРНОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ

Рассмотрим вопрос образования в ионосфере и в магнитосфере амбиполярного электрического поля за счет очень малого разделения заряда, которое направлено от Земли и вытягивает ионы кислорода из F-слоя высокоширотной ионосферы в магнитосферу, а затем ускоряет их.

Потенциальная часть крупномасштабного электрического поля в ионосфере и магнитосфере определяется из условия продольного силового равновесия электронов, которое имеет вид [19–22]

$$\left(\mathbf{V} \cdot \frac{d_e \mathbf{u}_e}{dt} \right) = 0, \quad \frac{d_e \mathbf{u}_e}{dt} = \frac{\partial \mathbf{u}_e}{\partial t} + (\mathbf{u}_e \cdot \nabla) \mathbf{u}_e,$$

где $\mathbf{V}(\mathbf{x}, t)$ – вектор индукции магнитного поля, $\mathbf{u}_e(\mathbf{x}, t)$ – гидродинамическая скорость электронов, а через $(\mathbf{U} \cdot \mathbf{V})$ здесь и далее обозначено скалярное произведение векторов \mathbf{U} и \mathbf{V} . Для оценочных рассуждений в верхней ионосфере и околоземной магнитосфере столкновениями электронов можно пренебречь (отметим, что так делают в численных моделях ионосферы [20–22]). Тогда условие продольного силового равновесия электронов принимает вид

$$-e n_e (\mathbf{V} \cdot \mathbf{E}) = (\mathbf{V} \cdot (\nabla \cdot \hat{\mathbf{P}}_e)), \quad (2.1)$$

где $\mathbf{E}(\mathbf{x}, t)$ – вектор напряженности электрического поля, $n_e(\mathbf{x}, t)$ – концентрация электронов, $\hat{\mathbf{P}}_e(\mathbf{x}, t)$ – их тензор давления, который с учетом замагниченности электронов имеет вид

$$\hat{\mathbf{P}}_e = p_{e\perp} \hat{\mathbf{I}} + (p_{e\parallel} - p_{e\perp}) \mathbf{b} \otimes \mathbf{b}. \quad (2.2)$$

Здесь $\hat{\mathbf{I}}$ – единичный тензор, $p_{e\parallel}(\mathbf{x}, t)$ и $p_{e\perp}(\mathbf{x}, t)$ – продольное и ортогональное давления электронов, $\mathbf{b}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{V}/B$ – единичный вектор вдоль магнитного поля, а через $\mathbf{b} \otimes \mathbf{b}$ обозначен диадный тензор, образованный этим вектором. Из (2.1) и (2.2) вытекает следующее выражение для продольного электрического поля:

$$(\mathbf{b} \cdot \mathbf{E}) = -\frac{1}{en_e} \left((\mathbf{b} \cdot \nabla p_{e\parallel}) - (p_{e\parallel} - p_{e\perp}) (\mathbf{b} \cdot \nabla \ln B) \right). \quad (2.3)$$

Для оценочных рассуждений можно считать электронное давление изотропным, поскольку его анизотропия относительно невелика. Тогда $\nabla \cdot \hat{\mathbf{P}}_e = \nabla p_e$, и последняя формула принимает вид

$$(\mathbf{b} \cdot \mathbf{E}) = -(\mathbf{b} \cdot \nabla p_e)/(en_e). \quad (2.4)$$

В возмущенных условиях в высокоширотной ионосфере из-за предшествующих ионизации и нагрева высыпавшимися энергичными частицами [23, 24], а также нагрева альфвеновскими волнами [25] существенно повышаются концентрации ионов и электронов, а также их температуры. В результате на предварительной фазе суббури в полярной ионосфере давление электронов $p_e = en_e T_e$ существенно выше, чем в спокойных условиях. Из экспериментальных данных известно, что давление электронов уменьшается по мере удаления от Земли за счет резкого понижения концентрации на порядки при одновременном более медленном росте их температуры. Поэтому градиент давления электронов ∇p_e направлен к Земле, а определяемое формулой (2.4) продольное электрическое поле в высокоширотной ионосфере направлено от Земли. Такое поле двигает ионы кислорода вдоль линий магнитного поля из F-слоя высокоширотной ионосферы и ускоряет их, а также двигает электроны из магнитосферы в ионосферу.

3. ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ СТАЦИОНАРНОГО ТТС

Будем обозначать векторы декартова базиса системы координат как \mathbf{e}_x , \mathbf{e}_y и \mathbf{e}_z , а также компоненты вектора координат: $\mathbf{x} = x\mathbf{e}_x + y\mathbf{e}_y + z\mathbf{e}_z \in \mathbb{R}^3$, и компоненты вектора скорости $\mathbf{v} = v_x\mathbf{e}_x + v_y\mathbf{e}_y + v_z\mathbf{e}_z \in \mathbb{R}^3$. В рассматриваемом ТТС ось Z направлена поперек слоя, магнитное поле имеет заданную постоянную нормальную компоненту $B_z \equiv \text{const}$ и самосогласованные компоненты $B_x(z)$ и $B_y(z)$, а электрическое поле имеет одну самосогласованную компоненту $E_z(z)$

$$\begin{aligned} \mathbf{B}(z) &= B_x(z)\mathbf{e}_x + B_y(z)\mathbf{e}_y + B_z\mathbf{e}_z, \\ \mathbf{E}(z) &= E_z(z)\mathbf{e}_z = -\frac{d\varphi(z)}{dz}\mathbf{e}_z, \end{aligned} \quad (3.1)$$

где через $\varphi(z)$ обозначен скалярный потенциал.

В модели за пределами области моделирования $\{|z| < L\}$ магнитное поле считается постоянным, а электрическое нулевым

$$\mathbf{B}|_{z \geq L} \equiv \mathbf{B}^{(+)}, \quad \mathbf{B}|_{z \leq -L} \equiv \mathbf{B}^{(-)}, \quad \mathbf{E}|_{|z| \geq L} \equiv 0. \quad (3.2)$$

Здесь и далее верхние индексы (+) и (-) обозначают значения функции на верхней и нижней

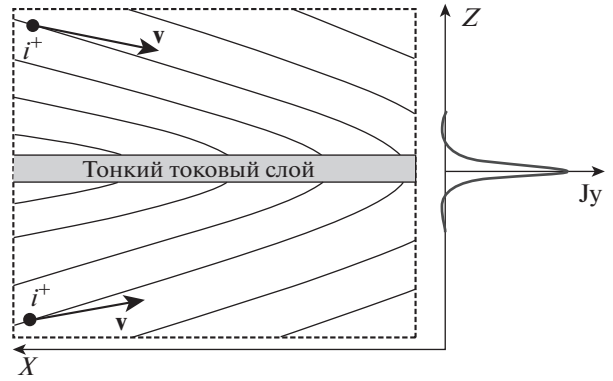


Рис. 1. Геометрия задачи.

границах ТТС соответственно. Если выбрать ось X вдоль вектора изменения магнитного поля при переходе через слой

$$\mathbf{e}_x = \Delta \mathbf{B} / \Delta B, \quad \Delta \mathbf{B} = \mathbf{B}^{(+)} - \mathbf{B}^{(-)}, \quad \Delta B = |\Delta \mathbf{B}|, \quad (3.3)$$

то компонента $B_y(z)$ будет сдвиговой (или шировой), т.е. $B_y(z)$ может изменяться внутри слоя, но не изменяется при переходе через слой, а компонента $B_x(z)$ будет тангенциальной:

$$B_y(-L) = B_y(L), \quad \Delta B = B_x(L) - B_x(-L). \quad (3.4)$$

Слой создается встречными потоками ионов вдоль силовых линий магнитного поля. Функция распределения $f_\alpha^{(\pm)}(z, \mathbf{v})$ каждого сорта ионов в падающих потоках плазмы на границе области расчетов является распределением Максвелла с гидродинамической скоростью $\mathbf{U}_\alpha^{(\pm)} = -\frac{z\mathbf{B}^{(\pm)}}{|z|\mathbf{B}^{(\pm)}} V_{D\alpha}^{(\pm)}$, которая направлена вдоль силовых линий магнитного поля в сторону слоя и имеет величину $V_{D\alpha}^{(\pm)}$ (свою для каждого сорта ионов)

$$\begin{aligned} f_\alpha^{(\pm)}(\mathbf{v}) &= \frac{n_\alpha^{(\pm)}}{(V_{T\alpha}^{(\pm)}\sqrt{2\pi})^3} \exp\left(-\frac{1}{2(V_{T\alpha}^{(\pm)})^2}|\mathbf{v} - \mathbf{U}_\alpha^{(\pm)}|^2\right), \\ \frac{z}{|z|}(\mathbf{B}^{(\pm)} \cdot \mathbf{v}) &< 0, \end{aligned} \quad (3.5)$$

где $n_\alpha^{(\pm)}$ – концентрация, $V_{T\alpha}^{(\pm)} = \sqrt{eT_\alpha^{(\pm)}/m_\alpha}$ – тепловая скорость, а $T_\alpha^{(\pm)}$ – температура (в эВ) в этих потоках. Геометрия задачи схематически показана на рис. 1.

В модели ионные компоненты описываются стационарными уравнениями Власова, которые

решаются численно при помощи метода, изложенного в [16]. Замагниченные электроны описываются стационарным уравнением Власова в дрейфовом приближении (см. [16, 19, 26–30]), а их плотность тока согласно дрейфовой теории дается формулой

$$\mathbf{j}_e(z) = j_{e\parallel}(z)\mathbf{b}(z) - en_e\mathbf{v}_E + (p_{e\parallel} - p_{e\perp})\frac{[\mathbf{b} \times (\mathbf{b} \cdot \nabla)\mathbf{b}]}{B} + \frac{[\mathbf{b} \times \nabla p_{e\perp}]}{B}. \quad (3.6)$$

Электрическое поле определяется из условия продольного силового равновесия электронов (2.3), которое в рассматриваемом пространственно одномерном случае принимает вид

$$E_z = \frac{1}{en_e} \left(-\frac{dp_{e\parallel}}{dz} + \frac{(p_{e\parallel} - p_{e\perp})dB}{B dz} \right). \quad (3.7)$$

В квазинейтральной плазме с замагниченными электронами продольный ток электронов определяется из условия

$$\nabla \cdot \mathbf{j} = 0.$$

В рассматриваемой задаче с полями вида (3.1) это условие равносильно отсутствию z -компоненты у плотности полного тока $j_z(z) \equiv 0$. Плотность полного тока определяется формулой

$$\begin{aligned} \mathbf{j}(z) &= \mathbf{j}_i(z) + \mathbf{j}_e(z) \\ &= \mathbf{j}_i(z) + \mathbf{j}_{e\perp}(z) + j_{e\parallel}(z)\mathbf{b}(z), \end{aligned} \quad (3.8)$$

где плотность тока ионов $\mathbf{j}_i(z)$ рассчитывается численно. Подстановка равенства $j_z(z) \equiv 0$ в z -компоненту уравнения (3.8) дает выражение продольной компоненты плотности тока электронов через остальные слагаемые

$$\begin{aligned} j_{e\parallel}(z) &= -\frac{(j_{iz}(z) + j_{e\perp z}(z))}{(\mathbf{b}(z) \cdot \mathbf{e}_z)} = \\ &= -\frac{B(z)}{B_z} (j_{iz}(z) + j_{e\perp z}(z)), \end{aligned} \quad (3.9)$$

что приводит к следующим формулам для плотности тока электронов и плотности полного тока

$$\begin{aligned} \mathbf{j}_e(z) &= \mathbf{j}_{e\perp}(z) - (j_{iz}(z) + j_{e\perp z}(z))\frac{\mathbf{B}(z)}{B_z}, \\ \mathbf{j}(z) &= \mathbf{j}_i(z) + \mathbf{j}_{e\perp}(z) - (j_{iz}(z) + j_{e\perp z}(z))\frac{\mathbf{B}(z)}{B_z}. \end{aligned} \quad (3.10)$$

В результате в модели уравнение Ампера $\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}$ сводится к следующей системе из двух обыкновенных дифференциальных уравнений 1-го порядка относительно самосогласованных компонент магнитного поля

$$\frac{dB_x(z)}{dz} = \mu_0 j_y(z), \quad \frac{dB_y(z)}{dz} = -\mu_0 j_x(z), \quad (3.11)$$

причем правая часть может зависеть от $B_x(z)$ и $B_y(z)$, а также от их производных.

