

К 100-ЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ В.Л. ГИНЗБУРГА

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Тонкие токовые слои: от работ Гинзбурга – Сыроватского до наших дней

Л.М. Зелёный, Х.В. Малова, Е.Е. Григоренко, В.Ю. Попов

*Рассматривается история развития теории тонких токовых слоёв в бесстолкновительной космической плазме — от времени появления первых идей В.Л. Гинзбурга и С.И. Сыроватского до наших дней. Изложены основные достижения квазиadiaбатической теории, позволившей исследовать внутреннюю тонкую структуру тонких токовых слоёв и провести сопоставление с экспериментальными наблюдениями. Это сопоставление показало эффективность квазиadiaбатического подхода по сравнению с классическим магнитогидродинамическим приближением. Благодаря развитию квазиadiaбатической теории за два последних десятилетия предсказаны и подтверждены исследованиями *in situ* новые характеристики тонких токовых структур: многомасштабность, метастабильность и вложенность; исследована роль отдельных популяций частиц в формировании тонкой структуры токовых слоёв. Показана роль неadiaбатических эффектов в процессах ускорения пучков плазмы — бимлетов — при взаимодействии с токовыми слоями. Найдены механизмы формирования асимметрии при наличии широчной компоненты магнитного поля. Изучены процессы самоорганизации токового слоя, приводящие к образованию широчной компоненты магнитного поля, самосогласованной с протекающими в плазме токами. Продемонстрировано, что и в настоящее время развитие теории тонких токовых структур является логическим продолжением идей С.И. Сыроватского и В.Л. Гинзбурга в области исследования космических лучей и пересоединяющихся токовых слоёв в короне Солнца.*

Ключевые слова: бесстолкновительная космическая плазма, тонкие токовые слои, квазиadiaбатическая теория, ускорение и рассеяние частиц плазмы, бимлеты

PACS numbers: 52.25.Xz, 94.30.C-, 95.30.Qd

DOI: 10.3367/UFNr.2016.09.037923

Л.М. Зелёный. Институт космических исследований РАН, Профсоюзная ул. 84/32, 117342 Москва, Российская Федерация; Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский пер. 9, 141700 Долгопрудный, Московская обл., Российская Федерация
E-mail: lzelenyi@iki.rssi.ru

Х.В. Малова. Институт космических исследований РАН, Профсоюзная ул. 84/32, 117342 Москва, Российская Федерация; Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Ленинские горы 1, стр. 2, 119991 Москва, Российская Федерация
E-mail: hmalova@yandex.ru

Е.Е. Григоренко. Институт космических исследований РАН, Профсоюзная ул. 84/32, 117342 Москва, Российская Федерация
E-mail: elenagrigenko2003@yandex.ru

В.Ю. Попов. Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Ленинские горы 1, стр. 2, 119991 Москва, Российская Федерация; Институт космических исследований РАН, Профсоюзная ул. 84/32, 117342 Москва, Российская Федерация; Финансовый университет при правительстве Российской Федерации, Ленинградский просп. 49, 125993 Москва, Российская Федерация
E-mail: masterlu@mail.ru

Статья поступила 19 сентября 2016 г.

Содержание

- 1. Тонкие токовые слои. История вопроса (1154).**
 - 1.1. Идеи Гинзбурга – Сыроватского о происхождении космических лучей и их взаимодействии с магнитными полями в космосе. Идеи Сыроватского о пересоединяющихся токовых слоях.
 - 1.2. Начало экспериментальных наблюдений тонких токовых структур в короне Солнца, магнитосферах планет, на ударных волнах. Важность модели Сыроватского для объяснения вспышек на Солнце.
 - 1.3. Этапы развития теории токовых равновесий.
- 2. Динамика движения заряженных частиц и структура тонких токовых слоёв (1161).**
 - 2.1. Квазиadiaбатическое приближение.
 - 2.2. Свойства тонкого токового слоя в простейшей модели плазменного равновесия: вложенность и многомасштабность. Решение базовых уравнений.
 - 2.3. Масштабы токовых равновесий. Тонкие и сверхтонкие токовые слои.
 - 2.4. Оценка влияния электрического поля на поперечную толщину тонкого токового слоя.
 - 2.5. Механизмы формирования асимметричных равновесий.
 - 2.6. Параметрическая область решений.
- 3. Тонкий токовый слой с продольной неоднородностью в антисолнечном направлении в хвосте магнитосферы Земли (1175).**
- 4. Неadiaбатическое ускорение ионов в токовом слое и формирование структур (1178).**
- 5. Заключение (1183).**

Приложение. Особенности построения модели одномерного тонкого токового слоя и систем уравнений токового равновесия (1183).

