

Токовые структуры с магнитным широм в космической плазме¹⁾Л. М. Зеленый^{+ 2)}, Е. Е. Григоренко^{+ 2)}, Х. В. Малова^{+*}, В. Ю. Попов^{+×°}⁺ Институт космических исследований РАН, 117997 Москва, Россия^{*} Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, МГУ им. М.В. Ломоносова, 119899 Москва, Россия[×] МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, 119991 Москва, Россия[°] Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, 101000 Москва, Россия

Поступила в редакцию 3 сентября 2018 г.

После переработки 7 сентября 2018 г.

В статье представлены наблюдения токовых конфигураций с магнитным широм в хвосте магнитосферы Земли спутниковым квартетом Cluster, и в солнечном ветре – спутником Wind. Показано, что в токовых конфигурациях с магнитным широм наблюдаются следующие структурные особенности: 1) утолщение токового слоя; 2) распределение плотности плазмы, асимметричное относительно плоскости слоя; 3) формирование асимметричного профиля плотности тока. Рассмотрены кинетические особенности динамики ионов в токовых слоях с начальной шировой деформацией и предложен механизм формирования самосогласованных токовых равновесий с ненулевой шировой компонентой магнитного поля.

DOI: 10.1134/S0370274X18200134

1. Введение. Токовые слои (ТС) являются важнейшими объектами магнитоплазменных систем, так как именно в них происходят накопление и трансформация магнитной энергии в тепловую и кинетическую энергию плазмы. Процессы самоорганизации токовых структур и их дальнейшая эволюция играют определяющую роль в большинстве активных явлений в космической плазме: солнечных вспышках и эруптивных выбросах коронального вещества, генерации потоков ускоренных частиц плазмы, магнитных суббурях и т.д. Процессы магнитного пересоединения, происходящие в токовых слоях могут играть ключевую роль во всех этих явлениях. С развитием спутниковых наблюдений открылась возможность исследования структуры и динамики ТС в космической плазме *in situ*. В этом смысле токовые конфигурации, формирующиеся на границах земной магнитосферы и в ее хвосте, оказались наиболее доступными объектами для исследования.

На рубеже XXI в. настала эра многоспутниковых исследований космической плазмы. Первой четырехспутниковой миссией стал российский проект ИНТЕРБОЛ, запущенный в конце 1990-х гг.. Следую-

щими многоспутниковыми миссиями стали спутниковый квартет Cluster [1], пятиспутниковый проект THEMIS [2] и, сравнительно недавно запущенный, четырехспутниковый проект MMS [3]. Спутниковая конфигурация Cluster, имеющая форму тетраэдра, позволила впервые одновременно измерять характеристики полей и плазмы в четырех точках пространства. Это дало возможность разделить временной и пространственный эффекты в наблюдениях, измерить трехмерные градиенты ключевых характеристик плазмы и магнитного поля и, впервые, исследовать пространственную структуру плазменных границ, определить скорость и направление их движения. Расстояния между спутниками (длина ребер тетраэдра) изменяются в разные сезоны измерений от нескольких ионных гирорадиусов до одного гирорадиуса, что позволяет исследовать токовые структуры как на мезо-, так и на кинетических масштабах.

В данной статье мы представим результаты анализа наблюдений ТС с магнитным широм в хвосте магнитосферы Земли и в солнечном ветре (СВ), а также результаты теоретических исследований формирования таких токовых конфигураций. Для анализа ТС в хвосте магнитосферы Земли будет использована геоцентрическая солнечно-магнитосферная система координат (GSM), в которой ось X направлена вдоль линии Земля–Солнце,

¹⁾ См. дополнительные материалы к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.ac.ru

²⁾ e-mail: lzelenyi@iki.rssi.ru; elenagrigorenko2003@yandex.ru

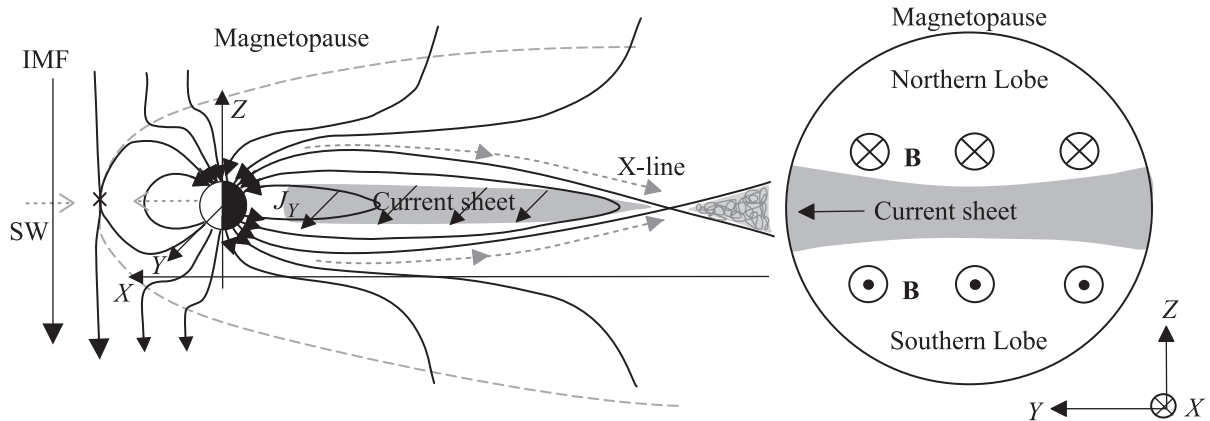


Рис. 1. Схематическое изображение сечений магнитосферы Земли в плоскостях XZ (а) и YZ (б). В нейтральной области хвоста течет ток вдоль направления $+Y$ с плотностью J_Y . По обе стороны от ТС (серая область) располагаются северная и южная доли магнитосферы, с вытянутыми вдоль X и противоположно направленными силовыми линиями магнитного поля, заполненные разреженной плазмой. (а) – Пунктирными серыми линиями показано направление крупномасштабной конвекции магнитных силовых линий на ночную сторону, где, на расстоянии порядка $100 R_E$ (R_E – радиус Земли) происходит магнитное пересоединение

ось Z направлена вдоль оси магнитного диполя Земли, а ось Y лежит в экваториальной плоскости и дополняет правую тройку векторов. Для анализа ТС в СВ будет использована геоцентрическая солнечно-эклиптическая система координат (GSE), в которой ось X совпадает с соответствующей осью системы координат GSM, а ось Z – перпендикулярна плоскости эклиптики и направлена на географический северный полюс, а ось Y лежит в плоскости эклиптики и дополняет правую тройку векторов.

В большинстве современных моделей ТС [4] предполагается, что слой является плоским и горизонтальным, т.е. лежит в экваториальной плоскости хвоста, или, для СВ – в плоскости эклиптики. Ток в слое течет вдоль Y -направления, и при переходе через слой силовые линии магнитного поля, тангенциальные к слою и перпендикулярные направлению тока в слое (B_X), меняют направление с солнечного на антисолнечное (рис. 1).

Часто предполагается, что в нейтральной плоскости существует небольшое по величине магнитное поле, перпендикулярное плоскости ТС (B_Z) и пренебрегается существованием компоненты магнитного поля, параллельной (или антипараллельной) направлению тока в слое – так называемого ширового (от английского слова “shear”) магнитного поля B_Y . В такой простой конфигурации максимум плотности тока сосредоточен в центре слоя, в плоскости, называемой нейтральной, где $B_X = 0$.

Однако спутниковые измерения показали, что как в магнитосферных токовых конфигурациях, так и в ТС в СВ шировая компонента магнитного поля

наблюдается довольно часто. Так, в хвосте магнитосферы, в окрестности области магнитного пересоединения шировая компонента в ТС может достигать $\sim 50\%$ от величины магнитного поля в высокоширотной доле хвоста [5]. Наличие шировой компоненты магнитного поля влияет на динамику заряженных частиц в ТС [6–9], и на процесс магнитного пересоединения [10–12]. Усиление магнитного шира, так называемое “core field” в англоязычной литературе, часто наблюдается внутри замкнутых магнитоплазменных конфигураций (плазмойдов, магнитных островов), которые, как правило, формируются в результате магнитного пересоединения и движутся из области пересоединения, будучи вмороженными в поток ускоренной плазмы [13, 14].

Вопрос о происхождении магнитного шира B_Y в хвосте до сих пор остается открытым. Предыдущие исследования показали неплохую корреляцию B_Y компоненты магнитного поля в хвосте с соответствующей компонентой межпланетного магнитного поля (ММП) [15–18]. Таким образом, можно предположить, что шировое магнитное поле в ТС хвоста может быть обусловлено проникновением ММП внутрь магнитосферы. Однако, в ряде случаев, наблюдаемая в ТС хвоста значительная величина магнитного поля B_Y не связана с соответствующими вариациями в ММП и может быть результатом внутренних динамических процессов в ТС [5, 18, 19–21].