Подстановка выражения для электрического поля по формуле (3.7) во второе слагаемое $en_e\mathbf{v}_E$ в формуле (3.6) и учет вида полей (3.1) позволяет получить для плотности тока электронов выражение в форме

$$\mathbf{j}_e(z) = -j_{iz} \frac{\mathbf{B}}{B_z} - \frac{d}{dz} \left(\frac{(p_{e\parallel} - p_{e\perp})}{B^2} [\mathbf{B} \times \mathbf{e}_z] \right). \quad (3.12)$$

Отсюда следует, что в случае изотропного давления электронов $p_{e\parallel} = p_{e\perp} = p_e$ они могут давать только нейтрализующий продольный ток

$$\begin{aligned} \mathbf{j}_e(z) &= -j_{iz}(z) \frac{\mathbf{B}(z)}{B_z}, \\ \mathbf{j}(z) &= \mathbf{j}_i(z) - j_{iz}(z) \frac{\mathbf{B}(z)}{B_z}. \end{aligned} \quad (3.13)$$

Отметим, что из уравнения (3.12) вытекают следующие формулы для компонент полного тока электронов через ТС

$$\begin{aligned} J_{ex} &= \int_{-L}^L j_{ex}(z) dz = -\int_{-L}^L j_{iz}(z) \frac{B_x(z)}{B_z} dz - \\ &- \left(\frac{(p_{e\parallel} - p_{e\perp})}{B^2} B_y \right) (L) + \left(\frac{(p_{e\parallel} - p_{e\perp})}{B^2} B_y \right) (-L), \\ J_{ey} &= \int_{-L}^L j_{ey}(z) dz = -\int_{-L}^L j_{iz}(z) \frac{B_y(z)}{B_z} dz + \\ &+ \left(\frac{(p_{e\parallel} - p_{e\perp})}{B^2} B_x \right) (L) - \left(\frac{(p_{e\parallel} - p_{e\perp})}{B^2} B_x \right) (-L). \end{aligned}$$

В случае симметричных конфигураций выполнены условия

$$\begin{aligned} B_x(-z) &= -B_x(z), \quad B(-z) = B(z), \\ p_{e\parallel}(-L) &= p_{e\parallel}(L), \quad p_{e\perp}(-L) = p_{e\perp}(L), \\ j_{iz}(z) &\equiv 0. \end{aligned}$$

Из этих условий и последних двух формул получаются равенства

$$J_{ex} = 0, \quad J_{ey} = 2 \left(\frac{(p_{e\parallel} - p_{e\perp})}{B^2} B_x \right) (L). \quad (3.14)$$

Из последнего соотношения и первого уравнения в (3.11) с учетом равенства $\Delta B = 2B_x(L)$ вытекают равенства

$$\frac{\Delta B_e}{\Delta B} = \frac{\mu_0 J_{ey}}{2B_x(L)} = \frac{\mu_0}{B^2(L)} (p_{e\parallel}(L) - p_{e\perp}(L)), \quad (3.15)$$

которые означают, что относительный вклад электронов в полный ток равен отношению полуразности их давлений $(p_{e\parallel}(L) - p_{e\perp}(L))/2$ к магнитному давлению $B^2(L)/(2\mu_0)$ на краю ТС. Подстановка в эту формулу наблюдаемых характерных значений показывает, что в рамках модели с размерностью 1D3V в симметричном случае электроны с анизотропным давлением могут давать только малый относительный вклад в полный ток и в изменение магнитного поля при переходе через ТС

$$\frac{\Delta B_e}{\Delta B} \sim 0.0003-0.03. \quad (3.16)$$

При этом электроны с анизотропным давлением могут существенно изменять профиль плотности тока внутри ТС, как это будет показано ниже в разд. 7.

Для описывающего электроны уравнения Власова в дрейфовом приближении характеристической системой является система уравнений движения ведущего центра (см. [13, 16, 23–27]). Для этой системы уравнений, согласно дрейфовой теории, магнитный момент $\mu(z, v_{\parallel}, v_{\perp})$ и полная энергия (гамильтониан) $H(z, v_{\parallel}, v_{\perp})$, определяемые формулами

$$\mu(z, v_{\perp}^2) = \frac{v_{\perp}^2}{2B(z)}, \quad (3.17)$$

$$H(z, v_{\parallel}^2, v_{\perp}^2) = \frac{m_e}{2}(v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2) - e\Phi(z),$$

являются приближенными независимыми интегралами. Если у магнитного поля вида (3.1) отсутствует сдвиговая компонента: $B_y(z) \equiv 0$, то функции $\mu(z, v_{\perp})$ и $H(z, v_{\parallel}, v_{\perp})$ являются точными интегралами, а общее решение стационарного уравнения Власова в дрейфовом приближении для электронов имеет вид произвольной функции от этих двух интегралов

$$F_e(z, v_{\parallel}, v_{\perp}) = \Phi(\mu(z, v_{\perp}^2), H(z, v_{\parallel}^2, v_{\perp}^2)), \quad (3.18)$$

где $\Phi(\mu, H)$ – достаточно гладкая функция двух переменных. Если сдвиговая компонента магнитного поля отлична от нуля: $B_y(z) \neq 0$, то функция вида (3.18) будет приближенным решением. Наиболее простым вариантом является частный случай, когда электроны в токовом слое и вне его имеют распределение Максвелла–Больцмана в стационарном магнитном и электрическом по-

лях, т.е. функцию распределения из ведущих центров можно представить в виде

$$F_e(z, v_{\parallel}, v_{\perp}) = \frac{(1 + \gamma_0)n_0}{(V_{Te0}\sqrt{2\pi})^3} \exp\left(\frac{\Phi(z)}{T_{e0}}\right) \times \exp\left(-\frac{v_{\parallel}^2}{2V_{Te0}^2}\right) \exp\left(-\frac{v_{\perp}^2}{2V_{Te0}^2}\left(1 + \frac{\gamma_0 B_0}{B(z)}\right)\right), \quad (3.19)$$

где постоянные $B_0 = B(z_0)$, $n_0 = n(z_0)$, $\gamma_0 = \gamma(z_0) = (p_{e\parallel}(z_0) - p_{e\perp}(z_0))/p_{e\perp}(z_0)$, являются значениями соответствующих функций в некоторой точке слоя z_0 . То есть γ_0 – безразмерный параметр анизотропии ($\gamma_0 = 0$ в изотропном случае), T_{e0} – электронная температура в этой точке в ЭВ, а $V_{Te0} = \sqrt{eT_{e0}/m_e}$ – соответствующая тепловая скорость электронов. Функция распределения (3.19) дает следующие формулы, которые связывают концентрацию электронов $n_e(z) = n_i(z) = n(z)$ со скалярным потенциалом и магнитным полем

$$n(z) = \frac{(1 + \gamma_0)n_0 B(z)}{(B(z) + \gamma_0 B_0)} \exp\left(\frac{\Phi(z)}{T_{e0}}\right), \quad (3.20)$$

$$\Phi(z) = T_{e\parallel} \ln\left(\frac{(B(z) + \gamma_0 B_0)n(z)}{(1 + \gamma_0)B(z)n_0}\right),$$

а также дает формулу для продольного давления

$$p_{e\parallel}(z) = en(z)T_{e0}. \quad (3.21)$$

Из первого выражения следует постоянство продольной электронной температуры в слое

$$T_{e\parallel}(z) = \frac{p_{e\parallel}(z)}{en_e(z)} = \frac{en(z)T_{e0}}{en(z)} = T_{e0} \equiv \text{const.} \quad (3.22)$$

Поэтому далее продольную температуру считаем постоянной $T_{e\parallel} = T_{e0} \equiv \text{const.}$

Также функция распределения (3.19) дает следующую формулу для поперечного давления

$$p_{e\perp}(z) = eT_{e\parallel}n_0 \exp\left(\frac{\Phi(z)}{T_{e\parallel}}\right) \left(\frac{B(z)}{(B(z) + \gamma_0 B_0)}\right)^2 = \frac{en(z)T_{e\parallel}B(z)}{(B(z) + \gamma_0 B_0)} = \frac{p_{e\parallel}(z)B(z)}{(B(z) + \gamma_0 B_0)}. \quad (3.23)$$

Из этой формулы вытекает, что поперечная электронная температура в слое изменяется вместе с модулем магнитного поля и определяется выражением

$$T_{e\perp}(z) = \frac{p_{e\perp}(z)}{en(z)} = \frac{T_{e\parallel}B(z)}{(B(z) + \gamma_0 B_0)}. \quad (3.24)$$

Для разности давлений электронов получается формула

$$p_{e\parallel}(z) - p_{e\perp}(z) = \frac{\gamma_0 B_0 p_{e\parallel}(z)}{(B(z) + \gamma_0 B_0)} = \frac{e T_{e\parallel} \gamma_0 B_0 n(z)}{(B(z) + \gamma_0 B_0)}. \quad (3.25)$$

Подстановка этого выражения в (3.12) и последующая подстановка результата в (3.8) приводят к следующим выражениям для компонент плотности тока:

$$j_x(z) = j_{ix}(z) - j_{iz}(z) \frac{B_x(z)}{B_z} - e T_{e\parallel} \gamma_0 B_0 \frac{d}{dz} \left(\frac{B_y(z) n(z)}{(B(z) + \gamma_0 B_0) B^2(z)} \right), \quad (3.26)$$

$$j_y(z) = j_{iy}(z) - j_{iz}(z) \frac{B_y(z)}{B_z} + e T_{e\parallel} \gamma_0 B_0 \frac{d}{dz} \left(\frac{B_x(z) n(z)}{(B(z) + \gamma_0 B_0) B^2(z)} \right). \quad (3.27)$$

Отметим, что из формулы (3.23) следует, что если давление электронов изотропно вне токового слоя ($\gamma_0 = 0$), то оно будет также изотропно и внутри слоя, температура электронов будет постоянной: $T_e \equiv \text{const}$, а плотность тока электронов и плотность полного тока будут определяться формулами (3.13). При этом формулы (3.19)–(3.25) примут следующий вид:

$$F_e(z, v_{\parallel}, v_{\perp}) = \frac{n_0}{(V_{Te} \sqrt{2\pi})^3} \exp\left(\frac{\varphi(z)}{T_e}\right) \exp\left(-\frac{v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2}{2V_{Te}^2}\right), \quad (3.28)$$

$$\varphi(z) = T_e \ln\left(\frac{n(z)}{n_0}\right), \quad p_e(z) = en(z)T_e. \quad (3.29)$$

В работе будут рассматриваться симметричные плоские конфигурации ТТС, в которых магнитное поле имеет две компоненты: самосогласованную $B_x(z)$ и заданную постоянную компоненту B_z

$$\mathbf{B}(z) = B_x(z) \mathbf{e}_x + B_z \mathbf{e}_z, \quad \mathbf{j}(z) = j_y(z) \mathbf{e}_y, \quad B_y(z) \equiv 0 \quad (3.30)$$

и учитывается условие симметрии слоя

$$B_x(-z) \equiv -B_x(z), \quad E_z(-z) \equiv -E_z(z), \quad f_{\alpha}(-z, v_x, v_y, -v_z) \equiv f_{\alpha}(z, v_x, v_y, v_z), \quad (3.31)$$

$\alpha = p, O, e.$

В результате численного решения стационарного уравнения Власова для ионных компонент в узлах пространственной сетки рассчитываются

их функции распределения $f_{\alpha}(z, v_x, v_y, v_z)$ на ориентированной по магнитному полю прямоугольной равномерной сетке в пространстве скоростей. По функции распределения для каждого сорта ионов рассчитывается концентрация $n_{\alpha}(z)$ и плотность их тока, которая имеет только y -компоненту: $\mathbf{j}_{\alpha}(z) = j_{\alpha y}(z) \mathbf{e}_y$. По ним рассчитываются суммарные концентрация ионов и плотность их тока:

$$n_i(z) = \sum_{\alpha} n_{\alpha}(z), \quad j_{iy}(z) = \sum_{\alpha} j_{\alpha y}(z).$$

Концентрация электронов считалась равной концентрации ионов: $n_e(z) \equiv n_i(z) = n(z)$, и в качестве масштаба концентрации n_0 выбиралось ее значение вне слоя. В случае изотропных электронов плотность их тока равна нулю и, согласно уравнениям (3.10) и (3.11), самосогласованная компонента магнитного поля $B_x(z)$ рассчитывалась в результате численного решения задачи Коши для уравнения

$$\frac{dB_x(z)}{dz} = \mu_0 j_{iy}(z), \quad (3.32)$$

а потенциал электрического поля рассчитывался по первой формуле в (3.29). В случае анизотропных электронов их ток определяется уравнением

$$j_{ey}(z) = e T_{e\parallel} \gamma_0 B_0 \frac{d}{dz} \left(\frac{B_x(z) n(z)}{(B(z) + \gamma_0 B_0) B^2(z)} \right), \quad (3.33)$$

и из (3.10)–(3.12) вытекает нелинейное уравнение

$$\frac{dB_x(z)}{dz} = \mu_0 \times \left(j_{iy}(z) + e T_{e\parallel} \gamma_0 B_0 \frac{d}{dz} \left(\frac{B_x(z) n(z)}{(B(z) + \gamma_0 B_0) B^2(z)} \right) \right), \quad (3.34)$$

для которого задача Коши решалась численно с помощью итерационного процесса, а потенциал электрического поля рассчитывался по второй формуле в (3.20).

Во всех расчетах использовались значения нормальной компоненты магнитного поля $B_z = 2$ нТл и его тангенциальной компоненты вне слоя $B_{x0} = 20$ нТл, температура электронов была $T_e = 0.5$ кэВ, полуширина области моделирования составляла $L = R_E = 6400$ км, шаг пространственной сетки был $\Delta z = R_E/640 = 10$ км, шаг сетки в пространстве скоростей для каждого сорта ионов ($\alpha = p, O^+$) был $1/16$ от их тепловой скорости в потоках $\Delta v_{\alpha} = V_{T\alpha}/16$.