Список литературы (1186).

1. Тонкие токовые слои. История вопроса

1.1. Идеи Гинзбурга – Сыроватского о происхождении космических лучей и их взаимодействии с магнитными полями в космосе. Идеи Сыроватского о пересоединяющихся токовых слоях

За свою долгую и плодотворную жизнь в науке В.Л. Гинзбург осуществил блестящие исследования широчайшего круга проблем — от астрофизики и кристаллооптики [1–3] (см. также приведённые там ссылки) до сверхпроводимости и сверхтекучести [4–6]. В частности, его интересовали проблемы, связанные с происхождением и механизмами ускорения космических лучей (КЛ). Так, В.Л. Гинзбургом (единолично и в соавторстве с С.И. Сыроватским) были написаны три обзорные статьи в *УФН* [7–9] о происхождении КЛ, а через несколько десятков лет, в 1993 г., — ещё один обзор, в котором он подвёл итоги исследований в этой области за четыре десятилетия [10]. В частности, была экспериментально подтверждена идея В.Л. Гинзбурга о галактическом происхождении КЛ.

В монографии [9] Гинзбург и Сыроватский отмечали, что галактические космические лучи (ГКЛ) представляют собой потоки высокоэнергичных частиц, способные взаимодействовать с магнитными полями в космосе и, возможно, изменять их структуру. В свою очередь магнитные поля в космосе могут изменять свойства космических лучей, в частности, наблюдаемые спектры энергий. Солнечная система пронизана, кроме ГКЛ, так называемыми солнечными космическими лучами (СКЛ) — менее энергичными, чем ГКЛ, частицами, ведущими своё происхождение от вспышечных процессов на Солнце и в солнечном ветре. Углубление знаний о происхождении СКЛ, их трансформации при распространении в межпланетном пространстве было необходимо для развития представлений о плазменных процессах и структурах, являющихся источниками СКЛ или взаимодействующих с СКЛ на пути их распространения. Так, в Физическом институте им. П.Н. Лебедева Академии наук СССР (ныне Российской академии наук (РАН)) (ФИАН) в 1960-е годы при содействии В.Л. Гинзбурга начались теоретические и лабораторные исследования процессов пересоединения в токовых слоях [11–14]. Эти исследования были призваны ответить на вопрос о происхождении солнечных вспышек как источников СКЛ. В.Л. Гинзбург был уверен в чрезвычайной важности работ в области исследования процессов пересоединения в токовых слоях, ведущихся С.И. Сыроватским, и всегда призывал координировать исследования в области солнечных вспышек с учётом результатов теории и лабораторных экспериментов [15]. Сейчас эта идея получила продолжение. Результаты лабораторного моделирования, выполненного А.Г. Франк и её коллегами, сравниваются с результатами прямых измерений сходных явлений в космической плазме [16].

Согласно сценарию, предложенному С.И. Сыроватским [15, 17], энергия солнечных вспышек предварительно накапливается в токовых слоях, а затем взрывным образом выделяется при их разрушении или разрыве.

Позднее в процессе развития экспериментальных наблюдений в околоземном пространстве (в частности, многоспутниковой миссии Cluster, начатой в 2000 г.) идеи сравнительно тонких, толщиной порядка нескольких гирорадиусов протонов, токовых слоёв [18], играющих роль резервуаров магнитной энергии и способных в результате развития неустойчивостей спонтанно разрушаться с выделением большого количества энергии (см. [19] и приведённые там ссылки), были блестяще подтверждены по отношению к земной магнитосфере [20–22].

Было показано, что подобные метастабильные структуры могут образовываться в космосе преимущественно на границах между магнитными полями разных направлений [19]. Предполагаемый диапазон масштабов может быть очень велик: от магнитосфер планет Солнечной системы [23, 24] и магнитных петель в солнечной короне [25] до магнитных полей астрофизических объектов с сильными магнитными полями — пульсаров [26]. После бурных многолетних дебатов международного научного сообщества [27–30] теоретический анализ устойчивости тонких токовых слоёв (ТТС) завершился созданием теории метастабильных токовых структур [19, 31], а представления о магнитном пересоединении в токовых слоях сегодня являются общепризнанными [22, 32–34].