В работах [14, 18, 20, 21] на основе многоточечных наблюдений Cluster было показано, что поле B_Y в ТС хвоста может иметь специфическое “колоколообразное” пространственное распределение вдоль нормали

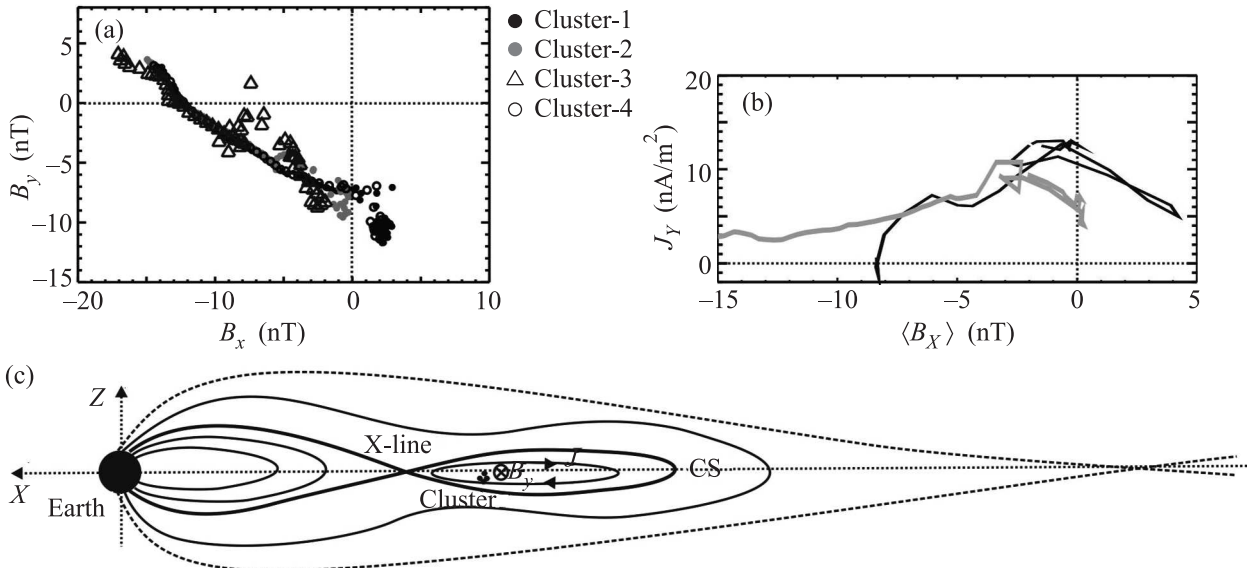


Рис. 2. Наблюдение “колоколообразного” пространственного распределения ширового магнитного поля (B_Y) в ТС магнитосферного хвоста спутниками Cluster. (a) – Пространственные профили ширового магнитного поля $B_Y(B_X)$, наблюдаемые четырьмя спутниками Cluster. (b) – Пространственные профили плотности тока $J_Y(\langle B_X \rangle)$ в ТС при отсутствии магнитного шира (черный профиль) и при наличии магнитного шира (серый профиль). $\langle B_X \rangle$ – величина B_X – компоненты магнитного поля в центре спутникового тетраэдра Cluster. (c) – Схематическое изображение магнитной конфигурации хвоста в плоскости XZ и положения спутников Cluster. Усиление магнитного шира B_Y наблюдалось в ТС (CS) внутри замкнутой магнитной конфигурации типа плазмоида, которая медленно двигалась в хвост. Направление токов J , образующих токовую петлю вокруг плазмоида и поддерживающих (усиливающих) поле B_Y , показано черными стрелками

к плоскости ТС (вдоль Z). А именно, наиболее сильное поле B_Y наблюдалось в окрестности нейтральной плоскости (плоскости $B_X = 0$) и уменьшалось к краям ТС. Наличие шировой компоненты магнитного поля B_Y может привести к деформациям ТС. Такие деформированные ТС были изучены в работе [22]. Усиление шировой компоненты магнитного поля во время суббурь описаны в работе [19]. Эти наблюдения имеют важное значение, поскольку не только квазиравновесная структура, но и динамика магнитосферы могут сильно зависеть от шировой компоненты магнитного поля. Ее присутствие может быть одной из причин образования изогнутых или скрученных ТС [5, 22]. Такое поле может сильно влиять на динамику квазиadiaбатических частиц в ТС [7, 9, 22, 23]. Теоретические исследования [6, 24] показали, что развитие тиринг-неустойчивости в присутствии ширового поля возможно приводит к пересоединению и реконфигурации хвоста магнитосферы. Кроме того, в тех случаях, когда в хвосте присутствует шировая компонента магнитного поля, наблюдается асимметрия в распределении плотности плазмы в направлении “север–юг” [20].

Асимметрия рассеяния частиц в относительно “толстых” токовых конфигурациях с ненулевой ком-

понентой B_Y была исследована методом трассирования частиц в работах [8, 25–27]. В работе [27] авторы численно исследовали динамику частиц в тонких ТС и показали, что шировое поле приводит к разрушению энергетических резонансов из-за изменения характера рассеяния частиц в плоском ТС. В работе [28] были описаны процессы рассеяния частиц в относительно тонких ТС. Эти исследования охватывают широкий диапазон динамических режимов движения частиц плазмы, от квазиadiaбатического [23] до замагниченного.

В данной работе мы представим результаты наших исследований токовых конфигураций с магнитным широм, основанные на спутниковых наблюдениях в магнитосферном хвосте и в СВ, а также результаты теоретических исследований процессов самоорганизации токовых структур с магнитным широм.

2. Наблюдения токовых структур с магнитным широм. В данном разделе мы представим наблюдения и анализ структуры ТС с магнитным широм, наблюдаемых в хвосте магнитосферы Земли спутниками Cluster и в СВ – спутником Wind.

2.1. Наблюдение ТС с магнитным широм в хвосте магнитосферы Земли. Спутниковые наблюдения в ТС хвоста магнитосферы Земли неоднократно де-

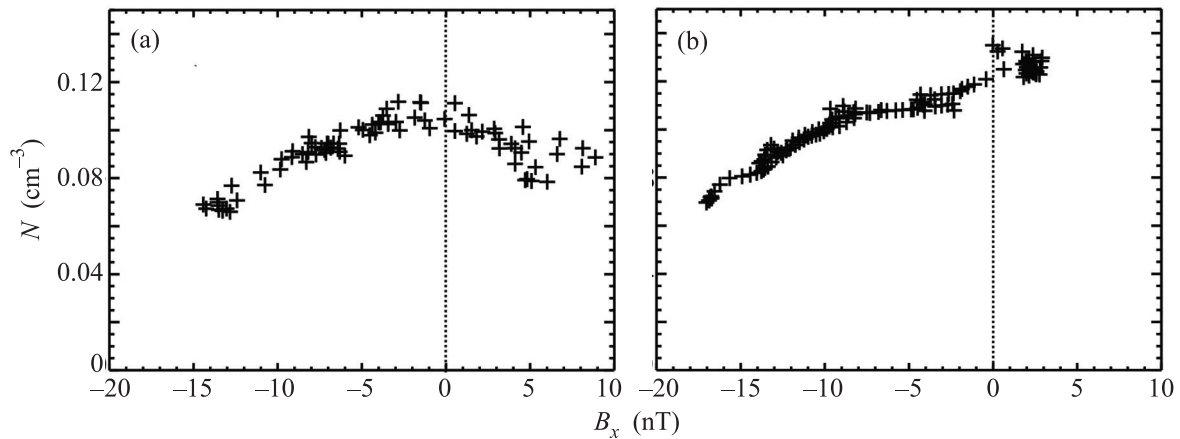


Рис. 3. Пространственные распределения плотности ионов $N(B_X)$, наблюдаемые в ТС без магнитного шира (а) и при наличии шировой компоненты магнитного поля (б)

монстрировали наличие ненулевой шировой компоненты магнитного поля, знак которой не изменялся при пересечении спутником нейтральной плоскости ТС. На рисунке 2а представлены наблюдения ширового поля B_Y при пересечении спутниковым квартетом Cluster ТС геомагнитного хвоста 22.09.2004 в 03:42–03:52 UT. Спутники находились с хвостовой стороны от магнитной X-линии, как схематически показано на рис. 2с.

В предположении плоского одномерного ТС абсолютная величина B_X – компоненты магнитного поля приблизительно пропорциональна расстоянию от спутника до нейтральной плоскости ТС, где $B_X = 0$. Как видно из рис. 2а, на южном краю ТС (в области $B_X \sim -10$ нТ) абсолютная величина ширового поля не превышала 5 нТ, в то время как вблизи нейтральной плоскости величина отрицательного ширового поля достигла -10 нТ. Такой “колоколообразный” пространственный профиль $B_Y(B_X)$ с наибольшим значением $|B_Y|$ в нейтральной плоскости наблюдался в ТС в течение ~ 7.5 мин, т.е. данная магнитная конфигурация была достаточно устойчивой [14]. Усиление отрицательной величины магнитного шира B_Y может быть вызвано формированием на краях ТС токовой петли, состоящей из противоположно направленных токов J_X (см. рис. 2с), текущих вдоль магнитных силовых линий (вдоль X).

Спутниковые наблюдения Cluster также позволяют восстановить пространственный профиль плотности тока $J_Y(B_X)$ в ТС хвоста. На рисунке 2б показаны два профиля плотности тока $J_Y(B_X)$, наблюдаемые в ТС при отсутствии магнитного шира ($B_Y \sim 0$, показан черным цветом) и при наличии магнитного шира (показан серым цветом), профиль которого представлен на рис. 2а. При отсутствии магнитного

шира максимум плотности тока находится практически в нейтральной плоскости ТС (где $B_X = 0$). При наличии магнитного шира ТС становится толще, по сравнению с конфигурацией без шира, и максимум плотности тока смещается в сторону от нейтральной плоскости, в данном случае – в область отрицательных значений B_X , что в хвосте магнитосферы Земли соответствует южной части Плазменного Слоя (ПС).