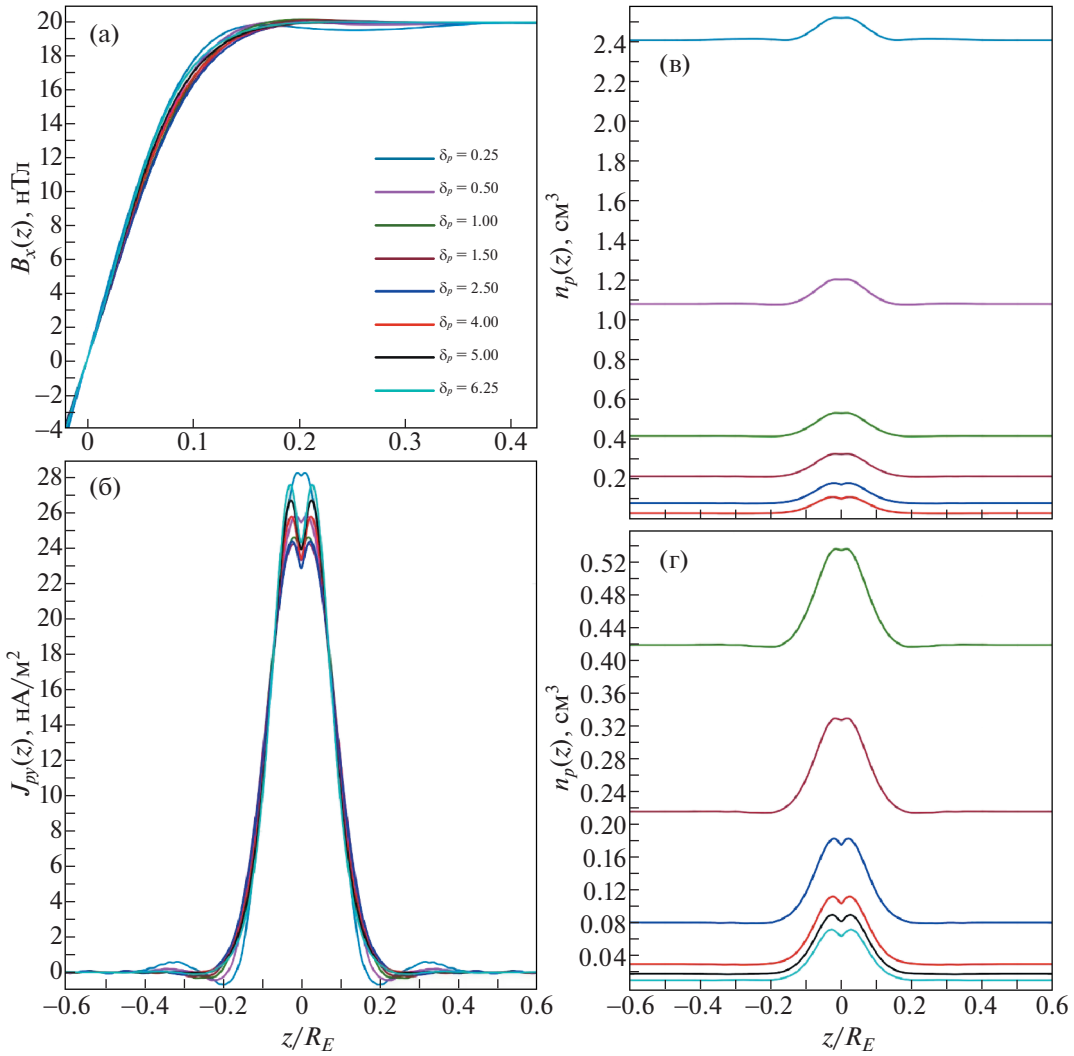


Рис. 2. Профили ТТС, образованных потоками протонов с $T_p = 4$ кэВ для 8 значений параметра $\delta_p = V_{Dp}/V_{Tp}$: компонента магнитного поля $B_x(z)$ в нТл (ввиду симметрии $B_x(-z) \equiv -B_x(z)$ показана правая часть при $z/R_E \geq -0.2$) (а); компонента плотности тока протонов $j_{py}(z)$ в нА/м² (б); профили концентрации $n_p(z)$ в см⁻³ (в) и (г).

4. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ТТС НА ОДНИХ ПРОТОНАХ

Рассмотрим симметричные конфигурации ТТС с изотропным давлением электронов, которые образованы потоками протонов, с целью проиллюстрировать зависимость конфигураций от параметра потока $\delta_p = V_{Dp}/V_{Tp}$ и его температуры.

Рисунок 2 демонстрирует зависимость профилей самосогласованной компоненты $B_x(z)$ магнитного поля, компоненты плотности тока протонов $j_{py}(z)$ и концентрации $n_p(z)$ от параметра потока δ_p при температуре потока $T_p = 4$ кэВ. Рассмотрены 8 значений $\delta_p = 0.25, 0.5, 1, 1.5, 2.5,$

4, 5, 6.25. Графики для $\delta_p = 0.25$ показаны темно-голубыми линиями, для $\delta_p = 0.5$ – фиолетовыми линиями, для $\delta_p = 1$ – зелеными линиями, для $\delta_p = 1.5$ – коричневыми линиями, для $\delta_p = 2.5$ – синими линиями, для $\delta_p = 4$ – красными линиями, для $\delta_p = 5$ – черными линиями, для $\delta_p = 6.25$ – светло-голубыми линиями.

Из рис. 2 видно, что профили тангенциальной компоненты магнитного поля $B_x(z)$ и компоненты плотности тока протонов $j_{py}(z)$ относительно слабо зависят от параметра δ_p . Для фиксированного изменения тангенциальной компоненты магнитного поля при переходе через ТС $\Delta B_x = B_x(L) - B_x(-L) = 2B_{x0}$ с ростом δ_p профили

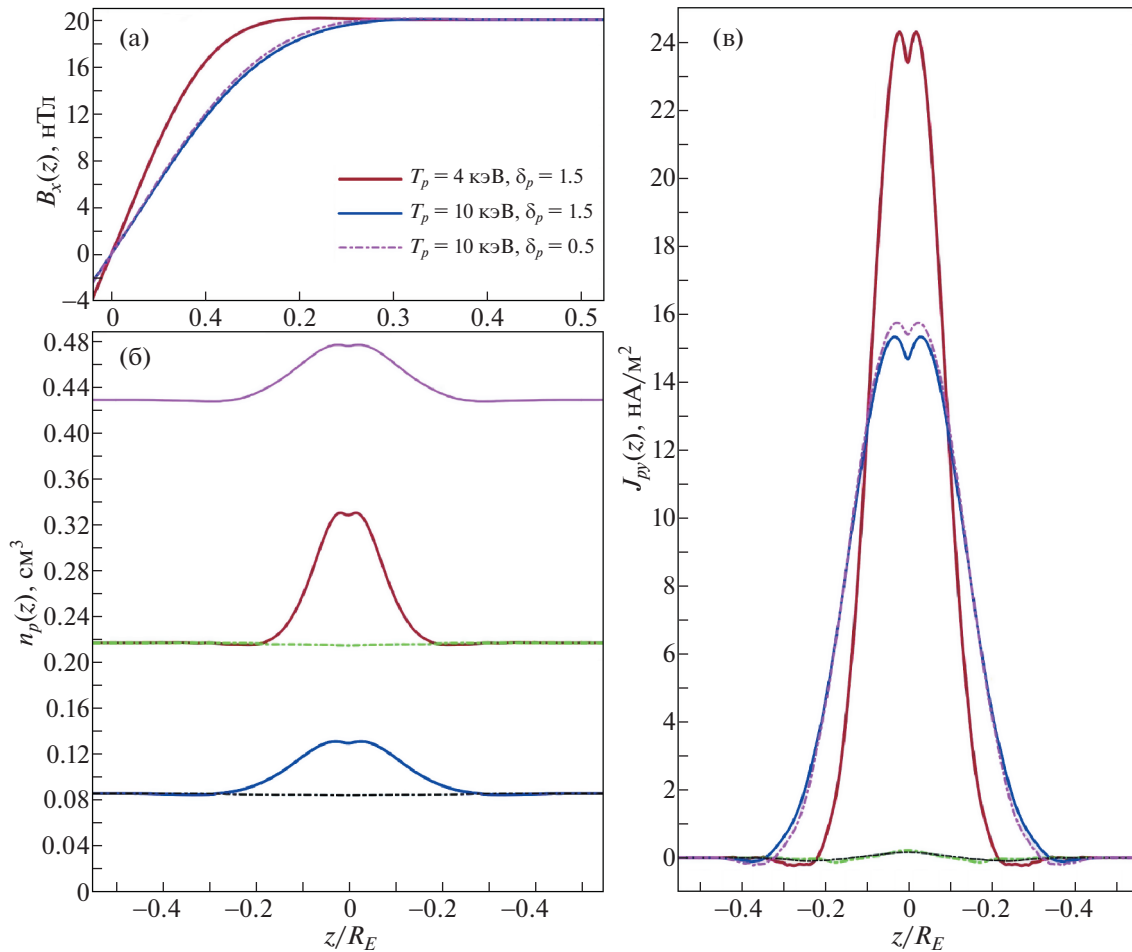


Рис. 3. Профили ТТС, образованных потоками протонов при $\delta_p = 1.5$ для двух значений температуры потоков: $T_p = 4$ кэВ – коричневые линии и $T_p = 10$ кэВ – синие линии: компонента магнитного поля $B_x(z)$ в нТл (а); концентрация $n_p(z)$ в см^{-3} (б); компонента плотности тока протонов $j_{pv}(z)$ в $\text{нА}/\text{м}^2$ (в). Зеленые линии показывают концентрацию и плотность тока фоновых протонов для первой конфигурации, а черные линии – для второй.

концентрации уменьшаются в разы чуть медленнее чем $1/\delta_p^2$. То есть встречные потоки с большой продольной скоростью и малой концентрацией могут образовать ТТС. В спутниковых измерениях ТТС ближнего хвоста наблюдаются значения концентрации обычно не превышающие 1 см^{-3} . Следовательно варианты с малыми значениями параметра $\delta_p = 0.25, 0.5$ – темно-голубая и фиолетовая линии на рис. 2в, для которых это значение превышено, не реализуются на практике, а варианты с $\delta_p \geq 1$ представляются вполне возможными.

Отметим, что профили плотности тока и концентрации в центре слоя имеют характерную “раздвоенность” (называемую также бифуркацией или расщеплением), которая усиливается с ростом δ_p . Как показано в [6, 31, 32], бифуркация обусловлена динамикой квазизахваченных про-

тонов в центральной части слоя. Раздвоенность усиливается с ростом доли таких протонов. Отражение этого тонкого эффекта в результатах численного моделирования демонстрирует высокое качество численной модели.

Отметим также, что отношение максимального значения концентрации к ее значению на краю слоя $n_{\text{max}}/n(L)$ немного меньше параметра δ_p , т.е. $n_{\text{max}}/n(L) \approx \delta_p$. Эта информация может быть полезна для анализа данных, полученных на космических аппаратах.

Для демонстрации роли температуры потоков T_p на рис. 3 показаны профили конфигураций ТТС для двух значений температуры падающих потоков $T_p = 4$ кэВ (коричневые линии; на рис. 2 она показана таким же цветом) и $T_p = 10$ кэВ (синие линии) при одинаковом значении параметра

потока $\delta_p = 1.5$. Из рисунка видно, что с ростом температуры ТС становится толще, при этом максимальное значение плотности тока в центре слоя, а также значения концентрации уменьшаются.

Также на рис. 3 фиолетовыми линиями показана конфигурация ТТС при $T_p = 10$ кэВ и $\delta_p = 0.5$. Конфигурация с таким же значением $\delta_p = 0.5$ при температуре потока $T_p = 4$ кэВ показана на рис. 2 также фиолетовыми линиями. Сопоставление соответствующих профилей концентрации показывает, что для профилей с одинаковым значением δ_p отношения значений концентрации на краях ТС примерно равно обратному отношению температур потоков

$$T_{p1}n_p(L)|_{T_{p1}} \approx T_{p2}n_p(L)|_{T_{p2}}. \quad (4.1)$$

Для выяснения влияния фоновой популяции протонов были проведены следующие расчеты. Для двух вариантов потоков, показанных на рис. 3, были получены равновесные конфигурации, в которых, помимо встречных потоков, имеется фоновая популяция протонов с температурой $T_p = 4$ кэВ, для которой в формуле (3.5) скорость потока $V_{Dp} = 0$, а концентрация на краях ТС совпадает с концентрацией поддерживающей ток популяции частиц. Вклад фоновой популяции для первого варианта с температурой потоков $T_p = 4$ кэВ показан зелеными линиями, а для второго варианта с температурой потоков $T_p = 10$ кэВ – черными линиями. Суммарные значения плотности тока и определяемое им магнитное поле изменились очень мало, поэтому мы их не приводим.

Моделирование показало, что профиль концентрации фоновой популяции близок к постоянному. В центре слоя в области повышения концентрации “токонесущей” популяции концентрация фона имеет едва заметное понижение, а также появляется плотность тока фона, которая более чем в 100 раз меньше плотности тока “токонесущей” популяции. При этом полный ток через слой от фоновой популяции равен нулю, т.е. она дает нулевой вклад в перепад магнитного поля через ТС. Согласно первой формуле в (3.29) появление фоновой популяции уменьшает скалярный потенциал и электрическое поле, поскольку отношение $n(z)/n(L)$ (на краях ТС оно равно 1) в центре слоя уменьшается. Но это изменение практически не влияет на движение горячих протонов “токонесущей” популяции.

Таким образом, получается вполне ожидаемый вывод, что влияние фоновой популяции на плотность тока и магнитное поле в ТТС очень мало, и им можно пренебречь.