Надо сказать, что в течение длительного времени ТТС рассматривались как бесконечно тонкие магнито-гидродинамические (МГД) разрывы и их описание велось в основном в рамках магнитной гидродинамики [13–15, 35]. Однако сегодня на основании многочисленных наблюдений в космосе стало ясно, что тонкие токовые слои имеют малую, но конечную ширину, для них характерна внутренняя тонкая структура и особая, квазиadiaбатическая [36] (см. раздел 2.1), динамика частиц плазмы. Таким образом, очень эффективными в описании ТТС оказались кинетические модели [19], позволившие построить и исследовать новый тип плазменных равновесий, их динамику и определить зависимость структуры от граничных и начальных условий, а также выявить кинетические неadiaбатические эффекты, связанные с малой толщиной ТТС и динамикой частиц плазмы (так называемые бимлеты [37]) (см. раздел 2.4). В настоящем обзоре представлены основные современные достижения в исследованиях структуры ТТС и динамики частиц в них.

1.2. Начало экспериментальных наблюдений тонких токовых структур в короне Солнца, магнитосферах планет, на ударных волнах.

Важность модели Сыроватского для объяснения вспышек на Солнце

Образование токовых слоёв (ТС) и магнитное пересоединение в них являются важнейшими физическими процессами, определяющими перенос и ускорение космической плазмы. Масштабы этих процессов простираются от масштаба магнитосфер планет до астрофизического и галактического масштабов [38–40]. В ряде спиральных галактик существуют аномально долгоживущие структуры с противоположно направленными магнитными потоками, время жизни которых сравнимо со временем существования самой галактики [41]. Эти магнитные конфигурации могут образовываться в результате нелинейной эволюции физических полей, в которых обширные участки медленного изменения

поля разделяются малыми по объёму областями с большим градиентом магнитного поля и быстрым изменением его знака (так называемые внутренние переходные слои). Изучение и моделирование процессов формирования подобных структур и их эволюции играют важную роль в выяснении механизмов генерации, развития и разрушения астрофизических и геофизических магнитных полей [42].

Теоретические исследования моделей магнитосфер аккрецирующих нейтронных звёзд позволили получить решения в виде осесимметричных ТС, самосогласованно поддерживающих дискообразные магнитные структуры вокруг звёзд [43]. При исследованиях аккрецирующих магнитных звёзд было показано, что в их магнитосферах могут образовываться не только плоские (дискообразные), но и цилиндрические токовые структуры [44] с полоидальными и тороидальными токами, причём такие ТС являются долгоживущими конфигурациями [45].

Развитие спутникового мониторинга космической плазмы и методов как локального, так и дистанционного изучения её свойств в недоступных с Земли диапазонах электромагнитного излучения способствовало углублению знаний о структуре и динамике ТС в магнитосферах Земли и планет и в окрестности Солнца. Так, было показано, что в короне Солнца ТС могут формироваться в местах пересечения или близкого расположения магнитных петель [13, 14, 35, 36]. Вертикальные ленточные ТС могут также располагаться внутри шлемовидных магнитных структур (стримеров), вытянутых от поверхности Солнца в радиальном направлении [46]. Вследствие развития неустойчивостей в этих токовых структурах могут происходить процессы магнитного пересоединения и диссипации энергии, порождающие солнечные вспышки. Вблизи нейтральных магнитных областей — X-линий — происходят выбросы энергии в виде ускоренных и нагретых потоков вещества и волновой активности (вспышки на Солнце хорошо видны в рентгеновском и гамма-диапазонах) (рис. 1). Из короны Солнца могут также происходить масштабные выбросы

вещества — так называемые корональные выбросы масс (Coronal Mass Ejections — CME) [46–49].

Солнечные вспышки как мощнейшие проявления активности Солнца (выбросы энергии могут достигать 10^{32} эрг за 10^3 с) самым непосредственным образом влияют на состояние атмосферы Земли, планет и их плазменного окружения. Важной особенностью вспышек является то, что значительная часть энергии выделяется в нетепловых формах, т.е. в виде выбросов вещества, ускоренных частиц и жёсткого электромагнитного излучения [50]. Тем самым исследование вспышек оказывается ключевым для выяснения общих механизмов генерации энергичных частиц и космических лучей в солнечном ветре.