На рисунке 3 показаны пространственные распределения плотности ионов $N(B_X)$, измеренные в ТС в те же самые интервалы времени, для которых были измерены профили плотности тока, показанные на рис. 2. Распределение $N(B_X)$ в ТС без магнитного шира представлено на рис. 2а) аналогичное распределение в ТС при наличии ненулевой B_Y – компоненты магнитного поля – на рис. 2б. Видно, что при отсутствии магнитного шира максимум ионной плотности расположен практически в нейтральной плоскости ТС. При наличии ненулевой шировой компоненты магнитного поля максимум плотности ионов смещается от нейтральной плоскости, причем в сторону, противоположную смещению максимума плотности тока в слое (см. рис. 2б, 3б).

Данный эффект был подтвержден анализом 17 интервалов пересечений ТС в хвосте магнитосферы, выполненный в работе [20]. На рисунке 4а представлена группа интервалов ТС с магнитным широм, в которых смещение плотности тока наблюдалось в северную часть ПС (т.е. в область, где $B_X > 0$). На рисунке 4б для тех же самых интервалов показаны усредненные значения нормированной плотности ионов N^* в зависимости от B_X . Ординаты каждой пары точек, соединенных линией, показывают значения N^* , усредненные для данного пересечения ТС по северной (область $B_X > 0$) и южной (область

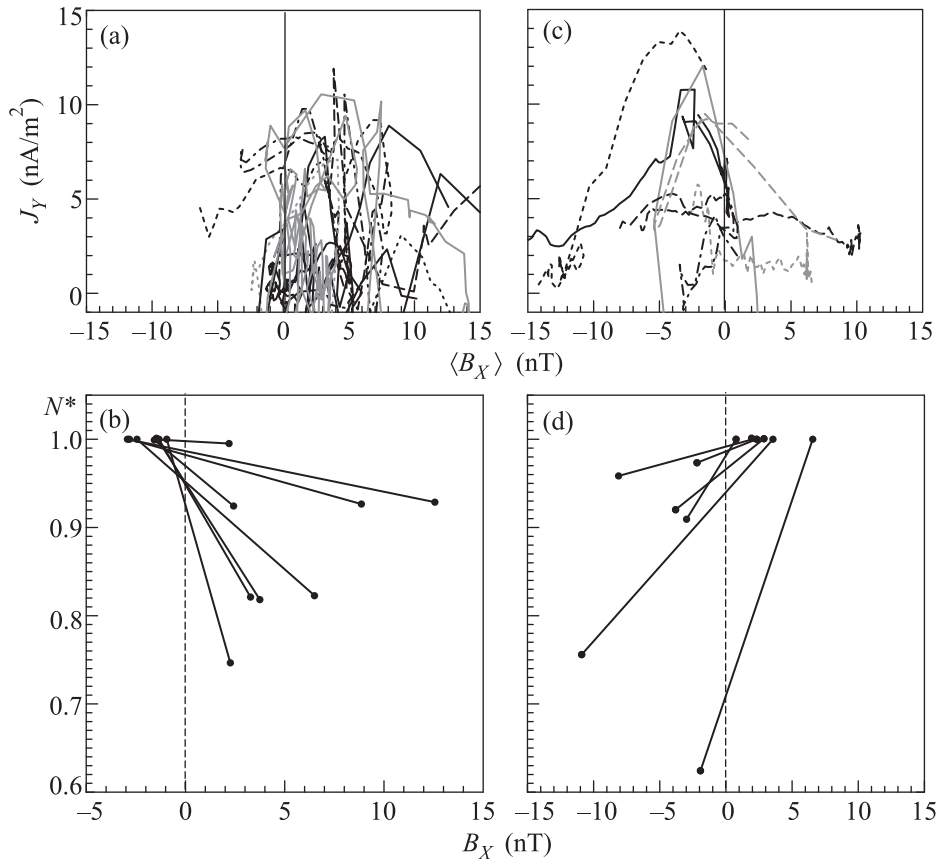


Рис. 4. Пространственные распределения Y -компоненты плотности электрического тока $J_Y(B_X)$ (а, с) и нормированной плотности ионов $N^*(B_X)$ (b, d)

$B_X < 0$) части ПС. Плотность ионов, наблюдаемая в каждом пересечении ТС, была предварительно нормирована на максимальную величину плотности, которая наблюдалась в данном пересечении ТС. Соединительные линии показывают тенденцию к увеличению плотности ионов в направлении южной части ПС (т.е. в область, где $B_X < 0$).

На рисунке 4с, d показаны аналогичные зависимости для ТС с магнитным широм, в которых смещение максимума плотности тока наблюдалось в сторону южной части ПС (где $B_X < 0$). При этом, смещение максимума плотности ионов наблюдалось в противоположную полуплоскость, т.е. в северную часть ПС (где $B_X > 0$).

Многоточечные спутниковые наблюдения Cluster позволили оценить длительность существования шировой компоненты магнитного поля в ТС хвоста. Согласно результатам анализа 17 ТС с магнитным широм [20, 21], в большинстве случаев длительность наблюдения магнитного шира составляла 1–5 мин, что соответствовало ~ 10 –30 гиропериодам протонов. В некоторых случаях длительность наблюдения маг-

нитного шира в ТС превышала 10 мин. Таким образом, можно предположить, что ТС с “колоколообразным” пространственным распределением шировой компоненты магнитного поля являются квазиравновесными структурами, магнитная конфигурация которых поддерживается самосогласованной динамикой плазменных частиц и магнитного поля.

В разделе 3 будет показано, что такие магнитные конфигурации ТС вызваны кинетическими особенностями динамики ионов, взаимодействующих со слоем при наличии в нем ненулевой шировой компоненты магнитного поля.

2.2. Наблюдения ТС с магнитным широм в СВ. Токовые конфигурации с широм магнитного поля довольно часто наблюдаются в СВ. В предыдущих работах были установлены основные признаки пересечения спутником ТС в СВ, а именно: 1) наблюдение смены знака радиальной компоненты ММП (B_X – компоненты магнитного поля в системе координат GSE); 2) наблюдение локального минимума абсолютной величины магнитного поля $|B|$ и локального максимума плотности плазмы [29–32].

На рисунке 5 представлен анализ пяти интервалов пересечения ТС в СВ спутником Wind. Важно отметить, что в отличие от земной магнитосферы, где наблюдения проводятся спутниковым кварталом Cluster, позволяющим разделять временной и пространственный эффекты и вычислять плотность тока по измерениям трех компонент градиента магнитного поля, в СВ доступны лишь измерения в одной точке пространства. Поэтому для анализа пространственной структуры ТС мы использовали метод Minimum Variance Analysis technique (MVA) [33], предполагая, что спутник пересекает плоскую и квазистационарную токовую структуру. Так как все анализируемые пересечения ТС имели место в периоды спокойного СВ (скорость СВ не превышала 400 км/с) и в отсутствие магнитных флуктуаций, мы можем предположить что за время пересечения ТС (~ 3 мин) временные изменения в токовой структуре отсутствуют и все изменения магнитного поля (обращение знака B_X -компоненты) связаны с тем, что космический аппарат пересекает пространственную токовую структуру.

Используя метод MVA, мы определили для каждого ТС из нашей базы данных: направление нормали N и величину нормальной (перпендикулярной к плоскости слоя) B_N – компоненты магнитного поля, а также направление и величину максимальной (B_{MAX}) и средней B_{MID} вариаций магнитного поля. Оказалось, что для всех анализируемых пересечений направление максимальной вариации поля практически совпадает с осью X , направление N – с осью Z , а направление B_{MID} – с осью Y , т.е. ТС из нашей базы данных представляют собой практически горизонтальные (лежащие в плоскости эклиптики) структуры. С учетом указанных выше допущений об одномерности ТС получаем, что величина плотности тока, измеренная в каждый момент времени t_i во время пересечения слоя: $J_i \sim \Delta B_{MAX}^i / \Delta z_i^*$, где $\Delta B_{MAX}^i = B_{MAX}^i - B_{MAX}^{i-1}$, $\Delta z_i^* = t_i \cdot V_N$ и V_N – компонента потоковой скорости СВ вдоль нормали N . В этом случае толщина ТС L (т.е. пространственный размер слоя в направлении нормали N) может быть оценена как $L = \int_{t_1}^{t_2} V_N dt$, где $\Delta t = t_2 - t_1$ – временной интервал, в течение которого наблюдается обращение знака компоненты магнитного поля B_{MAX} . При этом ток в слое направлен параллельно или антипараллельно шировой компоненте магнитного поля B_{MID} .