Рисунки 4 и 5 демонстрируют зависимость функции распределения в центре ТС от продольной скорости потока, которую удобно представить как зависимость от параметра δ_p . В модели в каждом узле пространственной сетки для расчета функция распределения протонов в пространстве скоростей используется связанная с магнитным полем декартова система координат, в которой базисные векторы и компоненты скорости определяются формулами

$$\begin{aligned} \mathbf{h}_3(z) &= \mathbf{b}(z), \quad \mathbf{h}_1(z) = \frac{B_z \mathbf{e}_x - B_x(z) \mathbf{e}_z}{B(z)}, \\ \mathbf{h}_2(z) &= [\mathbf{b}(z) \times \mathbf{h}_1(z)] \equiv \mathbf{e}_y, \\ v_k(z) &= (\mathbf{v} \cdot \mathbf{h}_k(z)), \quad k = 1, 2, 3. \end{aligned} \quad (4.2)$$

То есть компонента $v_3(z) = v_{\parallel}(z)$ является продольной скоростью вдоль магнитного поля, а компоненты $v_1(z)$ и $v_2(z)$ ортогональны магнитному полю. При этом в рассматриваемом случае магнитного поля вида (4.1) $v_2(z) = v_y$. В центре ТС при $z = 0$ верны равенства $v_1(0) = v_x$ и $v_3(0) = v_z$.

Для отображения функции распределения $f_{\alpha}(z, v_1, v_2, v_3)$ каждого сорта ионов $\alpha = p, O^+$ удобно показывать графики следующих безразмерных функций от безразмерных скоростей, которые получаются в результате ее интегрирования по одной из компонент скорости в связанной с магнитным полем системе координат

$$F_{\alpha 1,2} \left(z, \frac{v_1}{V_{T\alpha}}, \frac{v_2}{V_{T\alpha}} \right) = \frac{V_{T\alpha}^2}{\tilde{n}_{\alpha 0}} \int_{-\infty}^{+\infty} f_{\alpha}(z, v_1, v_2, v_3) dv_3, \quad (4.3)$$

$$F_{\alpha 1,3} \left(z, \frac{v_1}{V_{T\alpha}}, \frac{v_3}{V_{T\alpha}} \right) = \frac{V_{T\alpha}^2}{\tilde{n}_{\alpha 0}} \int_{-\infty}^{+\infty} f_{\alpha}(z, v_1, v_2, v_3) dv_2, \quad (4.4)$$

$$F_{\alpha 2,3} \left(z, \frac{v_2}{V_{T\alpha}}, \frac{v_3}{V_{T\alpha}} \right) = \frac{V_{T\alpha}^2}{\tilde{n}_{\alpha 0}} \int_{-\infty}^{+\infty} f_{\alpha}(z, v_1, v_2, v_3) dv_1, \quad (4.5)$$

где $\tilde{n}_{\alpha 0}$ – размерный масштаб концентрации.

На рис. 4 изображены графики этих функций для протонов в точке $z = 0$ в центре ТС для трех значений параметра $\delta_p = 0.25, 0.5, 1$. Графики функции $F_{p1,2}(z = 0, v_1/V_{Tp}, v_2/V_{Tp})$ показаны в левом столбце: для $\delta_p = 0.25$ на рис. 4а, для $\delta_p = 0.5$ на рис. 4г и для $\delta_p = 1$ на рис. 4ж. Графики функции $F_{p1,3}(z = 0, v_1/V_{Tp}, v_3/V_{Tp})$ показаны в центральном столбце: для $\delta_p = 0.25$ на рис. 4б, для $\delta_p = 0.5$ на рис. 4д и для $\delta_p = 1$ на рис. 4з). Графики функции $F_{p2,3}(z = 0, v_2/V_{Tp}, v_3/V_{Tp})$ показаны в

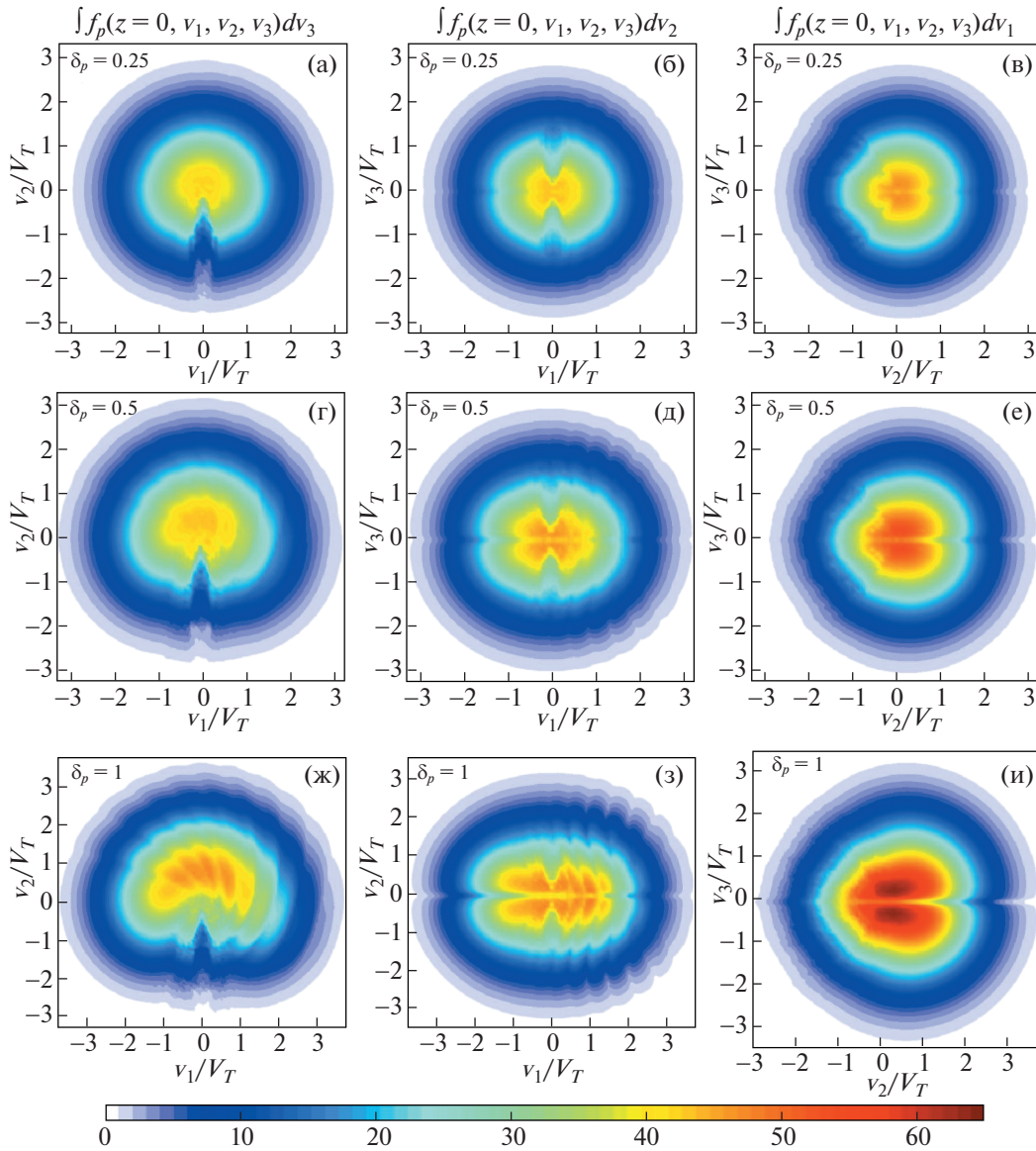


Рис. 4. Графики безразмерных функций (4.3)–(4.5) для протонов в точке $z = 0$ в центре ТС для трех значений параметра $\delta_p = 0.25, 0.5, 1$. Графики функции $F_{p1,2}(z = 0, v_1/V_{Tp}, v_2/V_{Tp})$ показаны на а, г и ж соответственно. Графики функции $F_{p1,3}(z = 0, v_1/V_{Tp}, v_3/V_{Tp})$ показаны на б, д, з. Графики функции $F_{p2,3}(z = 0, v_2/V_{Tp}, v_3/V_{Tp})$ показаны на в, е, и.

правом столбце: для $\delta_p = 0.25$ на рис. 4в, для $\delta_p = 0.5$ на рис. 4е и для $\delta_p = 1$ на рис. 4и.

На рис. 5 изображены аналогичные графики для трех других значений параметра $\delta_p = 1.5, 2.5, 5$. Графики функции $F_{p1,2}(z = 0, v_1/V_{Tp}, v_2/V_{Tp})$ показаны в левом столбце: для $\delta_p = 1.5$ на рис. 5а, для $\delta_p = 2.5$ на рис. 5г и для $\delta_p = 5$ на рис. 5ж. Графики функции $F_{p1,3}(z = 0, v_1/V_{Tp}, v_3/V_{Tp})$ показаны в центральном столбце: для $\delta_p = 1.5$ на рис. 5б, для $\delta_p = 2.5$ на рис. 5д и для $\delta_p = 5$ на рис. 5з. Гра-

фики функции $F_{p2,3}(z = 0, v_2/V_{Tp}, v_3/V_{Tp})$ показаны в правом столбце: для $\delta_p = 1.5$ на рис. 5в, для $\delta_p = 2.5$ на рис. 5е и для $\delta_p = 5$ на рис. 5и.

Эти рисунки отображают функцию распределения двух встречных потоков в центре ТС, которые с ростом параметра δ_p (т.е. с ростом продольной гидродинамической скорости потоков V_{Dp}) все сильнее разделяются. Рисунки 4а, г, ж, 5а, г, ж в левом столбце на рис. 4 и 5 демонстрируют, что график функции распределения от ортогональных компонент скорости $F_{p1,2}(z = 0, v_1/V_{Tp}, v_2/V_{Tp})$

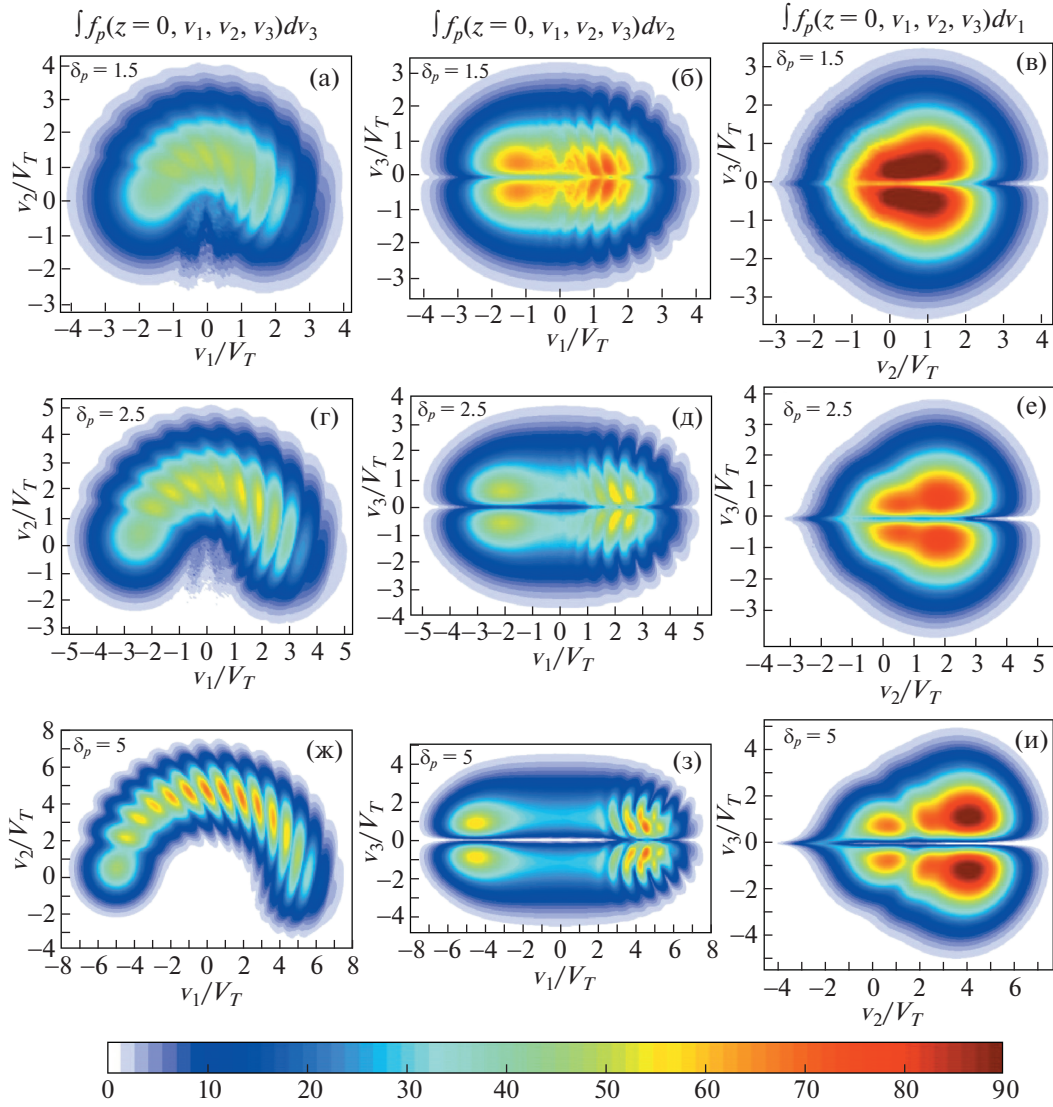


Рис. 5. Такие же графики, как на рис. 4 для $\delta_p = 1.5, 2.5, 5$.