В работе [50] выделены три основные фазы эволюции токовых слоёв в солнечной короне. Первая, начальная, фаза длится несколько часов или десятков часов, в течение которых происходят формирование токового слоя и его расширение. На этой стадии преобладает механизм кулоновского нагрева плазмы сильным током в слое, а сам токовый слой может рассматриваться как квазистационарная структура. Наиболее интересной для исследователей является вторая, взрывная, фаза, в течение которой за время порядка 10 с выделяется огромная энергия, запасённая в слое.

Основными этапами преобразования энергии являются гидродинамические движения (разрыв слоя), тепловой нагрев в результате аномального сопротивления в области разрыва и появление потоков ускоренных частиц плазмы. Во время третьей, "горячей", фазы вспышки образуется горячая корональная область, в которой главным механизмом диссипации энергии, по-видимому, служит турбулентный нагрев. Теоретическая проблема исследования токовых слоёв в короне Солнца естественным образом разбивается на две части: внутреннюю и внешнюю. Первая включает в себя объяснение физики взрывного выделения большого количества энергии в ограниченной области пространства, что является необходимым для выяснения природы вспышечных явлений. К сожалению, такую информацию можно получить только непрямым путём, методом анализа влияния вспышечной активности на межпланетную среду и Землю. Вторая задача связана с анализом влияния последствий выбросов энергии на гелиосферу в целом, и в частности на околоземное космическое пространство.

Работы Сергея Ивановича Сыроватского внесли основополагающий вклад в решение проблемы природы солнечных вспышек [51]. Его простая и элегантная модель токового слоя в плазме с высокой проводимостью [15, 16, 35], названная моделью Сыроватского, согласно которой ТС представляет собой поверхность МГД-разрыва, разделяющую противоположные магнитные потоки, доказала свою эффективность в объяснении физики солнечных вспышек. Развитие МГД-моделирования [52–54] оказалось весьма эффективным для выяснения физики нестационарных процессов на Солнце [55–57].

Благодаря спутниковым исследованиям последних десятилетий токовые слои были обнаружены также в солнечном ветре — потоке частиц с замороженным магнитным полем, исходящих от Солнца в радиальном направлении со сверхзвуковой скоростью [52]. Неизменно наблюдается в солнечном ветре гелиосферный токовый слой (ГТС) — квазистационарная, сравнительно

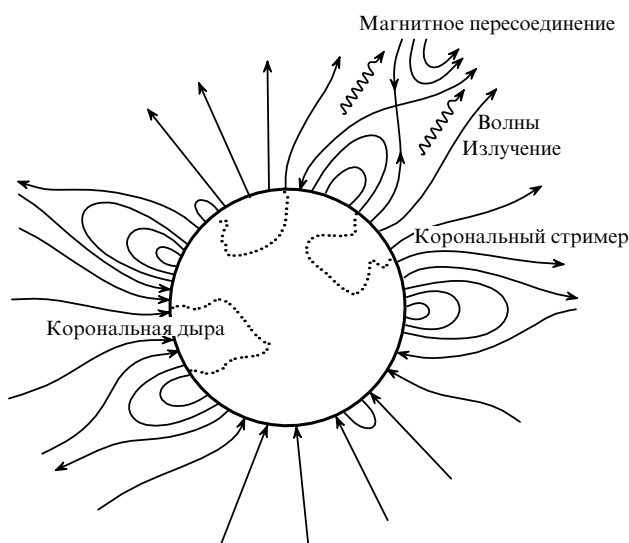


Рис. 1. Схема солнечной короны и присутствующих в ней петель магнитного поля, стримеров и корональных дыр (областей с пониженной плотностью и температурой плазмы). Вспышки происходят вблизи областей магнитного пересоединения, X-линий, и сопровождаются возбуждением волн и турбулентности.