На рисунке 5а представлены пространственные профили нормированной величины $B_{MAX}^*(z^*)$ для пяти пересечений ТС в СВ. Величина B_{MAX} , изме-

ренная в каждом пересечении ТС, была нормирована на максимальную величину B_{MAX} , наблюдаемую на границе данного ТС. Отсутствие магнитного шира наблюдалось лишь в одном из пяти интервалов пересечения ТС (соответствующий этому ТС пространственный профиль $B_{MAX}^*(z^*)$ показан сплошной черной линией). В остальных четырех пересечениях ТС (точные интервалы времени наблюдения ТС показаны в верхней части рис. 5) наблюдалась ненулевая шировая компонента магнитного поля.

Из рисунка 5а видно, что для ТС без магнитного шира наблюдается резкая смена знака B_{MAX} на пространственном масштабе $< 10^4$ км, т.е. ТС сравнительно тонкий. Напротив, для остальных слоев, в которых наблюдалась ненулевая шировая компонента B_{MID} , обращение знака B_{MAX} имело место на больших пространственных масштабах, и зависимость $B_{MAX}^*(z^*)$ была не всегда монотонной. Последнее, в предположении квазистационарности токовой структуры, может указывать на наличие мелкомасштабных токовых структур.

На рисунке 5b представлены пространственные профили нормированной плотности тока $J^*(z^*)$. Плотность тока, вычисленная в каждом анализируемом пересечении, была нормирована на величину максимальной плотности тока, наблюдаемой в этом пересечении. Видно, что при наличии магнитного шира толщина ТС заметно больше, чем при его отсутствии.

На рисунке 5с представлены пространственные распределения шировой компоненты магнитного поля B_{MID} в зависимости от величины B_{MAX} , абсолютная величина которой, в свою очередь, прямо пропорциональна расстоянию z^* от нейтральной плоскости (где $B_{MAX} = 0$) вдоль нормали к ТС. Видно, что во всех пересечениях ТС, в которых наблюдалась ненулевая шировая компонента магнитного поля, ее пространственный профиль вдоль нормали к слою имел “колоколообразную” форму, т.е. наблюдалось увеличение абсолютной величины $|B_{MID}|$ в нейтральной плоскости ТС и уменьшение $|B_{MID}|$ к краям слоя. Аналогичные пространственные профили шировой компоненты магнитного поля наблюдались в ТС хвоста магнитосферы Земли (см. предыдущий раздел).

На рисунке 5d показаны зависимости нормированной плотности тока $J^*(B_{MAX})$. Видно, что для ТС с ненулевой шировой компонентой магнитного поля имеет место смещение максимума плотности тока от нейтральной плоскости ($B_{MAX} = 0$). Причем, направление смещения максимума плотности тока (в

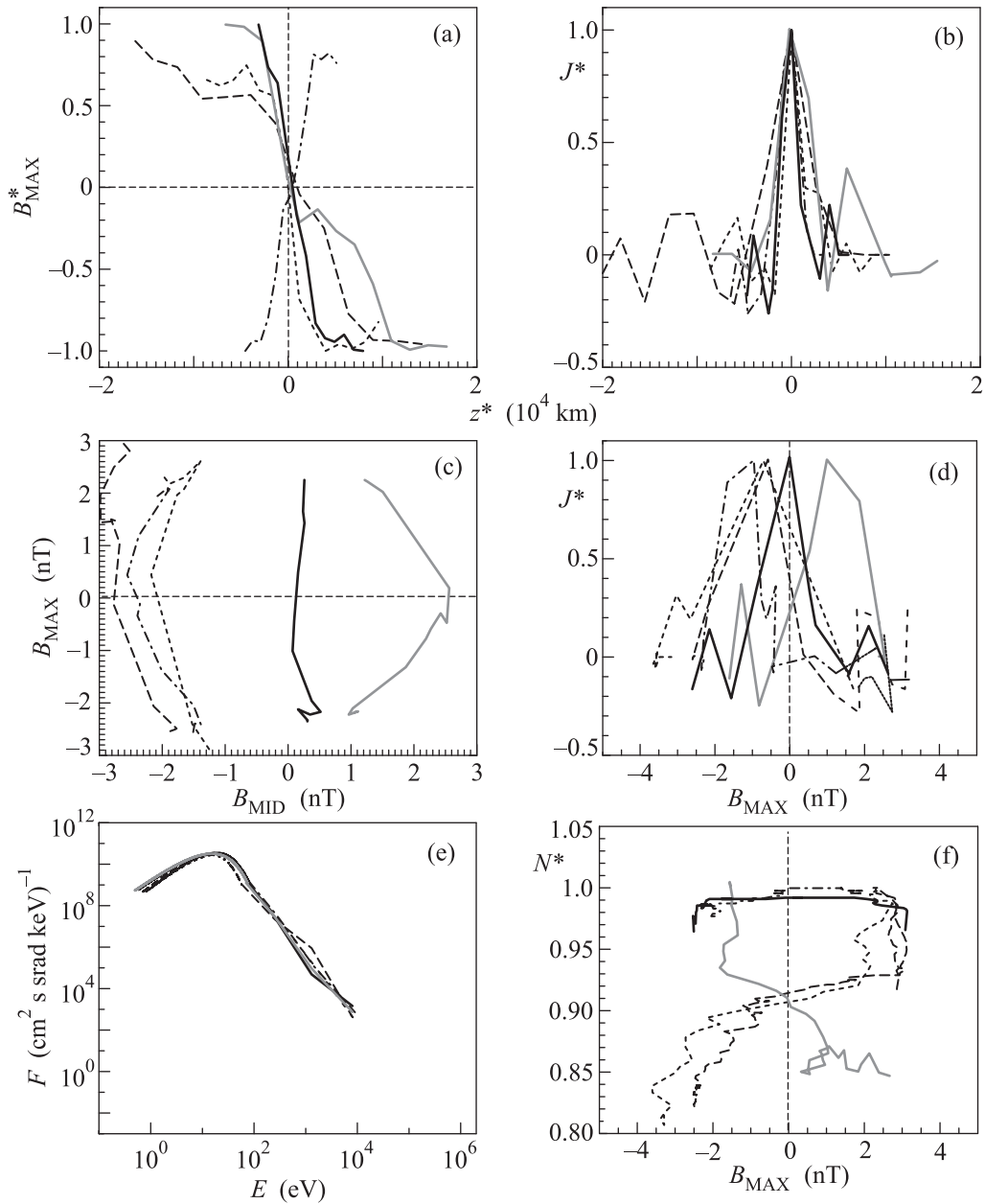


Рис. 5. Анализ нескольких пересечений ТС в СВ спутником Wind (интервалы времени пересечений указаны в верхней части рисунка). Для каждого интервала ТС показаны: (а) – пространственные профили максимальной вариации магнитного поля (B_{MAX}) вдоль нормали к ТС (z^*); (б) – профили нормированной плотности тока $J^*(z^*)$; (с) – годограф магнитного поля в плоскости (B_{MID}, B_{MAX}); (д) – зависимости $J^*(B_{MAX})$; (е) – дифференциальные спектры потоков ионов; (ф) – зависимости нормированной плотности ионов $N^*(B_{MAX})$. Различные интервалы времени наблюдений ТС показаны различными типами линий, а именно: пунктир – наблюдения 05.04.07 в 10:01-10:04:10 UT ($B_{MID} \neq 0$); штриховой линией – наблюдения 06.04.07 в 17:08:30-17:12 UT ($B_{MID} \neq 0$); штрих-пунктирной линией – наблюдения 07.04.07 в 05:18-05:21 UT ($B_{MID} \neq 0$); сплошной серой линией – наблюдения 07.04.07 в 07:00:30-07:03:30 UT ($B_{MID} \neq 0$) и сплошной черной линией – наблюдения 08.04.07 в 10:06:20-10:08 UT ($B_{MID} \sim 0$)

сторону положительных или отрицательных значений B_{MAX}) зависит от знака шировой компоненты магнитного поля. В отличие от слоев с широм в ТС без магнитного шира положение максимума плотности тока более-менее совпадает с нейтральной плос-

костью (соответствующий профиль показан сплошной черной линией). Аналогичный эффект асимметричного распределения плотности тока в ТС с магнитным широм наблюдался и в хвосте магнитосферы Земли [20, 21].

На рисунке 5f показаны зависимости нормированной плотности ионов $N^*(B_{\text{MAX}})$. Профили плотности тока и плотности ионов приведены для одних и тех же интервалов и представлены аналогичными типами линий. Сопоставляя рис. 5d и 5f видно, что для ТС с магнитным широм смещения максимумов плотности тока и плотности ионов происходит в противоположные стороны от нейтральной плоскости ($B_{\text{MAX}} = 0$). Аналогичный эффект наблюдался в ТС с магнитным широм в хвосте магнитосферы Земли (см. рис. 4). В таблице 1, приведенной в дополнительных материалах, мы суммировали структурные особенности ТС с магнитным широм, которые обнаружили спутниковые наблюдения в хвосте магнитосферы Земли и в СВ, а именно, увеличение толщины и уменьшение плотности тока в ТС, формирование асимметричных пространственных профилей распределения плотности тока и плазмы в ТС.