сначала приобретает “грибовидную” форму ($\delta_p = 1, 1.5$), а затем переходит в известную форму подковы, при этом радиус “центральной дуги” подковы примерно равен параметру δ_p .

Рисунки 4б, д, з и 5б, д, з в центральном столбце и рис. 4б, д, и, 5б, е, и в правом столбце для функций распределения $F_{p1,3}(z=0, v_1/V_{Tp}, v_3/V_{Tp})$ и $F_{p2,3}(z=0, v_2/V_{Tp}, v_3/V_{Tp})$ демонстрируют уменьшение области перекрытия встречных потоков в пространстве скоростей с ростом параметра δ_p .

На рис. 6 для варианта с $\delta_p = 5$ приведены графики функций распределения (4.3)–(4.5) для протонов в двух точках: в точке $z = R_E/32$ вблизи центра ТС и в точке $z = R_E$ на краю области моделирования. График $F_{p1,2}(z, v_1/V_{Tp}, v_2/V_{Tp})$ в точке

$z = R_E/32$ показан на рис. 6а и в точке $z = R_E$ на рис. 6г, график $F_{p1,3}(z, v_1/V_{Tp}, v_3/V_{Tp})$ в точке $z = R_E/32$ показан на рис. 6б, и в точке $z = R_E$ на рис. 6д, график $F_{p2,3}(z, v_2/V_{Tp}, v_3/V_{Tp})$ в точке $z = R_E/32$ на рис. 6в и в точке $z = R_E$ на рис. 6е.

На рис. 7 для восьми значений параметра $\delta_p = 0.25, 0.5, 1, 1.5, 2.5, 4, 5, 6.25$ и точки $z = 0$ в центре ТС приведены графики безразмерной продольной функции распределения для протонов $F_{p||}(z, v_{||}/V_{Tp})$, которая определяется формулой

$$F_{\text{all}}\left(z, \frac{v_{||}}{V_{T\alpha}}\right) = \frac{V_{T\alpha}}{\tilde{n}_{\alpha 0}} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f_{\alpha}(z, v_1, v_2, v_{||}) dv_1 dv_2, \quad (4.6)$$

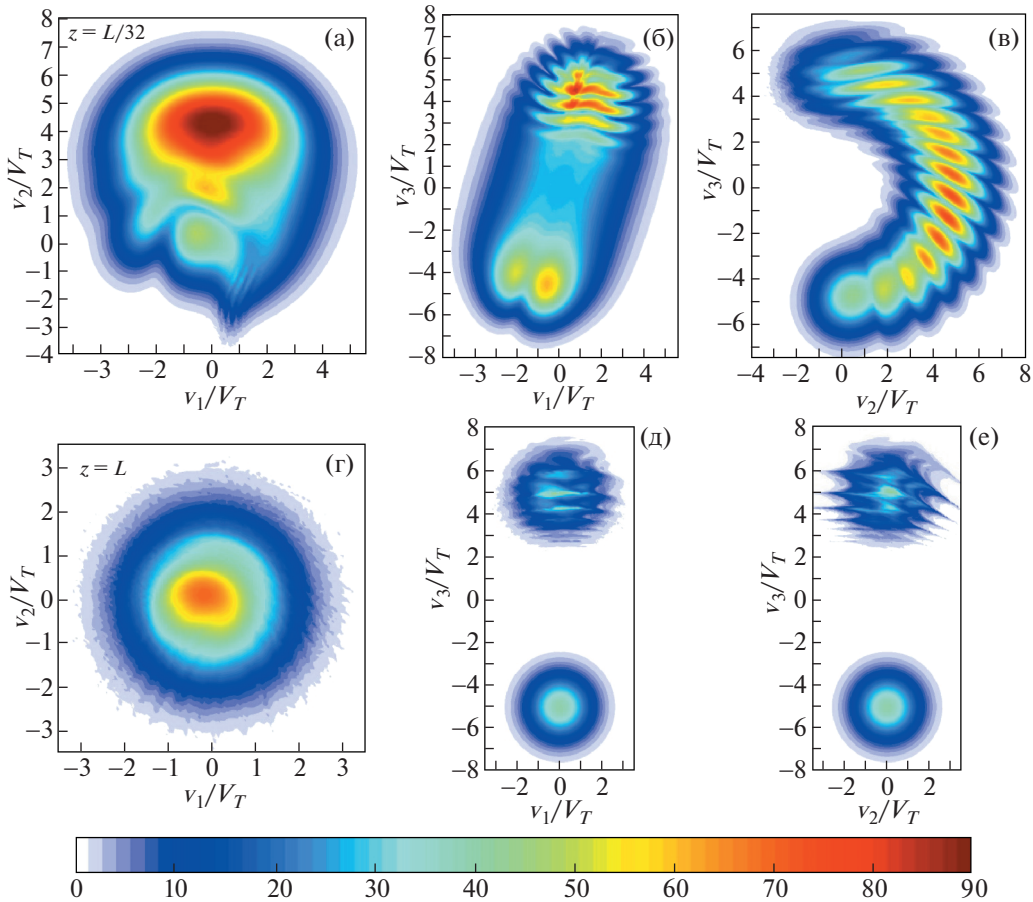


Рис. 6. Графики безразмерных функций (4.3)–(4.5) для $\delta_p = 5$ в двух точках: в точке $z = R_E/32$ на а, б и с соответственно, и в точке $z = R_E$ на г, д, е.

где \tilde{n}_{c0} – размерный масштаб концентрации, и, в соответствии с обозначениями (4.2), $v_{||} = v_3$. Кроме того, на рис. 7 черной штрихпунктирной линией показана эта функция на краю области моделирования в точке $z = R_E$ для значения параметра $\delta_p = 5$. Из рис. 7 видно, что при малых значениях параметра δ_p встречные потоки в центре ТС перекрываются, а с ростом этого параметра все сильнее разделяются. При этом продольные скорости встречных потоков в центре слоя в разы меньше их продольной скорости V_{dp} на краю слоя.

Сравнение графика на рис. 5ж с графиком на рис. 6в показывает, что график функции $F_{p2,3}(z = R_E/32, v_2/V_{Tp}, v_3/V_{Tp})$ на рис. 6в очень похож на график функции $F_{p1,2}(z = 0, v_1/V_{Tp}, v_2/V_{Tp})$ на рис. 5ж. На этих рисунках видна очень близкая структура в форме подковы, и виден условный переход компонент скорости $v_3 \rightarrow v_1$, $v_1 \rightarrow v_3$ при приближении к центральной точке слоя

$z = 0$, а также соответствующий взаимный переход функций

$$F_{p2,3}(z, v_2/V_{Tp}, v_3/V_{Tp}) \leftrightarrow \leftrightarrow F_{p1,2}(0, v_1/V_{Tp}, v_2/V_{Tp}) \text{ при } z \rightarrow 0.$$

Этот переход обусловлен резким поворотом силовой линии магнитного поля при приближении к центральной точке слоя $z = 0$.

Также видно, что график функции $F_{p1,3}(z = R_E/32, v_1/V_{Tp}, v_3/V_{Tp})$ на рис. 6б очень похож на повернутый график функции $F_{p1,3}(z = 0, v_1/V_{Tp}, v_3/V_{Tp})$ на рис. 5з. Результаты расчетов показывают следующую картину изменения функции распределения протонов от краев области моделирования к центру слоя. На краю ТС имеется два потока: падающий поток от источника с рассматриваемой стороны ТС, а также встречный поток. Встречный поток состоит из отраженных фазовых траекторий от источника с рассматриваемой стороны ТС, а также из прошедших через слой траекторий от источника с противоположной стороны ТС. Падающий поток

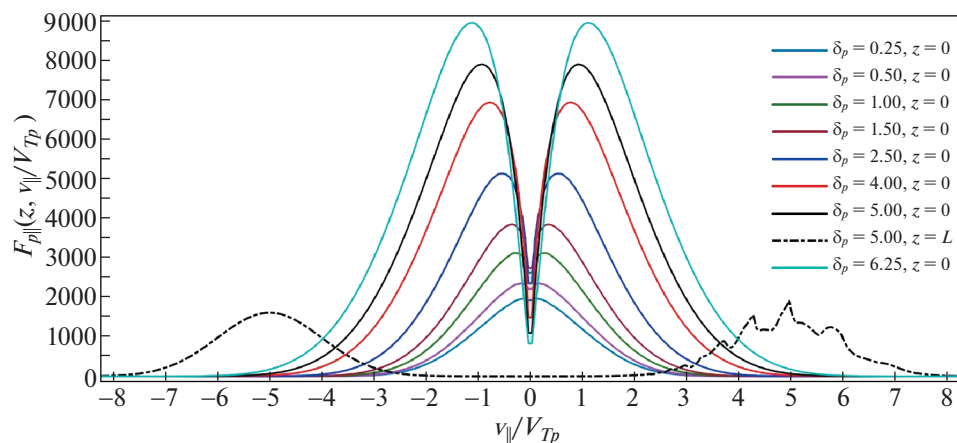


Рис. 7. Продольная функция распределения $F_{p\parallel}(z, v_{\parallel}/V_{Tp})$ в центре ТС в точке $z = 0$ для 8 значений параметра $\delta_p = 0.25, 0.5, 1, 1.5, 2.5, 4, 5, 6.25$, а также на краю области моделирования в точке $z = R_E$ для значения параметра $\delta_p = 5$ (черная штрихпунктирная линия).

для значения параметра $\delta_p = 5$ на рис. 6г и е показывают нижние правильные круги с максвелловским распределением, а на рис. 7 его показывает левая часть графика продольной функции распределения $F_{p\parallel}(z = R_E, v_{\parallel}/V_{Tp})$ с максимумом в точке $v_{\parallel}/V_{Tp} = -5$ (этот график обозначен черной штрихпунктирной линией). Встречный поток на рис. 6е и г показан верхним пятном, а на рис. 7 ему соответствует правая часть графика продольной функции распределения $F_{p\parallel}(z = R_E, v_{\parallel}/V_{Tp})$ с максимумом в точке $v_{\parallel}/V_{Tp} \approx 5$.

При подходе к центру слоя происходит сближение и смешение потоков. Примерно на расстоянии $z = 0.1R_E$ устанавливается картина, похожая на показанную на рис. 6а–в. При этом на центральной панели структура все сильнее поворачивается от вертикального направления к горизонтальному.

В наблюдаемых на космических аппаратах ТС идеально симметричных случаев не встречается, но встречаются примерно симметричные ТС. Из-за дискретного времени опроса приборов получить функцию распределения точно в центре ТС не всегда возможно. Поэтому данные измерений для примерно симметричного ТС вблизи его центра покажут картину, похожую на рис. 6а–в.

Для анализа экспериментальных данных для токовых слоев нужно в точках в центре ТС и на его края строить графики функций распределения (4.3)–(4.6), аналогичные приведенным на рис. 4–7. То есть компоненты скорости нужно вычислять не в одной и той же системе координат для всего ТС, а в определяемой формулами (4.2) связанной с магнитным полем локальной системе координат. По этим графикам можно делать

выводы о параметрах падающих потоков и их поведении в ТС.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ТТС НА ОДНИХ ИОНАХ КИСЛОРОДА

Рассмотрим симметричные конфигурации ТТС, образованного потоками ионов кислорода, когда потоки протонов отсутствуют, т.е. протоны являются фоном, влиянием которого мы пренебрегаем. Давление электронов также считаем изотропным, т.е. они не дают вклад в плотность тока.

На рис. 8 показаны две конфигурации токового слоя с температурой ионов $T_O = 0.4$ кэВ. Конфигурация с параметром потока $\delta_O = 4$ показана красными линиями, а конфигурация с $\delta_O = 5$ показана черными линиями. Этим значениям δ_O соответствуют значения продольной скорости $V_{DO} \approx 200$ км/с и $V_{DO} \approx 250$ км/с. Все остальные параметры модели те же, что указаны в предыдущем разделе. Для сравнения фиолетовой линией показана конфигурация, образованная потоками протонов с близким значением $V_{Dp} \approx 310$ км/с, для которой $T_p = 4$ кэВ и $\delta_p = 0.5$. На рис. 2 она также показана фиолетовой линией.