тонкая (толщиной порядка 10^4 км), расположенная преимущественно в экваториальной области Солнца токовая структура, разделяющая разнонаправленные магнитные потоки [58]. Вследствие несовпадения магнитной и вращательной осей Солнца ГТС вдали от звезды приобретает складчатую форму "юбки балерины", в результате на расстоянии в 1 астрономическую единицу (а.е.) ($1 \text{ а.е.} \approx 215$ радиусов Солнца — расстояние от Солнца до Земли) межпланетное магнитное поле (ММП) приходит к Земле с преобладанием северной или южной компонент. Кроме того, структура экваториального тока может быть достаточно сложной — вокруг ГТС могут наблюдаться множественные ТТС, которые возникают или на границах разных плазменных потоков в солнечном ветре, или как результат расслоения ГТС в нестационарных условиях солнечного ветра.

Следует отметить, что, несмотря на полученные наблюдательные данные, теоретические представления о тонкой структуре ТС, в частности, в короне и солнечном ветре ещё недостаточно полны. Сильные шумы при измерениях атомных и ионных спектральных линий служат препятствием измерения тонкой структуры токовых конфигураций и соответствующих им магнитных полей в хромосфере и короне Солнца [59]. Доступны для наблюдений, как правило, сравнительно толстые токовые структуры внутри СМЕ [60, 61]. Таким образом, токовые структуры в окрестности Солнца в основном являются предметом теоретических и модельных исследований [58–60].

Значительно более изученными по сравнению с солнечными токовыми слоями являются токовые слои в магнитосферах Земли и других планет Солнечной системы, как обладающих собственными магнитными полями (Меркурий, Юпитер, Сатурн, Уран, Нептун), так и не обладающих ими (Венера, Марс). Наиболее исследованной, естественно, является магнитосфера Земли.

После получения первых данных космических наблюдений магнитного поля Земли Н. Несс (N. Ness) в 1962 г. предположил [62], что магнитосфера Земли на ночной стороне имеет форму не диполя, а сильно вытянутой, расширяющейся при удалении от Земли конической трубы, получившей название, по аналогии с кометами, "магнитосферный хвост". Поверхность хвоста, на которой собственное магнитное поле Земли отделяется от потока солнечного ветра, названа магнитопаузой. Обтекание собственного дипольного магнитного поля Земли потоками солнечного ветра является причиной формирования такой вытянутой конфигурации магнитосферы на ночной стороне Земли [63]. Скорость солнечного ветра на орбите Земли составляет от 300 до 1000 км с^{-1} , температура частиц плазмы — от 10 до 50 эВ, плотность — от 1 до 10 см^{-3} . При южном направлении межпланетного магнитного поля создаются благоприятные условия для пересоединения магнитных силовых линий солнечного ветра с магнитосферными, после чего пересоединённые линии уносятся потоком солнечного ветра в хвостовую область. Обратное перезамыкание магнитных линий происходит на расстояниях от Земли порядка $100R_E$ ($R_E \approx 6400$ км — радиус Земли), где формируется дальняя нейтральная линия. Пересоединённые магнитные силовые линии на стороне Земли движутся с потоком конвекции к планете, а линии, остающиеся в солнечном ветре, уносятся прочь от Земли вместе с солнечной плазмой.

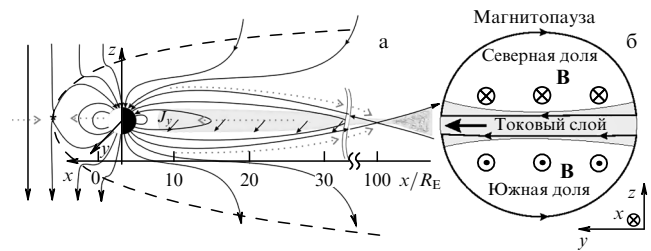


Рис. 2. Схематическое изображение сечений магнитосферы плоскостями xz (а) и yz (б). В нейтральной области хвоста течёт ток плотностью J_y . По обе стороны от токового слоя располагаются северная и южная доли магнитосферы, заполненные разрежённой плазмой. Магнитные силовые линии магнитосферы перезамыкаются на магнитопаузе (штриховая линия на рис. а) с межпланетным магнитным полем. Показано направление крупномасштабной конвекции (пунктирные стрелки на рис. а) магнитных силовых линий на ночную сторону, где на расстояниях порядка $100R_E$ происходит обратное перезамыкание магнитосферного и межпланетного магнитных полей. На ещё более дальних расстояниях поперечное магнитное поле B_z становится турбулентным, но конфигурация ТС с обращённым магнитным полем сохраняется.