В ряде теоретических работ было показано, что наблюдаемые особенности токовых структур с магнитным широм, перечисленные в табл. 1, приведенной в дополнительных материалах, связаны с кинетическими особенностями динамики ионов в ТС [9, 22, 24]. В работе [34] также было показано, что утолщение ТС в СВ связано с уменьшением относительной доли квазиadiaбатических частиц в слое. Для сравнения спутниковых наблюдений ТС с результатами моделирования мы оценили долю квазиadiaбатических ионов в анализируемых ТС. Согласно формуле, выведенной в работе [23], параметр адиабатичности κ вычисляется как отношение радиуса кривизны силовых линий магнитного поля, пересекающих ТС к максимальному гирорадиусу ионов, наблюдаемых в нейтральной плоскости ТС. Однако, для ТС, наблюдаемых в СВ, из-за наличия только односпутниковых измерений невозможно вычислить радиус кривизны силовых линий. Поэтому для вычисления параметра κ мы использовали другое частное выражение, которое также рассматривалось в работе [23], в предположении параболической модели магнитной конфигурации ТС. В этом случае параметр адиабатичности может быть оценен как: $\kappa(E) = \frac{B_{\text{CS}}}{B_0} \sqrt{\frac{L}{\rho(E)}}$, где L – толщина ТС, B_{CS} – минимальная величина модуля магнитного поля, наблюдаемого в нейтральной плоскости ТС, B_0 – величина модуля магнитного поля на краях слоя, $\rho(E)$ – гирорадиус иона с энергией E . Доля квазиadiaбатических частиц, для которых $\kappa < 1.0$ зависит, таким образом, от магнитной конфигурации ТС и от энергетического спектра частиц.

На рисунке 5е показаны спектры тепловых и сверхтепловых ионов, наблюдаемые во время анализируемых пересечений ТС. К сожалению, измерений энергетических спектров заряженных частиц СВ с хорошим покрытием широкого диапазона энергий не проводилось. На спутнике Wind плазменным анализатором Wind 3D plasma analyzer проводились измерения ионных спектров в диапазоне энергии от ~ 0.07 до ~ 400 кэВ [35]. Для низкоэнергетичного диапазона, включающего энергии тепловой плазмы, мы экстраполировали наблюдаемый спектр, предполагая, что в области низких энергий ионная компонента имеет максвелловское распределение с наблюдаемой температурой. Из рисунка 5е видно, что спектры, измеренные в анализируемые интервалы пересечений ТС, схожи и, таким образом, доля квазиadiaбатических ионов в каждом пересечении определяется в основном магнитной конфигурацией ТС.

На рисунке 6 мы представили зависимости параметра адиабатичности – от энергии ионов для пяти ТС, показанных на рис. 5. Сопоставляя рис. 5с и рис. 6, видно, что максимальная доля квазиadiaба-

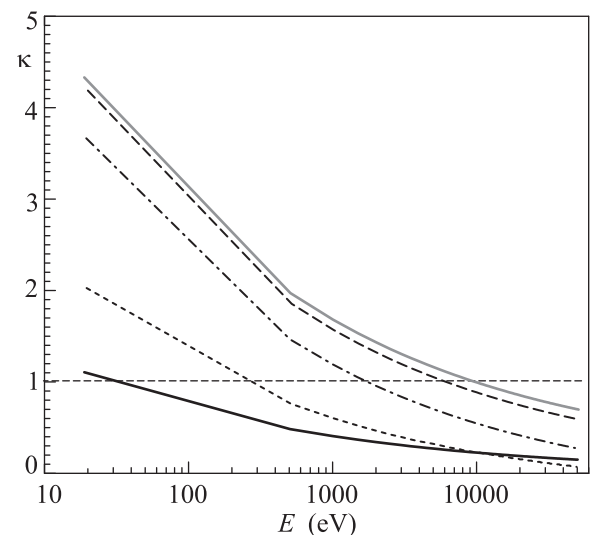


Рис. 6. Зависимости параметра адиабатичности κ от энергии ионов, рассчитанные для каждого из интервалов ТС, представленных на рис. 5 в момент наблюдения минимума абсолютной величины магнитного поля в ТС. Для каждого ТС соответствующие зависимости показаны теми же типами линий, что и на рис. 5

тических частиц наблюдалась в ТС без магнитного шира. Это связано с малой величиной магнитного поля B_{CS} в нейтральной плоскости ТС. Согласно рис. 5b, именно этот ТС (показан сплошной черной линией) имел наименьшую толщину, а максимум плотности тока практически совпадал с нейтральной

плоскостью. Наличие шировой компоненты магнитного поля способствует усилению поля B_{CS} и увеличению нижней границы энергии ионов, для которых $\kappa < 1.0$. Это, в свою очередь, ведет к уменьшению доли квазиadiaбатических частиц в слое. Действительно, в слоях с магнитным широм, по нашим оценкам, доля квазиadiaбатических частиц составила $\leq 5\%$, и, как видно из рис. 5b, именно эти слои имели наибольшую толщину и наибольшее смещение максимума плотности тока от нейтральной плоскости (см. рис. 5d).

Таким образом, спутниковые наблюдения подтвердили сходство структурных особенностей, наблюдаемых в ТС с магнитным широм в хвосте магнитосферы Земли и в СВ (см. табл. 1, приведенной в дополнительных материалах). В следующем разделе мы представим результаты теоретических исследований кинетических особенностей взаимодействия ионов с ТС при наличии магнитного шира и самосогласованного влияния шировой компоненты магнитного поля на структуру слоя.

3. Особенности динамики ионов в токовых конфигурациях с магнитным широм. В данном разделе мы обсудим кинетические особенности динамики ионов в ТС с магнитным широм. Для исследования процессов взаимодействия ионов с ТС была использована модель, описанная в работах [36, 37] и в дополнительных материалах. Ионы приходили в ТС из двух источников, расположенных в северной и южной полуплоскостях симметрично относительно плоскости слоя. Предполагалось, что потоки ионов из северного и южного источника имели одинаковые характеристики. После взаимодействия с ТС ионы могут отражаться или проходить сквозь него (преломляться). В случае отсутствия шировой компоненты магнитного поля в ТС динамика “северных” и “южных” ионов при взаимодействии с ТС одинакова.

Однако, при наличии ненулевого магнитного шира возникает асимметрия рассеяния частиц, входящих из северного и южного источников. В результате, распределение плотности плазмы и тока в слое может стать асимметричным относительно плоскости $Z = 0$. Асимметрия рассеяния ионов определяется знаком шировой (B_Y) и нормальной (B_Z) компонент магнитного поля [20]. Этот эффект проиллюстрирован на рис. 7.

На рисунке 7а схематически показано взаимодействие ионов, входящих из северного источника (траектория такого иона изображена серой пунктирной линией) и южного источника (траектория показана черным пунктиром) с ТС, в котором $B_Z > 0$

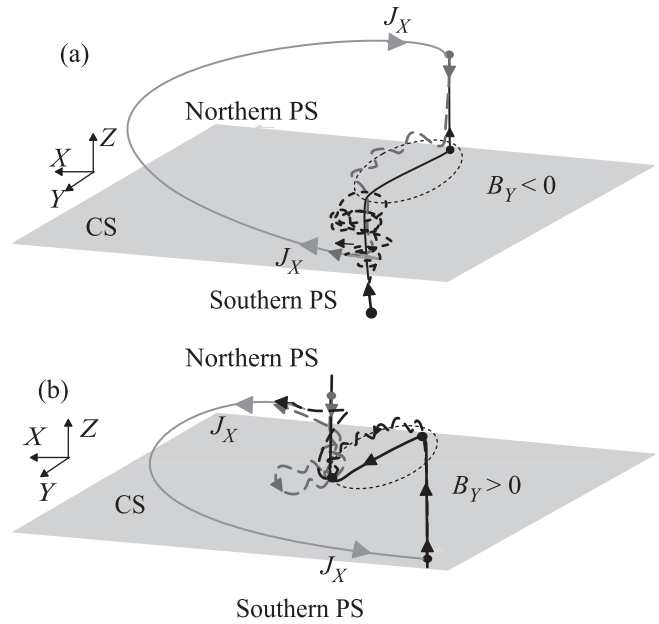


Рис. 7. Схематическое изображение взаимодействия ионов, входящих из северного (траектория иона показана серым пунктиром) и южного (траектория показана черным пунктиром) источников в ТС с магнитным широм, в котором: (а) – $B_Z > 0$, $B_Y < 0$; (б) – $B_Z > 0$, $B_Y > 0$. Силовая линия магнитного поля, вдоль которой движутся ионы, изображена сплошной черной линией. Инжектированные из ТС ионы создают на краях слоя противоположно направленные токи J_X (показаны серыми сплошными линиями), которые могут самосогласованно поддерживать шировую компоненту магнитного поля данного знака в центре ТС

и $B_Y < 0$. Ионы, влетающие в ТС, размагничиваются на краях слоя, где величина магнитного шира незначительна. Однако, при движении ионов к центру слоя усиление шировой компоненты магнитного поля способствует частичному замагничиванию ионов. В магнитной конфигурации, показанной на рис. 7а, ионы из южного источника, двигаясь к центру ТС, вынуждены сойти со “своей” магнитной силовой линии, чтобы совершить квази-ларморовское вращение. В результате, значительная часть “южных” ионов отражается назад в южную часть ПС, и, лишь некоторая часть “южной” популяции, влетающая в ТС с определеннымиpitch-углами и фазами, может быть инжектирована в северную часть ПС. Напротив, ионы, входящие в ТС из северного источника, проникая к центру ТС, совершают квази-ларморовское вращение, не сходя со “своей” силовой линии, и, практически без рассеяния, выходят из ТС в южную часть ПС. Таким образом, в данной магнитной конфигурации ТС создается избыток ионов,

инжектированных в южную часть ПС по сравнению с северной частью, и максимум плотности ионов смещается в сторону южного ПС. В результате возникает асимметрия “север-юг” в пространственном распределении плотности ионов на краях ТС.