Сравнение рис. 2 и рис. 8 показывает, что ТС, образованный потоками ионов кислорода, имеет следующие отличия от ТС, поддерживаемого потоками протонов: 1) ТС на ионах кислорода примерно в 1.5 раза шире; 2) провал в центре слоя (расщепление или бифуркация) в профилях плотности тока и концентрации на порядок сильнее. Значения концентраций на краю слоя при одина-

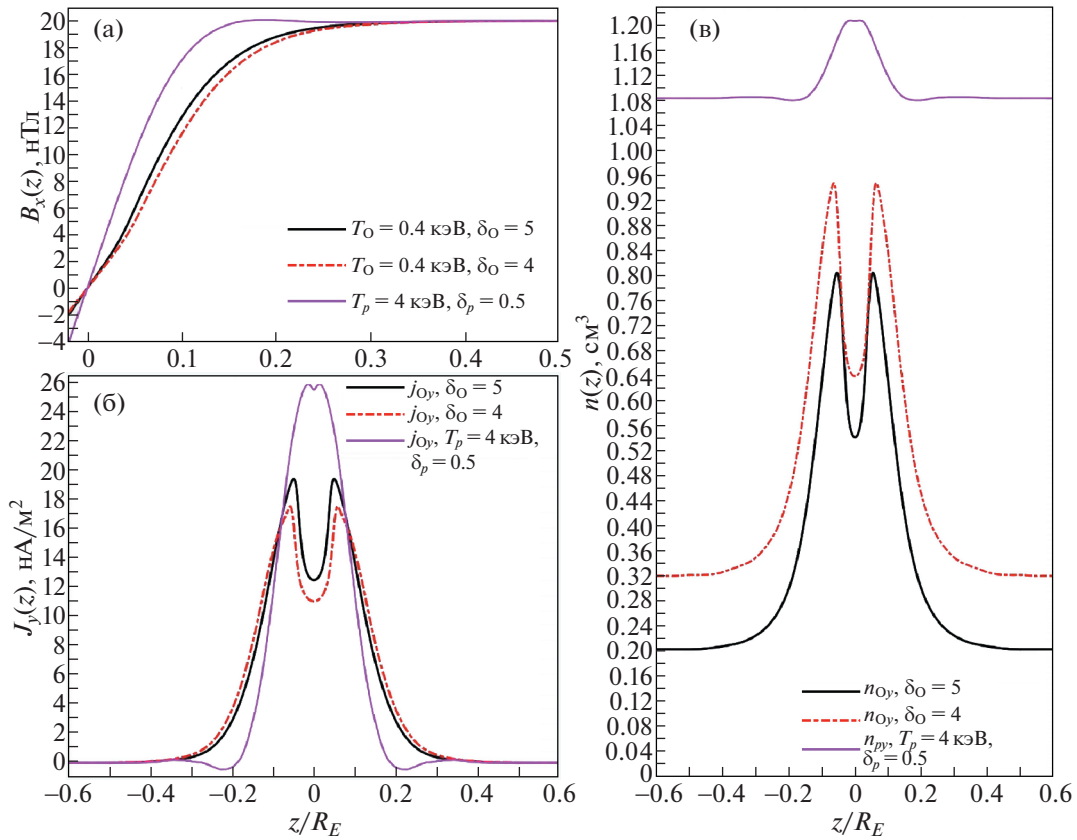


Рис. 8. Профили ТТС, образованных потоками ионов кислорода при $T_O = 0.4$ кэВ и двух значениях $\delta_O = 4$ – красные линии, и 5 – черные линии: компонента магнитного поля $B_x(z)$ в нТл (а); компонента плотности тока протонов $j_{Oy}(z)$ в нА/м² (б); концентрация $n_O(z)$ в см⁻³ (в). Для сравнения фиолетовыми линиями показаны профили протонного ТТС при $\delta_p = 0.5$ и $T_p = 4$ кэВ.

ковом параметре потока $\delta_O = \delta_p$ соответствуют оценке (4.1), т.е.

$$T_O n_O(L) \approx T_p n_p(L),$$

а ее максимальные значения вблизи центра слоя меньше 1 см⁻³, т.е. согласуются с экспериментальными данными.

На рис. 9, аналогично рис. 4 и 5, изображены графики функций распределения (4.3)–(4.5) для ионов кислорода в точке $z = 0$ в центре ТС для двух значений параметра $\delta_O = 4, 5$. Графики функции $F_{O1,2}(z = 0, v_1/V_{TO}, v_2/V_{TO})$ показаны для $\delta_O = 4$ на рис. 9а и для $\delta_O = 5$ на рис. 9г. Графики функции $F_{O1,3}(z = 0, v_1/V_{TO}, v_3/V_{TO})$ показаны для $\delta_O = 4$ на рис. 9б и для $\delta_O = 5$ на рис. 9д. Графики функции $F_{O2,3}(z = 0, v_2/V_{TO}, v_3/V_{TO})$ показаны для $\delta_O = 4$ на рис. 9в и для $\delta_O = 5$ на рис. 9е.

На рис. 10, аналогично рис. 6, приведены графики функций распределения (4.3)–(4.5) для ионов кислорода для варианта с $\delta_O = 5$ в двух точ-

ках: в точке $z = R_E/32$ вблизи центра ТС и в точке $z = R_E$ на краю области моделирования. График $F_{O1,2}(z, v_1/V_{TO}, v_2/V_{TO})$ в точке $z = R_E/32$ показан на рис. 10а и в точке $z = R_E$ на рис. 10г, график $F_{O1,3}(z, v_1/V_{TO}, v_3/V_{TO})$ в точке $z = R_E/32$ показан на рис. 10б и в точке $z = R_E$ на рис. 10д, график $F_{O2,3}(z, v_2/V_{TO}, v_3/V_{TO})$ в точке $z = R_E/32$ показан на рис. 10в и в точке $z = R_E$ на рис. 10е.

На рис. 11, аналогично рис. 7, приведены графики продольной функции распределения ионов кислорода $F_{O||}(z, v_{||}/V_{TO})$ (которая определяется формулой (4.6)) в точке $z = 0$ в центре ТС для двух значений параметра потока $\delta_O = V_{DO}/V_{TO} = 4, 5$. Кроме того, черной штрихпунктирной линией показана эта функция на краю области моделирования в точке $z = R_E$ для значения параметра $\delta_O = 5$.

Сравнение рис. 9г и 5ж показывает, что при одинаковом значении параметра $\delta_O = \delta_p = 5$ фор-

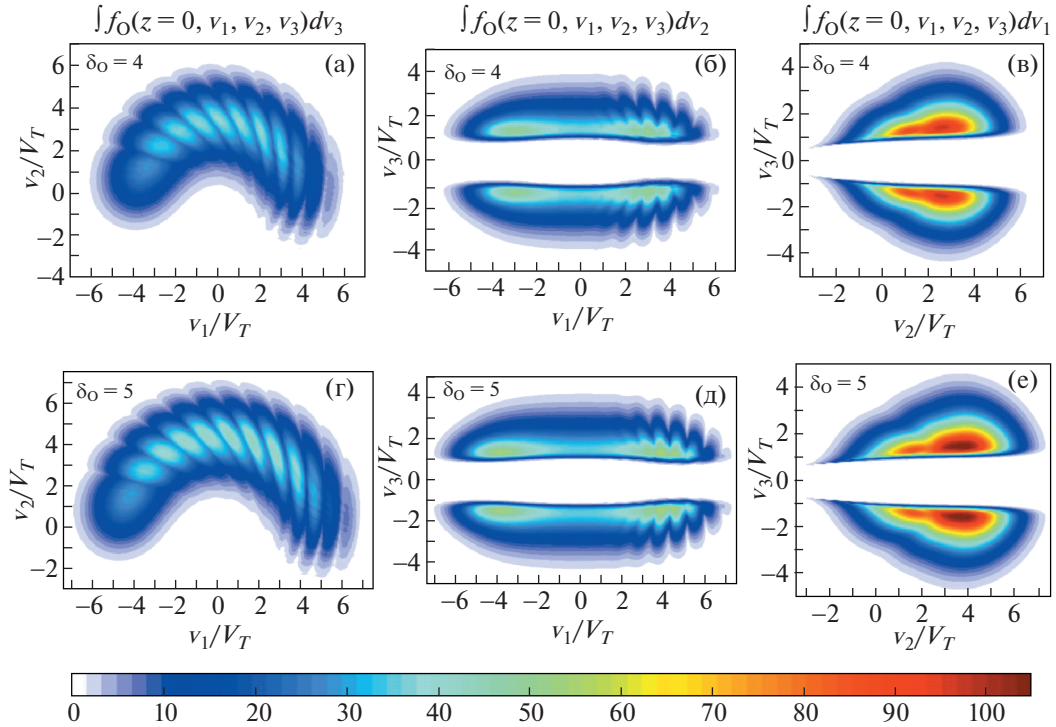


Рис. 9. Графики безразмерных функций (4.3)–(4.5) для ионов кислорода в центре ТС для двух значений параметра $\delta_0 = 4, 5$. Графики $F_{O1,2}(z = 0, v_1/V_{T0}, v_2/V_{T0})$ показаны на а и д соответственно. Графики функции $F_{O1,3}(z = 0, v_1/V_{T0}, v_3/V_{T0})$ показаны на б и д. Графики $F_{O2,3}(z = 0, v_2/V_{T0}, v_3/V_{T0})$ показаны на в и е.

мы “подковы” на этих рисунках очень близки. Сравнение рис. 9д с рис. 5з и сравнение рис. 9е с рис. 5и, а также сравнение рис. 11 с рис. 7 показывает, что в центре ТС встречные потоки ионов кислорода имеют бóльшую продольную скорость и в пространстве скоростей разделены по продольной скорости (пустая полоса $\{|v_3/V_{T0}| < 0.6\}$ на рисунках 9д и е), а также имеют резкую внутреннюю границу и меньший размер по продольной скорости, в то время как для более горячих протонов эти потоки в пространстве скоростей разделены не полностью, их внутренняя граница более плавная, а хвост потока длиннее. Сравнение рис. 10б с рис. 6б показывает, что на рис. 10б направление характерной структуры ближе к горизонтальному. Сравнение рис. 10в с рис. 6в и рис. 10а с рис. 6а показывает более выраженное начало процесса взаимного перехода

$$v_3 \rightarrow v_1, \quad v_1 \rightarrow v_3, \\ F_{O2,3}(z, v_2/V_{T0}, v_3/V_{T0}) \leftrightarrow F_{O1,2}(0, v_1/V_{T0}, v_2/V_{T0}) \\ \text{при } z \rightarrow 0$$

на рис. 10. Это объясняется тем, что ТС на ионах кислорода шире (как это было отмечено выше при сравнении рис. 2 и 8), и указанный переход начинается на большем расстоянии от центра слоя. Для ТС на одних протонах этот переход

сильнее проявляется в еще более близких к центру ТС точках.

Таким образом, из результатов моделирования можно сделать вывод, что в возмущенных условиях ТС в ближнем хвосте магнитосферы может быть образован потоками ионов кислорода в отсутствие потоков протонов. У такого ТС имеется ряд отличий от ТТС, образованного потоками протонов, которые интересно проверить по экспериментальным данным пересечений ТС в возмущенных условиях.

6. ТТС НА СМЕСИ ПРОТОНОВ И ИОНОВ КИСЛОРОДА

С точки зрения возможного сценария формирования ТТС ближнего хвоста магнитосферы в возмущенных условиях вполне возможной представляется ситуация, когда имеются как потоки ионов кислорода, так и потоки протонов с сопоставимыми продольными гидродинамическими скоростями $V_{DO} \sim V_{Dp}$ и концентрациями на краях слоя $n_o(L) \sim n_p(L)$. Для моделирования этой ситуации была получена стационарная конфигурация ТТС с параметрами потоков ионов кислорода и протонов, для которых конфигурации ТТС были рассчитаны по отдельности (они показаны на

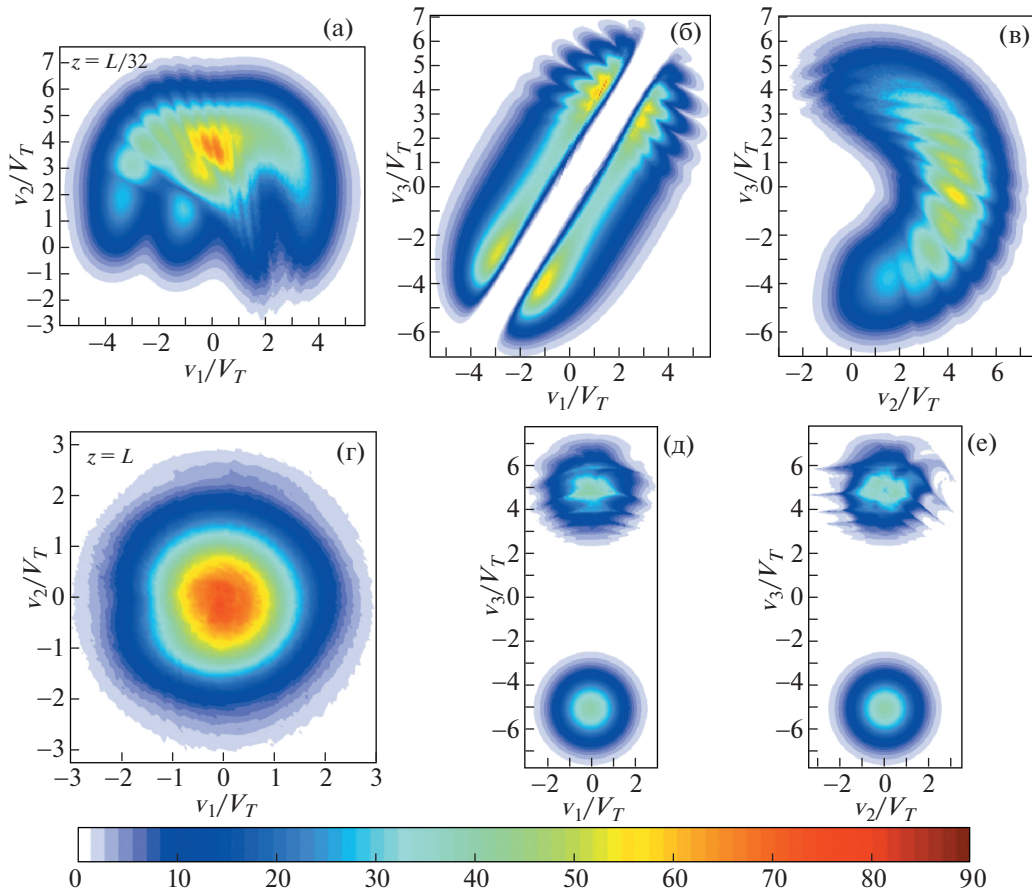


Рис. 10. Графики безразмерных функций (4.3)–(4.5) для ионов кислорода при значении параметра $\delta_0 = 5$ в двух точках: в точке $z = R_E/32$ (а–в), и в точке $z = R_E$ (г–е).