На рисунке 2 схематически показана земная магнитосфера в двух сечениях: xz и yz . Для единообразия изображения здесь и далее используется известная геоцентрическая солнечно-магнитосферная система координат (Geocentric Solar Magnetospheric — GSM), в которой ось x направлена от центра Земли к Солнцу, ось z лежит в плоскости, проходящей через ось x и ось геомагнитного диполя, а ось y , дополняющая правостороннюю систему координат, направлена с утренней стороны на вечернюю. Поперёк хвоста с утренней стороны на вечернюю протекает крупномасштабный электрический ток J_y , поддерживающий противоположно направленные магнитные потоки в северной и южной половинах магнитосферы (долях). Этот ток разветвляется на магнитопаузе и замыкается вдоль неё, образуя гигантскую токовую систему, схожую с тета-пинчем, как показано на рис. 2б.

В нейтральном слое ТС хвоста знак B_x -компоненты магнитного поля обращается, на краях ТС вблизи магнитопаузы она достигает напряжённости $\sim 20-30$ нТл, в то время как нормальная к слою B_z -компонента (величиной порядка $1-2$ нТл) непрерывна и положительна ($B_z > 0$) в близкой к Земле части хвоста. Это связано с тем, что B_z -компонента генетически связана с полем земного магнитного диполя, направленного к северу в экваториальной плоскости. Другая, знакопеременная, B_x -компонента магнитного поля самосогласованно поддерживается током, текущим поперёк хвоста. На расстояниях порядка или более $100R_E$ влияние магнитного диполя Земли ослабевает настолько, что нормальная магнитная компонента в среднем практически исчезает, поле флуктуирует и конфигурация становится турбулентной. Тем не менее ТС хвоста магнитосферы Земли сохраняет свою структуру с антипараллельными силовыми линиями на расстояниях вплоть до 1,5 млн км от Земли, а возможно, и больших. Толщина ТС в хвосте не является постоянной, она зависит как от пространственного расположения (чем ближе к Земле, тем сильнее влияние дипольного поля планеты и тем большей в спокойных условиях становится толщина ТС), так и от глобальных магнитосферных возмущений — суббурь, во

время которых толщина ТС может существенным образом изменяться.

Магнитные суббури происходят вследствие взаимодействия потока солнечного ветра с собственным магнитным полем Земли [64]. Солнечный ветер представляет собой потоки горячей протон-электронной плазмы с небольшими (до 5%) примесями ядер гелия и тяжёлых ионов с вмороженным межпланетным магнитным полем (ММП), имеющим секторную структуру. Земля при своём движении в плоскости эклиптики попеременно попадает в магнитные секторы с разнонаправленным магнитным полем (преимущественно северным или южным в GSM-системе координат). При ММП южного направления в лобовой части магнитосферы Земли создаются благоприятные условия для активного пересоединения магнитных силовых линий солнечного ветра и магнитосферы Земли. Пересоединённые силовые линии уносятся вниз по течению в область магнитосферного хвоста, что сопровождается резким увеличением магнитного потока в хвосте, сжатием хвоста и усилением в нём крупномасштабного электрического поля E_y . Плазменный дрейф в направлении к нейтральной плоскости со скоростью $v_d \sim \mathbf{E}_y \times \mathbf{B}_z$ может приводить к формированию предельно тонкого токового слоя, толщиной от 200 до 2000–3000 км [20–22, 33]. В спокойном состоянии толщина ТС в этой области составляет в среднем $(1–2)R_E$.

Основные свойства ТТС кардинально отличаются от свойств ТС в спокойное для магнитосферы время. Так, спутниковые наблюдения продемонстрировали следующие основные свойства ТТС (см. обзор [36]): 1) малую толщину слоя, $L \sim \rho_i \sim 250–1000$ км (ρ_i — ионный гиоррадиус); 2) высокую плотность тока, около 10 нА м⁻², — на порядок превосходящую интенсивность поперечного тока через хвост в спокойное время; 3) малую величину отношения нормальной компоненты магнитного поля к тангенциальной на краях слоя, $B_z/B_x \sim 0,1$; 4) вложенность ТТС внутрь широкого плазменного слоя и несовпадение их профилей [20, 66]; 5) анизотропию продольно-поперечного распределения скоростей плазмы (как правило, $v_{\parallel}^2 > v_{\perp}^2$); 6) перенос существенной части тока ионами на разомкнутых (так называемых спейс-рорских (см. раздел 1.3)) орбитах [36, 68]; 7) бифурцированность (расщеплённость) профиля плотности тока в ТТС [69]; 8) частую асимметричность профиля относительно нейтральной плоскости [22, 69].