На рисунке 7b показана магнитная конфигурация ТС с $B_Y > 0$ и $B_Z > 0$. В такой магнитной конфигурации наблюдается противоположная асимметрия в инъекции ионов из ТС, что приводит к смещению максимума пространственного распределения плотности ионов в сторону северной части ПС. Асимметрия “север-юг” в инъекции ионов из ТС приводит к формированию противоположно направленных токов J_X , которые могут самосогласованно поддерживать шировую компоненту магнитного поля данного знака в центре ТС.

Для подтверждения вышеизложенного качественного объяснения особенностей взаимодействия ионов с ТС при наличии магнитного шира, нами было произведено численное исследование динамики ионов в ТС, в котором $B_Z > 0$, $B_Y > 0$ (магнитная конфигурация, показанная на рис. 7b). На рисунке 8 представлены четыре характерные траектории квазиадиабатических протонов, взаимодействующих с ТС при отсутствии (а) и при наличии магнитного шира (b, c). Частицы были запущены с разными питч-углами (соответствующие траектории показаны различными оттенками серого цвета). Относительная величина шировой компоненты составляла $B_Y/|B_{X0}| \sim 0.2$, где B_{X0} – величина тангенциальной компоненты магнитного поля на краях ТС. Траектории частиц показаны в плоскости XZ .

Как видно из рис. 8, наблюдаются существенные различия в динамике частиц. Так, при отсутствии магнитного шира траектории частиц, запущенных из южного и северного источников, практически одинаковы. При $B_Y \neq 0$ появляется асимметрия рассеяния частиц после взаимодействия с ТС. Характер движения частиц зависит от того, из какой полуплоскости они приходят в ТС. Так, для данной магнитной конфигурации ($B_Y > 0$, $B_Z > 0$) ионы, приходящие из северного источника сохраняют квазиадиабатический характер движения [4]. В зависимости от начального питч-угла часть таких ионов отражается назад к источнику, либо проходит сквозь ТС в противоположную полуплоскость (рис. 8b). В то же время протоны, приходящие в ТС из южной полусферы, испытывают частичное замагничивание за счет магнитного шира, и движутся вдоль силовых линий магнитного поля, пересекающих ТС. В результате, все “южные” ионы без рассеяния проходят сквозь ТС

в северную полуплоскость (см. рис. 8c). При противоположном знаке шировой компоненты магнитного поля ($B_Y < 0$) в ТС ситуация будет обратной.

Таким образом, в зависимости от знака шировой компоненты магнитного поля в ТС, увеличение концентрации ионов после взаимодействия со слоем, будет наблюдаться либо в северной, либо в южной полуплоскости. Новый баланс давлений, в свою очередь, вызовет смещение ТС в сторону с наименьшей плотностью плазмы [9, 20]. Этот эффект будет более подробно обсуждаться в следующем разделе.

Важно отметить, что на направление движения потоков ионов, инжектированных после взаимодействия с ТС, и, таким образом, на направление ионных токов J_X влияет знак B_Z – компоненты магнитного поля. Это связано с тем, что при наличии в хвосте электрического поля утро-вечер ($E_Y > 0$) присутствие в ТС $B_Z > 0$ задает направление конвекции плазмы в сторону Земли ($V_X > 0$). В результате, для магнитной конфигурации в ТС с $B_Z > 0$ и $B_Y < 0$ избыток ионов, инжектированных в южный ПС (см. рис. 7a) приведет к возникновению вблизи южного края ТС более сильного потока, направленного к Земле. Это способствует формированию системы из противоположно направленных токов J_X с $J_X > 0$, текущим в южной части ПС, и противоположно направленным J_X – в северной части ПС. Такие токовые конфигурации характерны для области геомагнитного хвоста, находящейся с земной стороны от магнитной X-линии. В случае, если в ТС $B_Y > 0$ ток $J_X > 0$ будет течь в северной части ПС (см. рис. 7b).

Ситуация будет обратной, если $B_Z < 0$ в ТС. В этом случае конвекция плазмы направлена от Земли в хвост ($V_X < 0$). Такая ситуация может быть реализована с хвостовой стороны от X-линии [36]. В этом случае, для тех же знаков шировой компоненты магнитного поля, направление токов J_X в северной и южной частях ПС будет обратным [20]. В табл. 2, приведенной в дополнительный материалах, суммированы возможные комбинации B_Z , B_Y – компонент в ТС хвоста и соответствующие направления инъекции ионов из ТС.

Наличие противоположно направленных токов J_X , текущих на краях ТС, было подтверждено для 17 интервалов пересечений спутниками Cluster ТС с магнитным широм в хвосте магнитосферы Земли [20]. На рисунке 9 для каждого пересечения ТС показаны измерения токов J_X в те моменты времени, когда центр спутникового тетраэдра Cluster находился на краю ТС со стороны северного и/или южного ПС. Черными крестиками показаны величины тока J_X в

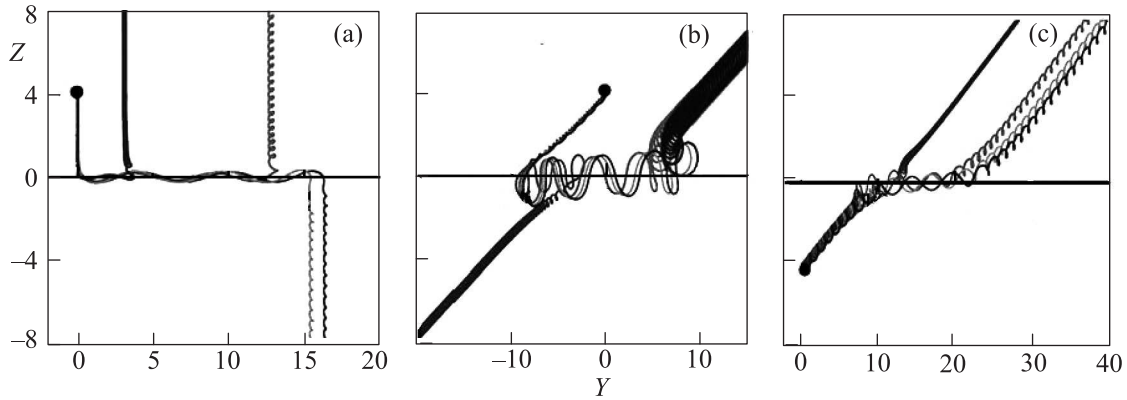


Рис. 8. Проекция четырех траекторий протонов на плоскость XZ . (а) – В ТС без магнитного шира. (б) – В присутствии магнитного ширового поля с относительной величиной $B_Y/B_{X0} = 0.2$, показаны частицы из северного источника. (с) – В той же магнитной конфигурации ТС показаны частицы, приходящие из южного источника. Пространственные переменные нормированы на протонный гирорадиус, начальные энергии частиц одинаковы, начальные питч-углы равны: $\theta = 0.15, 0.35, 0.65, 1.35$ рад (показаны оттенками серого) [4]

зависимости от величины поля $\langle B_X \rangle$ в центре тетраэдра Cluster для тех пересечений ТС, в которых наблюдалась магнитная конфигурация $B_Z > 0, B_Y < 0$ или $B_Z < 0, B_Y < 0$. В такие интервалы, согласно результатам кинетического анализа, следует ожидать ток $J_X > 0$ в южной части ПС, и ток $J_X < 0$ – в северном ПС (см. табл. 2, приведенной в дополнительных материалах). Как видно из рис. 9, для данных интервалов, действительно, наблюдалась подобная тенденция.

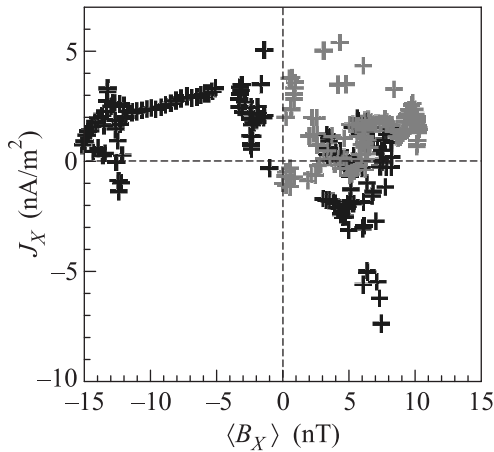


Рис. 9. Пространственные распределения токов J_X , наблюдаемые для каждого из 17 интервалов пересечения ТС [20] с магнитным широм спутниками Cluster. Черными крестиками показаны величины тока J_X в зависимости от величины поля $\langle B_X \rangle$ в центре тетраэдра Cluster для ТС с магнитной конфигурацией $B_Z > 0, B_Y < 0$ или $B_Z < 0, B_Y < 0$. Серыми крестиками показаны величины тока $J_X(\langle B_X \rangle)$ для ТС с магнитной конфигурацией $B_Z > 0, B_Y > 0$ или $B_Z < 0, B_Y > 0$

Для магнитных конфигураций ТС с $B_Z > 0, B_Y > 0$ или $B_Z < 0, B_Y > 0$ следует ожидать обратную картину: ток J_X должен быть направлен к Земле ($J_X > 0$) в северном ПС, и от Земли – в южном ПС. Для таких пересечений ТС на рис. 9 измерения тока J_X в зависимости от $\langle B_X \rangle$ показаны серыми крестиками. К сожалению, для данной группы пересечений отсутствовали измерения тока J_X в южной части ПС. В северной части ПС, примыкающего к ТС, в каждом из пересечений ТС, наблюдались, в основном, положительные значения J_X , т.е. в северном ПС этот ток, действительно, был направлен к Земле, что согласуется с результатами теоретического анализа.