рис. 2 и 8). Параметры потока ионов кислорода были $T_O = 0.4$ кэВ и $\delta_O = 5$, т.е. $V_{DO} \approx 250$ км/с. Параметры потока протонов были $T_p = 4$ кэВ, $\delta_p = 0.5$, т.е. $V_{Dp} \approx 310$ км/с. Концентрации на краях слоя считались равными: $n_O(L) = n_p(L)$. Давление электронов по-прежнему считалось изотропным, т.е. их ток равен нулю. Результаты расчетов представлены на рис. 12. Для сравнения черными линиями показаны профили для ТТС на одних ионах кислорода, которые показаны на рис. 8 также черными линиями.

Из рис. 12 видно, что основной вклад в полный ток через ТС дают ионы кислорода. Их вклад показан зелеными линиями, а вклад протонов показан синими линиями.

Появление популяции “токонесущих” протонов делает ТС более тонким, но профили магнитного поля и полного тока ионов (показанные красными линиями) относительно мало отличаются от соответствующих профилей ТТС на одних ионах кислорода (показаны черными линиями). При этом на краях слоя ток протонов отри-

цателен и компенсирует положительный ток ионов кислорода, что приводит к небольшому сужению ТС. Также появление популяции “токонесущих” протонов уменьшает скалярный потенциал и электрическое поле, поскольку фигурирующее в формуле (3.30) для потенциала отношение $n(z)/n(L)$ в центре слоя уменьшается. Но это изменение мало влияет на движение образующих ТС ионов кислорода с достаточно большой продольной скоростью, а также на движение горячих протонов.

Отметим, что профиль концентрации протонов по форме существенно отличается от профиля для ТТС на одних протонах с теми же параметрами потока, который показан фиолетовой линией на рис. 2 и 3. В центральной области ТТС, где присутствует положительный ток ионов кислорода, профиль концентрации протонов имеет широкое понижение, в центре которого находится небольшое повышение с еще меньшим понижением в центре. При этом полная концентрация ионов (красная линия на рис. 12с) лежит в пре-

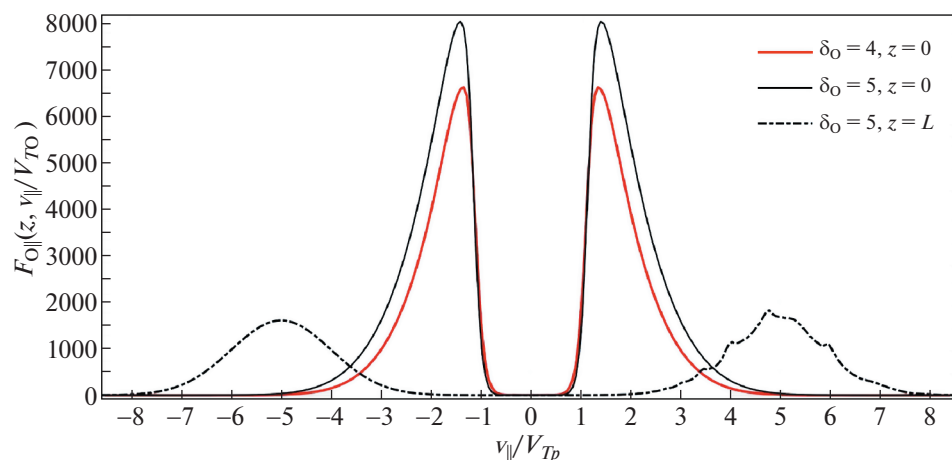


Рис. 11. Продольная функция распределения $F_{O||}(z, v_{||}/V_{T0})$ ионов кислорода в точке $z = 0$ в центре ТС для двух значений параметра потока $\delta_O = 4, 5$ (соответственно сплошные красная и черная линии), а также эта функция на краю области моделирования в точке $z = R_E$ для значения параметра $\delta_O = 5$ (черная штрихпунктирная линия).

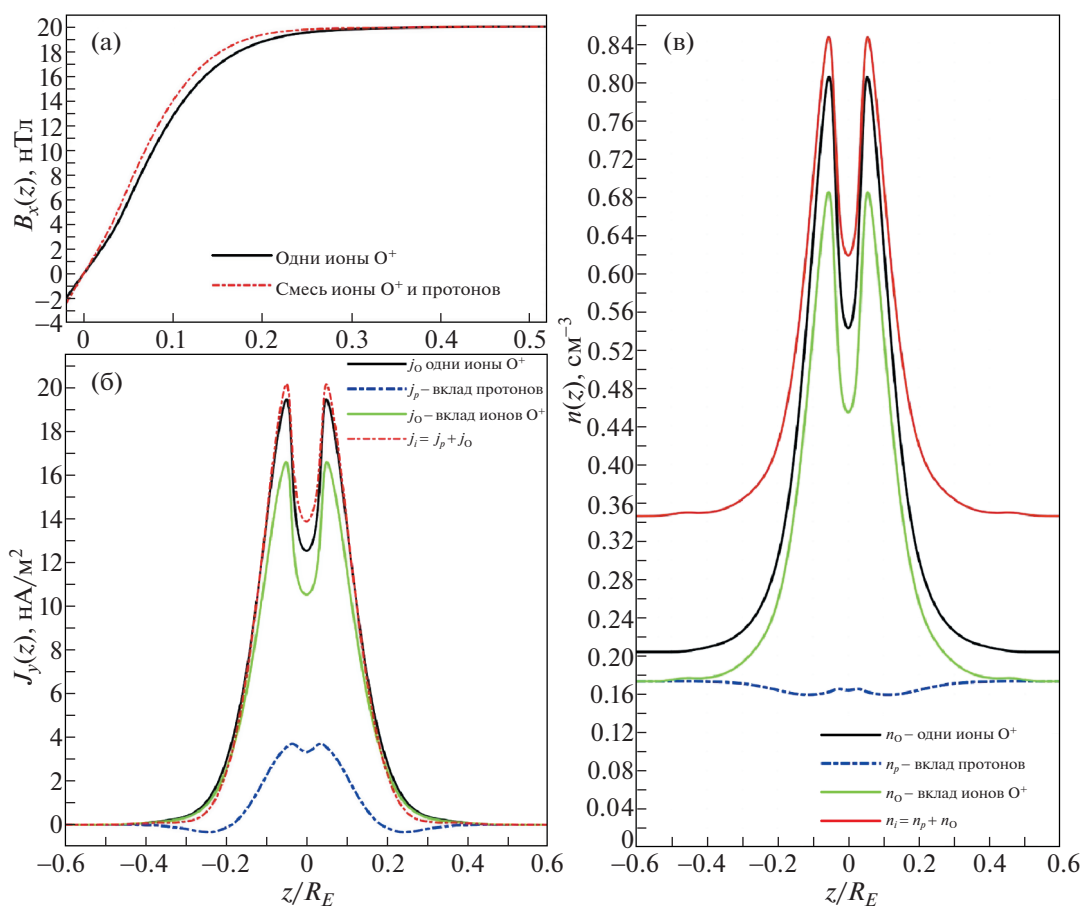


Рис. 12. Красными линиями показаны профили ТТС, образованного потоками ионов кислорода с параметрами $T_O = 0.4$ кэВ, $\delta_O = 5$ и потоками протонов с параметрами $T_p = 4$ кэВ, $\delta_p = 0.5$: компонента магнитного поля $B_x(z)$ в нТл (а); компонента плотности тока $j_y(z) = j_{Oy}(z) + j_{py}(z)$ в нА/м² (б); концентрация ионов $n_i(z) = n_O(z) + n_p(z)$ в см⁻³ (в). Зелеными линиями на б и в показан вклад ионов кислорода, а синими линиями – вклад протонов. Для сравнения черными линиями показаны профили ТТС, образованного одними потоками ионов кислорода.

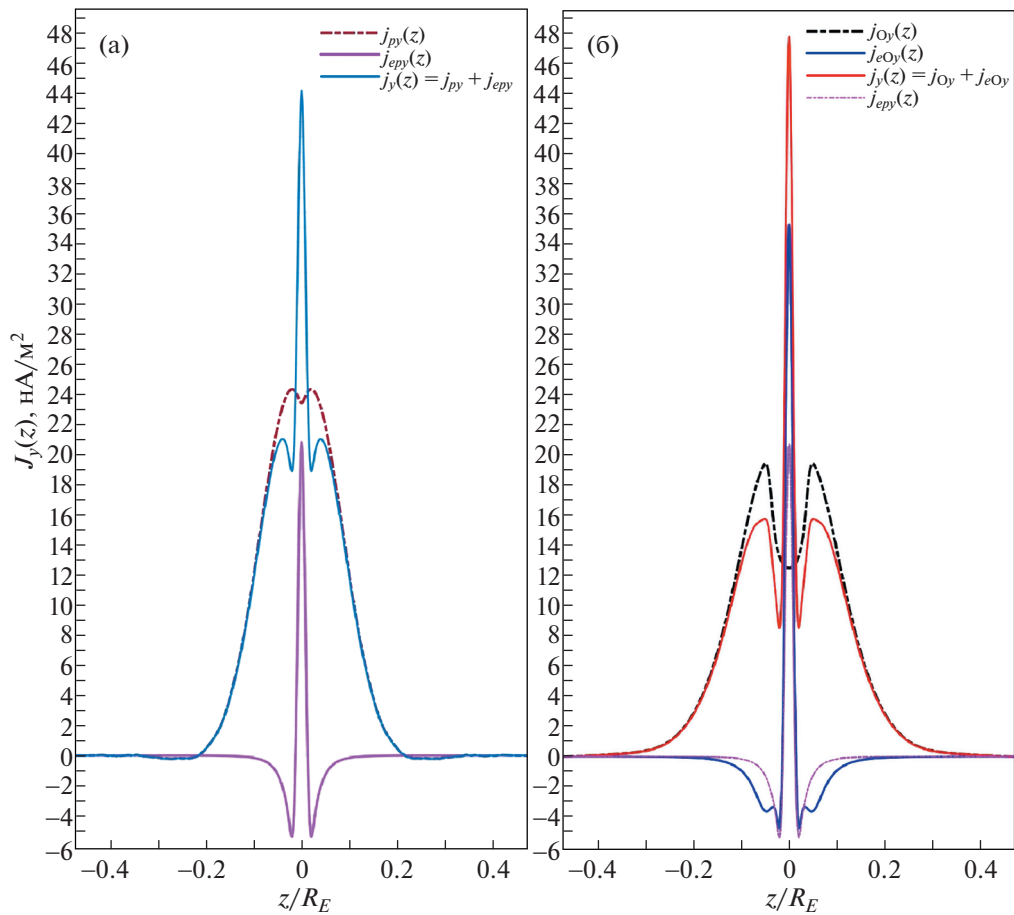


Рис. 13. Профили плотности тока анизотропных электронов в случае анизотропии давления электронов на краях слоя $\gamma_0 = (p_{e\parallel}(L) - p_{e\perp}(L))/p_{e\perp}(L) = 0.05$: конфигурация, образованная потоками протонов с параметрами $T_p = 4$ кэВ и $\delta_p = 1.5$ (а) (ток протонов $j_{py}(z)$ – коричневая линия, ток электронов $j_{epy}(z)$ – фиолетовая линия, полный ток $j_y(z) = j_{py}(z) + j_{epy}(z)$ – голубая линия); конфигурация, образованная потоками ионов кислорода с параметрами $T_o = 0.4$ кэВ и $\delta_o = 5$ (б). Ток ионов кислорода $j_{Oy}(z)$ – черная линия, ток электронов $j_{eOy}(z)$ – синяя линия, полный ток $j_y(z) = j_{Oy}(z) + j_{eOy}(z)$ – красная линия, ток электронов $j_{epy}(z)$ – фиолетовая линия.

делах, которые наблюдаются в экспериментальных данных.

Эти изменения показывают, что в магнитном поле более широкого ТТС, которое в основном создано током ионов кислорода, движение протонов изменяется по сравнению с их движением в более узком ТТС, образованном только их потоками.

Кроме того, были получены аналогичные конфигурации ТТС с большей продольной скоростью протонов V_{Dp} , в которых параметр $\delta_p = V_{Dp}/V_{Tp}$ имел значения 1 и 1.5. В этих конфигурациях понижения концентрации протонов в центре слоя уже нет, а относительный вклад протонов в полный ток увеличивается. Из результатов моделирования можно сделать вывод, что сценарий образования ТТС потоками ионов кис-

лорода и потоками протонов с сопоставимыми значениями продольной гидродинамической скорости в возмущенных условиях в ближнем хвосте магнитосферы вполне возможен.

7. ВЛИЯНИЕ АНИЗОТРОПНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Чтобы показать различия профиля плотности тока анизотропных электронов между ТТС, образованным только потоками протонов, и ТТС, образованным только потоками ионов кислорода, на рис. 13 приведены профили плотностей тока соответствующих конфигураций ТТС, которые были получены для значения параметра анизотропии давления электронов вне слоя равного 5%: $\gamma_0 = (p_{e\parallel}(L) - p_{e\perp}(L))/p_{e\perp}(L) = 0.05$.