Время формирования ТТС из толстой конфигурации составляет от 30 мин до 2 ч, т.е. этот процесс может рассматриваться как квазистационарная эволюция [70]. Для ТТС характерно избыточное количество свободной энергии, которая может высвободиться в результате развития плазменных неустойчивостей. Эти неустойчивости возникают спонтанно, сопровождаются локальным разрушением ТС, а процессы диссипации энергии носят взрывной характер [31]. В результате разрушения ТТС очень быстро (за время порядка нескольких десятков секунд) выделяется большое количество энергии в виде энергии ускоренных частиц, нагретых потоков плазмы и разбегающихся волн [29]. После многочисленных дебатов научное сообщество приняло идею, согласно которой основным типом неустойчивости, ответственной за разрушение ТТС, является так называемая разрывная мода (или тиринг-мода, от англ. tearing — разрыв) [71, 72], при которой происходит филаментация ТС на отдельные токовые нити с образованием крупно-

масштабных плазмидов — замкнутых плазменных "пузырей". С помощью тиринг-моды оказалось возможным объяснить процессы образования X-линий в ТТС, которые регистрируются спутниковыми измерениями. Таким образом, тиринг-мода, как предполагают [65], является триггером, запускающим цепочку суббуревых плазменных процессов на всех уровнях, от микромасштабов до мезо- и глобального масштабов в магнитосфере Земли.

Дальнейшие этапы развития суббурь достаточно хорошо изучены: потоки плазмы по пересоединившимся силовым линиям южной и северной долей магнитосферы устремляются в высокоширотную ионосферу, вызывая полярные сияния. Одновременно в хвосте земной магнитосферы формируется гигантский плазмид (протяжённостью вдоль оси x от $10R_E$ до нескольких десятков R_E), который удаляется от Земли, унося с собой часть энергичной плазмы [63].

Подводя итоги этого раздела, можно сказать, что ТТС являются универсальными магнитоплазменными структурами во всей иерархии космических систем — от галактических до звёздных и планетных. ТТС могут быть ключевыми в формировании квазистационарных магнитных конфигураций, таких как внутренние переходные слои в спиральных галактиках, дисковые магнитные структуры в нейтронных звёздах, токовые слои на Солнце и в магнитосферах планет. Сегодня признано, что ТТС могут играть роль резервуаров магнитной энергии, которая способна взрывным образом высвободиться, а это в свою очередь определяет динамику многих космических плазменных процессов, в частности переноса и нагрева плазмы.

1.3. Этапы развития теории токовых равновесий

Задача построения плазменных равновесий в кинетической теории сводится к решению системы уравнений Власова–Максвелла для магнитного и электрического полей и функции распределения плазмы в токовом слое:

$$\mathbf{v} \frac{\partial f_{\alpha}}{\partial \mathbf{r}} + \frac{q}{m} \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B} \right) \frac{\partial f_{\alpha}}{\partial \mathbf{v}} = 0, \quad \alpha = i, e, \quad (1)$$

$$\text{rot } \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \sum_{\alpha=i, e} \int \mathbf{v} f_{\alpha}(\mathbf{v}, \mathbf{r}) d\mathbf{v}, \quad (2)$$

$$\text{div } \mathbf{E} = 4\pi \sum_{\alpha=i, e} \int e f_{\alpha}(\mathbf{v}, \mathbf{r}) d\mathbf{v}. \quad (3)$$

Здесь $\mathbf{E} = -\text{grad } \varphi$ — электрическое поле, φ — электростатический потенциал, производная $\partial B / \partial t = 0$, так как рассматриваемые явления стационарны, плотность плазмы

$$n_{\alpha}(z) = \int f_{\alpha}(z, \mathbf{v}) d\mathbf{v}, \quad \frac{1}{2} \sum_{\alpha=e, i} n_{\alpha}(z) \Big|_{z \rightarrow \pm \infty} = n_0.$$

Граничные условия для полей $B_x(z) \Big|_{z \rightarrow \pm \infty} = B_0$; $\varphi(z) \Big|_{z \rightarrow \pm \infty} = 0$ определяются геометрией рассматриваемой системы и плотностью плазмы на бесконечности n_0 . Индексы $\alpha = i, e$ соответствуют ионам и электронам. Мы считаем, что на рассматриваемых масштабах ($\sim \rho_i$) плазма может рассматриваться как квазинейтральная, т.е. $n_i \approx n_e$.