Таким образом, эффект наличия асимметрии “север–юг” в квазиadiaбатическом взаимодействии ионов с ТС в присутствии некоторого начального ширового поля B_Y , ведет к возникновению ионных токов и формированию дополнительной токовой системы из противоположно направленных токов J_X , текущих в северной и южной частях ПС. Возникновение такой системы токов приводит к неизбежному относительному усилению поля B_Y внутри токовой петли, т.е. вблизи нейтральной плоскости ТС, и ослаблению поля B_Y за пределами петли (за пределами ТС). Таким образом, возникновение токовой системы из противоположно направленных токов J_X способствует формированию “колоколообразного” пространственного распределения магнитного поля $B_Y(Z)$. Дальнейшее существование и эволюция данной магнитной конфигурации определяется самосогласованным влиянием динамики частиц и полей. Результаты исследования самосогласованной дина-

мики частиц и полей в ТС с магнитным широм будут представлены в следующем разделе.

4. Возможный механизм поддержания и усиления магнитного шира в токовых слоях. В этом разделе мы обсудим возможные механизмы формирования самосогласованных токовых равновесий с ненулевой шировой компонентой магнитного поля. В токовых системах, где шировое магнитное поле зависит от Z -координаты, геометрия силовых линий может принимать две основные конфигурации: с антисимметричным и симметричным (“колоколообразным”) относительно нейтральной плоскости ($Z = 0$) магнитным полем $B_Y(Z)$. В обоих случаях магнитные силовые линии ТС обращаются в нейтральном слое, но в первом из них магнитная силовая линия приобретает деформацию типа кручения, а во втором – деформация силовой линии имеет изгибный характер, т.е. силовая линия лежит на гладкой искривленной поверхности [9]. В данной статье будет рассмотрена конфигурация с симметричным (“колоколообразным”) пространственным распределением ширового магнитного поля $B_Y(Z)$.

Для исследования равновесной структуры тонких ТС с магнитным широм и разных динамических режимов проводилось численное моделирование ТС методом трассирования макрочастиц в магнитных и электрических полях с последующим самосогласованием получаемых токов $J_Y(Z)$ и $J_X(Z)$ и магнитных полей $B_X(Z)$ и $(B_Y(Z))$ [37, 38]. Описание модели приводится в дополнительных материалах.

На рисунке 10а показаны профили B_X и B_Y – компонент магнитного поля для конфигураций ТС с симметричным (“колоколообразным”) распределением $B_Y(Z)$ [39]. Для сравнения, серой пунктирной линией показан профиль $B_X(Z)$, который бы наблюдался при отсутствии магнитного шира.

Как видно из рис. 10а профиль тангенциальной компоненты $B_X(Z)$ магнитного поля обращаются в нуль в нейтральной плоскости ТС и выходят на постоянное значение (“насыщение”) при удалении от нее, что характерно для ТС. В случае “колоколообразного” $B_Y(Z)$ это происходит при $Z/\rho \sim 0.4$ (ρ – гирорадиус ионов на краях ТС), т.е. толщина ТС оказывается вдвое большей по сравнению с толщиной ТС при отсутствии магнитного шира. Таким образом, влияние “колоколообразной” шировой компоненты $B_Y(Z)$ приводит к утолщению ТС, а также к некоторому нарушению симметричности пространственного профиля компоненты $B_X(Z)$. Последнее обусловлено, асимметрией рассеяния частиц из северного и южного источников после взаимодействия с ТС.

На рисунке 10b показано распределение плотности тока в ТС $J_Y(Z)$ и плотности тока, текущего на краях слоя $J_X(Z)$ для “колоколообразного” пространственного профиля ширового магнитного поля. Для сравнения, на рис. 10а серой сплошной линией также показан пространственный профиль плотности тока $J_Y(Z)$ в ТС при отсутствии магнитного шира. Видно, что пространственная область, занимаемая током $J_Y(Z)$ при наличии “колоколообразного” ширового поля, примерно в два раза шире, а плотность тока в центре слоя примерно в три раза меньше, чем в ТС при отсутствии шировой компоненты магнитного поля. Таким образом, наблюдается утолщение ТС и уменьшение плотности тока в нем. Кроме того, на рис. 10а также видно, что при “колоколообразном” распределении магнитного шира максимум плотности тока сдвигается от нейтральной плоскости ($Z = 0$) в северную полуплоскость ($Z > 0$). Как обсуждалось выше, направление сдвига (в северную или южную полуплоскость) зависит от знака асимметрии “север–юг” в инжекции ионов после взаимодействия с ТС.

Из рисунка 10b также видно, что продольные токи $J_X(Z)$ являются локальными, так как поддерживаемые ими магнитные компоненты $B_Y(Z)$ обращаются в ноль на границах ТС. Плотность токов J_X по модулю много меньше плотности тока J_Y , наблюдаемой как в начальной конфигурации (без магнитного шира), так и в самосогласованной токовой конфигурации с шировой компонентой $B_Y(Z)$. Отметим, что для всех рассмотренных конфигураций Z -компонента плотности тока $J_Z(Z)$ имела вид очень слабого дискретного шума. Таким образом, модель с высокой степенью точности может рассматриваться как пространственно одномерная.

Как обсуждалось в работе [4], постоянное внешнее магнитное поле, которое может наблюдаться в геомагнитном хвосте, например, за счет проникновения ММП в магнитосферу, практически не влияет на толщину ТС и не деформирует его. Это означает, что основным механизмом в формировании ТС под действием шира магнитного поля является воздействие продольных токов и соответствующей самосогласованной компоненты ширового магнитного поля.

5. Заключение. Численное исследование рассеяния ионов в ТС с магнитным широм показало, что формирование симметричного “колоколообразного” пространственного профиля $B_Y(Z)$ связано с тем, что начальная деформация магнитных силовых линий вызывает изменение динамики частиц, приходящих в ТС из “северного” и “южного” источников, которое определяется знаком шировой ком-

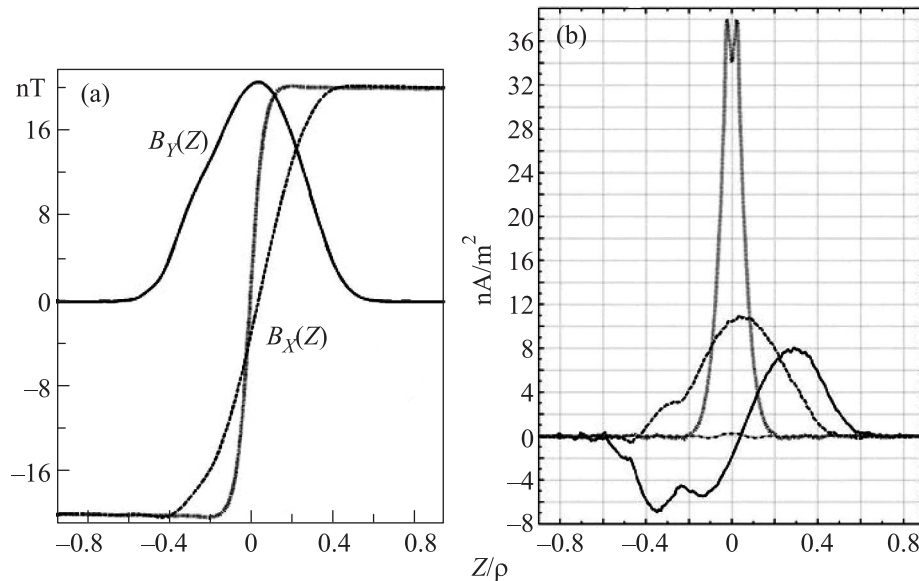


Рис. 10. (а) – Пространственные профили компонент магнитного поля в ТС. Профили $B_X(Z)$ и $B_Y(Z)$ при наличии магнитного шира показаны черной пунктирной и сплошной линиями соответственно. Для сравнения серой пунктирной линией показан начальный профиль $B_X(Z)$ при отсутствии магнитного шира. (б) – Компоненты плотности тока $J_Y(Z)$ и $J_X(Z)$ при наличии магнитного шира показаны черной штриховой и черной сплошной линиями, соответственно. Пространственные профили $J_Y(Z)$ и $J_X(Z)$ при отсутствии магнитного шира показаны серой сплошной и серой штрих-пунктирной линией, соответственно

поненты магнитного поля. Возникающая асимметрия “север–юг” в отражении/преломлении траекторий квазиadiaбатических ионов способствует формированию продольных токов J_X , которые направлены в противоположные стороны в северной и южной полуплоскостях относительно ТС. Токи J_X , создаваемые “северными” и “южными” ионами некомпенсированы, что приводит к самосогласованному усилению и поддержанию шировой компоненты магнитного поля внутри ТС. Таким образом, основным механизмом, приводящим к формированию симметричного пространственного распределения шировой магнитной компоненты в ТС, является асимметрия рассеяния ионов в направлении “север–юг” при их взаимодействии со слоем, если в нем присутствует некоторая начальная шировая деформация.