На рис. 13а показана конфигурация, образованная потоками протонов с параметрами $T_p = 4$ кэВ и $\delta_p = 1.5$. Ток протонов $j_{py}(z)$ показан коричневой линией, ток электронов $j_{epy}(z)$, который определяется из уравнения (3.33), показан фиолетовой линией, а полный ток $j_y(z) = j_{py}(z) + j_{epy}(z)$ показан голубой линией. Отметим, что конфигурация с такими же параметрами потоков протонов, но с изотропными электронами показана на рис. 2 и 3 коричневыми линиями.

На рис. 13б показана конфигурация, образованная потоками ионов кислорода с параметрами $T_O = 0.4$ кэВ и $\delta_O = 5$. Ток ионов кислорода $j_{Oy}(z)$ показан черной линией, ток электронов $j_{eOy}(z)$ – синей линией, а полный ток $j_y(z) = j_{Oy}(z) + j_{eOy}(z)$ – красной линией. Для сравнения на рис. 13а, фиолетовой линией показан ток электронов $j_{epy}(z)$. Отметим, что конфигурация с такими же параметрами потоков ионов кислорода, но с изотропными электронами показана на рис. 8 черными линиями. В обоих случаях электроны переносят только очень малую часть полного тока через слой, которая определяется формулой (3.15). Для показанного на рис. 13а ТТС на протонах вклад электронов в перепад магнитного поля через слой составлял $\Delta B_e / \Delta B \approx 0.0026 = 0.26\%$. Для ТТС на ионах кислорода, который показан на рис. 13б, этот вклад составлял $\Delta B_e / \Delta B \approx 0.0024 = 0.24\%$.

В обеих конфигурациях в центре ТТС имеется очень узкий сильный положительный ток электронов, а к нему с обеих сторон примыкают более широкие зоны с отрицательным током электронов, в которых его минимальное значение по величине примерно в 4–7 раз меньше его максимального значения в центре ТС. При этом в случае ТТС на ионах кислорода эти зоны с отрицательным током электронов шире, а максимум в центре ТС примерно в 1.7 раза больше. Это различие в соответствии с уравнением (3.33) обусловлено отличием профилей концентрации ионов и магнитного поля.

Таким образом, в рамках пространственно одномерной численной модели, в которой замагниченные электроны описываются распределением Максвелла–Больцмана, электроны с анизотропным давлением существенно перераспределяют профиль полного тока, но дают очень малый вклад в полный ток через ТС.

Также отметим, что пик электронного тока в центре ТС неоднократно обнаруживался в данных измерений на космических аппаратах. В частности, такой пик был недавно обнаружен в ТТС в хвосте магнитосферы Марса [33]. При этом вполне возможно, что указанные выше примыкающие к нему более широкие зоны с небольшим

по величине отрицательным током электронов также присутствовали, но не были обнаружены на фоне более сильного положительного тока ионов. Вопрос более точного учета в модели встречных потоков электронов и исследование электронного тока за счет таких потоков требует дальнейших исследований.

8. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе описан новый вариант численной модели стационарного пространственно одномерного ТТС с заданной нормальной компонентой магнитного поля, немагнитными ионами и замагниченными электронами. С помощью этой модели получены симметричные стационарные конфигурации ТТС ближнего хвоста магнитосферы Земли на предварительной фазе суббури в широком диапазоне параметров образующих ТС встречных продольных потоков протонов и ионов кислорода, что позволило исследовать зависимость профилей ТТС от этих параметров.

Из результатов моделирования можно сделать вывод о возможности формирования ТТС в ближнем хвосте магнитосферы в возмущенных условиях за счет потоков ионов кислорода ионосферного происхождения, когда магнитосферные протоны либо являются фоном, либо их потоки относительно слабы. По сравнению с ТТС, образованными только потоками протонов, конфигурации ТТС, образованных потоками ионов кислорода, имеют ряд отличий, которые могут существенно влиять на их устойчивость. Кроме того, из результатов моделирования вытекают оценки на величину минимальной скорости продольных потоков протонов и потоков ионов кислорода, которые необходимы для того, чтобы профили концентрации ионов в ТТС попадали в наблюдаемый диапазон $n_i < 1 \text{ см}^{-3}$.

Также в рамках пространственно одномерной модели рассматриваемого ТТС получено выражение для плотности тока электронов (3.12). Из него вытекает, что, во-первых, плотность тока электронов отлична от нуля только в случае анизотропии их давления, и, во-вторых, электроны дают ненулевой вклад в полный ток и перепад магнитного поля в ТС только в том случае, когда их давление на краю ТС имеет конечную анизотропию. В рассматриваемом симметричном случае этот вклад дается формулой (3.15) и является очень малым. При этом в профиле плотности тока анизотропных электронов в центре ТС имеется очень узкий сильный положительный пик, а к нему с обеих сторон примыкают более широкие зоны с отрицательным током, в которых его минимальное значение по величине в разы меньше максимального значения в центре ТС.

Отметим, что в работе представлены графики функции распределения популяции частиц – носителей тока в центре ТС от безразмерных компонент скорости в системе координат, связанной с магнитным полем. Эти графики демонстрируют явную зависимость от продольной гидродинамической скорости потоков, образующих ТС.

Отсюда вытекают следующие методические рекомендации для изучения данных спутниковых миссий MMS, THEMIS и CLUSTER по пересечению ТС. Для представления функции распределения в данной точке ТС нужно использовать безразмерные компоненты скорости $\tilde{V}_k = v_k / V_{T\alpha\perp}^0$ в связанной с локальным магнитным полем декартовой системе координат, у которой третья ось направлена вдоль магнитного поля в этой точке. В качестве масштаба скорости частиц данного сорта α нужно брать их тепловую скорость $V_{T\alpha\perp}^0$ в ортогональной магнитному полю плоскости на краю ТС. Для каждой компоненты плазмы нужно строить графики функций распределения, определяемых формулами (4.3)–(4.6), в нескольких точках центральной области ТС, а также на его краях. Это позволит выявить наличие встречных продольных потоков у каждой компоненты плазмы и оценить их параметры.

Для дальнейшего изучения вопроса о формировании ТС в ближнем хвосте в возмущенных условиях необходим целенаправленный анализ данных спутниковых миссий MMS, THEMIS и CLUSTER, чтобы набрать статистику пересечения ими указанного ТС, проверить наличие в этих данных встречных продольных потоков протонов, ионов кислорода и электронов, а также оценить параметры этих потоков. Так, нужно по датчикам ионов и датчикам электронов восстановить профили плотности тока ионов и плотности тока электронов в слое, а также проверить равенство суммы плотностей указанных токов плотности полного тока, определяемой по магнитным данным.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Vaisberg O.L., Burch J.L., Waite Jr. J.H.* // Adv. Space Res. 1996. V. 18. P. 63. [https://doi.org/10.1016/0273-1177\(95\)00998-1](https://doi.org/10.1016/0273-1177(95)00998-1)
2. *Kistler L.M., Mouikis C., Möbius E., Klecker B., Sauvage J.A., Réme H., Korth A., Marcucci R., Lundin M.F., Parks G.K., Balogh A.* // J. Geophys. Res. 2005. V. 110. P. A06213. <https://doi.org/10.1029/2004JA010653>
3. *Kistler L.M., Mouikis C.G., Cao X., Frey H., Klecker B., Dandouras I., Korth A., Marcucci M.F., Lundin R., McCarthy M., Friedel R., Lucek E.* // J. Geophys. Res. 2006. V. 111. P. A11222. <https://doi.org/10.1029/2006JA011939>
4. *Kronberg E.A., Ashour-Abdalla M., Dandouras I., Delcourt D.C., Grigorenko E.E., Kistler L.M., Kuzichev I.V., Liao J., Maggiolo R., Malova H.V., Orlova K.G., Peromian V., Shklyar D.R., Shprits Y.Y., Welling D.T., Zelenyi L.M.* // Space Sci. Rev. 2014. V. 184. P. 173. <https://doi.org/10.1007/s11214-014-0104-0>
5. *Kronberg E.A., Welling D., Kistler L.M., Mouikis C., Daly P.W., Grigorenko E.E., Klecker B., Dandouras I.* // J. Geophys. Res.: Space Phys. 2017. V. 122 (9). P. 9427. <https://doi.org/10.1002/2017ja024215>
6. *Зелёный Л.М., Малова Х.В., Артемьев А.В., Попов В.Ю., Петрукович А.А.* // Физика плазмы. 2011. Т. 37. С. 137.
7. *Зелёный Л.М., Малова Х.В., Григоренко Е.Е., Попов В.Ю.* // УФН. 2016. Т. 186. С. 1153.
8. *Baker D.N., Hones Jr. E.W., Young D.T., Birn J.* // Geophys. Res. Lett. 1982. V. 9. P. 1337. <https://doi.org/10.1029/GL009i012p01337>
9. *Peterson W.K., Sharp R.D., Shelley E.G., Johnson R.G., Balsiger H.* // J. Geophys. Res. 1981. V. 86. P. 761. <https://doi.org/10.1029/JA086iA02p00761>
10. *Sharp R.D., Carr D.L., Peterson W.K., Shelley E.G.* // J. Geophys. Res. 1981. V. 86. P. 4639. <https://doi.org/10.1029/JA086iA06p04639>
11. *Lennartsson O.W.* // J. Geophys. Res. 1994. V. 99. P. 2387. <https://doi.org/10.1029/93JA03201>
12. *Nose M., Lui T.Y., Ohtani S., Mauk B.H., McEntire R.W., Williams D.J., Mukai T., Yumoto K.* // J. Geophys. Res. 2000. V. 105. P. 7669. <https://doi.org/10.1029/1999JA000318>
13. *Yau A.W., Abe T., Peterson W.K.* // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 2007. V. 69 (16). P. 1936. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2007.08.010>
14. *Artemyev A.V., Petrukovich A.A., Zeleny L.M., Nakamura R., Malova H.V., Popov V.Y.* // Ann. Geophys. 2009. V. 27. P. 4075. <https://doi.org/10.5194/angeo-27-4075-2009>
15. *Artemyev A.V., Angelopoulos V., Runov A., Zhang X.-J.* // J. Geophys. Res. 2020. V. 125. P. JA027612. <https://doi.org/10.1029/2019JA027612>
16. *Мингалев О.В., Малова Х.В., Мингалев И.В., Мельник М.Н., Сецко П.В., Зелёный Л.М.* // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 769.
17. *Zelenyi L.M., Malova H.V., Popov V.Y., Delcourt D.C., Ganushkina N.Y., Sharma A.S.* // Geophys. Res. Lett. 2006. V. 33. P. L05105. <https://doi.org/10.1029/2005GL025117>
18. *Домрин В.И., Малова Х.В., Попов В.Ю., Григоренко Е.Е., Петрукович А.А.* // Геомагнетизм и Аэронавигация. 2020. Т. 60. С. 173.
19. *Мингалев О.В., Мингалев И.В., Малова Х.В., Мерзлый А.М., Мингалев В.С., Хабарова О.В.* // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 329.
20. *Huba J.D., Joyce G., Fedder J.A.* // J. Geophys. Res. 2000. V. 105. P. 23035.
21. *Huba J.D., Joyce G., Krall J.* // Geophys. Res. Lett. 2008. V. 35 (10). P. 1.
22. *Huba J.D., Maute A., Crowley G.* // Space Sci. Rev. 2017. V. 212. P. 731.

23. *Khazanov G.V., Tripathi A.K., Sibeck D., Himwich E., Glocer A., Singhal R.P.* // *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2015. V. 120. P. 9891.
<https://doi.org/10.1002/2015JA021728>
24. *Newell P.T., Sotirelis T., Wing S.* // *J. Geophys. Res.* 2009. V. 114. P. A09207.
<https://doi.org/10.1029/2009JA014326>
25. *Lysak R.L.* // *J. Geophys. Res.* 2004. V. 109. P. A07201.
<https://doi.org/10.1029/2004JA010454>
26. *Рудаков Л.И., Сагдеев Р.З.* // *Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций* / Ред. М.А. Леонтович. М.: Издательство АН СССР, 1958. Том 3. С. 268.
27. *Морозов А.И., Соловьев Л.С.* // *Вопросы теории плазмы. Вып. 2* / Ред. М.А. Леонтовича. М.: Госатомиздат, 1963. С. 177.
28. *Волков Т.Ф.* // *Вопросы теории плазмы. Вып. 4* / Ред. М.А. Леонтович. М.: Госатомиздат, 1964. С. 3.
29. *Калеруд Р.* // *Основы физики плазмы* / Ред. А.А. Галеев, Р. Судан. Москва: Энергоатомиздат, 1983. Том. 1. С. 122.
30. *Ilgisonis V.I.* // *Phys. Fluids B.* 1993. V. 5. P. 2387.
<https://doi.org/10.1063/1.860722>
31. *Зеленый Л.М., Малова Х.В., Попов В.Ю.* // *Письма ЖЭТФ.* Т. 78. С. 742.
32. *Delcourt D.C., Malova H.V., Zelenyi L.M.* // *Geophys. Res. Lett.* 2006. V. 33. P. L06106.
<https://doi.org/10.1029/2005GL025463>
33. *Grigorenko E.E., Zelenyi L.M., DiBraccio G., Erma- kov V.N., Shuvalov S.D., Malova H.V., Popov V.Y., Hale- kas J.S., Mitchell D.L., Dubinin E.* // *Geophys. Res. Lett.* 2019. V. 46. P. 6214.
<https://doi.org/10.1029/2019GL082709>