Полученные в рамках теоретических исследований эффекты влияния шировой компоненты магнитного поля на ТС нашли подтверждение в спутниковых наблюдениях ТС с магнитным широм как в хвосте магнитосферы Земли, так и в СВ. А именно:

1) установлено наличие асимметрии “север–юг” в распределении плотности плазмы на границах ТС с “колоколообразным” распределением магнитного шира $B_Y(Z)$. Наблюдения этой асимметрии соответствуют результатам численных исследова-

ний отражения/преломления “северных” и “южных” ионов при их взаимодействии с ТС, имеющим шировую компоненту магнитного поля соответствующего знака;

2) спутниковые наблюдения Cluster, позволяющие разделить временной и пространственный эффекты и измерить трехмерный градиент магнитного поля, подтвердили существование системы противоположно направленных токов J_X , текущих вблизи северной и южной границ ТС, в котором наблюдалось “колоколообразное” распределение поля $B_Y(Z)$. Направления токов J_X , текущих в южной и северной полуплоскостях, соответствовали наблюдаемому знаку ширового поля B_Y ;

3) установлен эффект утолщения ТС и смещения плотности тока в северную, либо в южную полуплоскость в зависимости от знака ширового поля B_Y . Причем, смещения максимума плотности тока и плотности ионов происходят в противоположные стороны от нейтральной плоскости слоя.

Наши исследования, таким образом, позволяют сделать вывод, что кинетические особенности динамики ионов в ТС, проявляющиеся на микромасштабах, могут оказывать существенное влияние на крупномасштабные конфигурации магнитоплазменных систем.

Работа выполнена при поддержке грантов Российского Фонда Фундаментальных Исследований # 13-02-00454 и № 16-02-00479

1. C. P. Escoubet, M. Fehringer, and M. L. Goldstein, *Ann. Geophys.* **19**, 1197 (2001).
2. V. Angelopoulos, *Space Sci. Rev.* **598**, 5 (2008).
3. J. L. Burch, T. E. Moore, R. B. Torbert, and B. L. Giles, *Space Sci. Rev.* **199**, 5 (2016).
4. Л. М. Зеленый, Х. В. Малова, Е. Е. Григоренко, В. Ю. Попов, *УФН* **186**, 1153 (2016).
5. R. Nakamura, R. W. Baumjohann, M. Fujimoto, Y. Asano, A. Runov, C. J. Owen, A. N. Fazakerley, B. Klecker, H. Rème, E. A. Lucek, M. Andre, and Y. Khotyaintsev, *J. Geophys. Res.* **113**, A07S16, doi:10.1029/2007JA012760 (2008).
6. J. Büchner and L. M. Zelenyi, *Adv. Space Res.* **11**, 177 (1991).
7. Z. Zhu and G. Parks, *J. Geophys. Res.* **98**, 7603 (1993).
8. R. L. Kaufmann, C. Lu, and D. J. Larson, *J. Geophys. Res.* **99**, 11277 (1994).
9. H. V. Malova, V. Y. Popov, O. V. Mingalev, I. V. Mingalev, M. N. Mel'nik, A. V. Artemyev, A. A. Petrukovich, D. C. Delcourt, C. Shen, and L. M. Zelenyi, *J. Geophys. Res.* **117**, A04212 (2012). doi:10.1029/2011JA017359
10. R. Paolo, J. U. Brackbill, W. Daughton, and G. Lapenta, *Phys. Plasmas* **11**, 4102 (2004).
11. P. L. Pritchett and F. V. Coroniti, *J. Geophys. Res.* **109**, A01220 (2004). doi:10.1029/2003JA009999
12. P. L. Pritchett and F. S. Mozer, *J. Geophys. Res.* **114**, A11210, (2009). doi:10.1029/2009JA014343
13. J. A. Slavin, D. N. Baker, J. D. Craven, R. C. Elphic, D. H. Fairfield, L. A. Frank, A. B. Galvin, W. J. Hughes, R. H. Manka, D. G. Mitchell, I. G. Richardson, T. R. Sanderson, D. J. Sibeck, E. J. Smith, and R. D. Zwickl, *J. Geophys. Res.* **94**, 15153 (1989).
14. E. E. Grigorenko, H. V. Malova, A. V. Artemyev, O. V. Mingalev, E. A. Kronberg, R. Koleva, P. W. Daly, J. B. Cao, J.-A. Sauvaud, C. J. Owen, and L. M. Zelenyi, *J. Geophys. Res.* **118**, 3265 (2013).
15. D. H. Fairfield, *J. Geophys. Res.* **84**, 1950 (1979).
16. V. A. Sergeev, *Geomagn. Aeron.* **27**, 612 (1987).
17. Z. Kaumaz, G. L. Siscoe, J. G. Luhmann, R. P. Lepping, and C. T. Russell, *J. Geophys. Res.* **99**, 11113 (1994).
18. Z. J. Rong, W. X. Wan, C. Shen, X. Li, M. W. Dunlop, A. A. Petrukovich, L.-N. Hau, T. L. Zhang, H. Rème, A. M. Du, and E. Lucek, *J. Geophys. Res.* **117**, A06216 (2012). doi:10.1029/20011JA017402
19. A. A. Petrukovich, *J. Geophys. Res.* **116**, A07217 (2011). doi:10.1029/2010JA016386
20. Е. Е. Григоренко, Х. В. Малова, А. Ю. Малыхин, Л. М. Зеленый, *Физика плазмы* **41**, 92 (2015).
21. E. E. Grigorenko, H. V. Malova, V. Yu. Popov, R. Koleva, and L. M. Zelenyi, *J. Atmospheric Sol.-Terr. Phys.* **164**, 46 (2017).
22. C. Shen, Z. J. Rong, X. Li, M. Dunlop, Z. X. Liu, H. V. Malova, E. Lucek, and C. Carr, *J. Geophys. Res.* **113**, A07S21 (2008).
23. J. Büchner and L. M. Zelenyi, *J. Geophys. Res.* **94**, 11821 (1989).
24. H. Karimabadi, W. Daughton, and K. B. Quest, *J. Geophys. Res.* **110**, A03213 (2005).
25. R. V. Hilmer and G.-H. Voigt, *J. Geophys. Res.* **92**, 8660 (1987).
26. J. Birn and M. Hesse, *J. Geophys. Res.* **99**, 109 (1994).
27. D. L. Holland, J. Chen, and A. J. Agranov, *J. Geophys. Res.* **101**, 24997 (1996).
28. D. Delcourt, L. M. Zelenyi, and J.-A. Sauvaud, *J. Geophys. Res.* **105**, 349 (2000).
29. E. J. Smith, *J. Geophys. Res.* **106**, 15819 (2001).
30. G. Li, *Astrophys. J. Lett.* **672**, L65 (2008).
31. O. V. Khabarova, G. P. Zank, G. Li, O. E. Malandraki, J. A. le Roux, and G. M. Webb, *Astrophys. J.* **808**, (2015). <https://doi.org/10.3847/0004-637X/827/2/122>
32. V. V. Zharkova and O. V. Khabarova, *Ann. Geophys.* **33**, 457 (2015).
33. B. U. Ö. Sönnnerup and M. Scheible, *Minimum and maximum variance analysis*, in: *Analysis Methods for Multi Spacecraft Data*, ed. by G. Pashmann, P. W. Daly, ISSI Scientific Report SR-001, Bern (1998), ch. 8, p. 185.
34. H. V. Malova, O. V. Mingalev, E. E. Grigorenko, I. V. Mingalev, M. N. Melnik, V. Yu. Popov, D. C. Delcourt, A. A. Petrukovich, C. Shen, D. Rong, and L. M. Zelenyi, *J. Geophys. Res.* **120**, 4800 (2015).
35. R. P. Lin, K. A. Anderson, S. Ashford, C. Carlson, D. Curtis, R. Ergun, D. Larson, J. McFadden, M. McCarthy, G. K. Parks, H. Rème, J. M. Bosqued, J. Coutelier, F. Cotin, and C. D'Uston, *Space Sci. Rev.* **71**, 125 (1995).
36. О. В. Мингалев, И. В. Мингалев, Х. В. Малова, Л. М. Зеленый, *Физика плазмы* **33**, 1028 (2007).
37. О. В. Мингалев, И. В. Мингалев, Х. В. Малова, Л. М. Зеленый, А. В. Артемьев, *Физика плазмы* **35**, 85 (2009).
38. A. Runov, R. Nakamura, W. Baumjohann, R. A. Treumann, T. L. Zhang, M. Volwerk, Z. Vörös, A. Balogh, K.-H. Glaßmeier, M. Klecker, H. Rème, and L. Kistler, *Geophys. Res. Lett.* **30**, 1579 (2003).
39. О. В. Мингалев, И. В. Мингалев, М. Н. Мельник, А. В. Артемьев, Х. В. Малова, В. Ю. Попов, *Физика плазмы* **38**, 329 (2012).