Решение полной системы уравнений (1)–(3) представляет собой довольно сложную вычислительную задачу,

поэтому, как правило, рассматривают предельно упрощённые токовые конфигурации, для которых можно получить аналитические или полуаналитические решения. Так, обычно рассматривают простые одно- или двумерные плазменные равновесия, а функцию распределения плазмы записывают, по возможности, в виде функции интегралов движения частиц плазмы [73] (по теореме Лиувилля такая функция распределения постоянна во всём пространстве, что существенно облегчает решение системы уравнений (1)–(3)). Также для решения магнитосферных задач часто пренебрегают продольными (вдоль линий тока) y -компонентами магнитного и электрического полей, т.е. полагают $B_y = 0$ и $E_y = 0$.

Ещё несколько десятилетий назад, когда имелись только немногочисленные данные спутниковых наблюдений в хвосте магнитосферы, было принято считать, что токовый слой в хвосте магнитосферы является сравнительно толстой, толщиной в несколько десятков ионных гирорадиусов, плазменной квазиравновесной конфигурацией с изотропным распределением плазмы, поддерживаемой градиентами давления плазмы по направлению к Земле. Время от времени эта конфигурация взрывным образом разрушается во время суббурь, т.е. является неустойчивой. Одной из первых простейших одномерных моделей такого "толстого" равновесия стала кинетическая модель Харриса [74], которая и в настоящее время часто используется для анализа и интерпретации результатов исследований магнитосферы Земли.

В модели Харриса [74] функция распределения плазмы зависит от двух интегралов движения частиц: полной энергии $W_0 = m_\alpha v^2/2$ и обобщённого импульса $P_y = m_\alpha v_y + (e/c)A_y(z)$, а самосогласованные тангенциальная компонента магнитного поля B_x , плотность тока j_y и плотность плазмы n зависят только от одной поперечной к току координаты z . Таким образом, в результате упрощений система уравнений (1)–(3) сводится к следующей [75]:

$$\begin{aligned} f_\alpha(W_0, P_y) &= \text{const}, \\ \text{rot } \mathbf{B}_x &= \frac{4\pi}{c} \sum_{\alpha=i,e} \int \mathbf{v} f_\alpha(\mathbf{v}, z) d\mathbf{v}, \\ \sum_{\alpha=i,e} q_\alpha n_\alpha &= 0, \quad \varphi = 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Функция распределения в модели Харриса выбирается в виде

$$f_\alpha = n_0 \left(\frac{m_\alpha}{2\pi T_\alpha} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{W_0}{T_\alpha} + \frac{n_\alpha P_y}{T_\alpha} - \frac{m_\alpha V_{xy}^2}{2T_\alpha} \right), \quad (5)$$

где T_α — температура частиц α -сорта ($\alpha = i, e$), m_α — масса, V_{xy} — потоковая скорость (для обеспечения квазинейтральности должно выполняться соотношение $V_{iy}/T_i = -V_{ey}/T_e$).

Равновесные решения для тангенциального магнитного поля $B_x(z)$ и плотности плазмы $n(z)$ имеют вид [74]

$$\begin{aligned} B_x(z) &= B_0 \tanh \frac{z}{L}, \\ n(z) &= \frac{n_0}{\cosh^2(z/L)}. \end{aligned} \quad (6)$$

Полуширина ТС определяется температурами и плотностью компонентов плазмы — протонов и электронов,

а также их относительной скоростью [29]:

$$L = \frac{c}{V_{iy} - V_{ey}} \sqrt{\frac{3(T_i + T_e)}{4\pi n_0 e^2}}. \quad (7)$$

Отличительной особенностью харрисовского решения является одинаковая функциональная зависимость от поперечной координаты z плотностей тока $j_y(z)$ и плазмы $n(z)$, что следует из вида решений (6). В модели Харриса магнитные силовые линии по обе стороны от нейтральной плоскости $z = 0$ параллельны между собой и направлены в разные стороны, так как нормальная компонента магнитного поля B_z отсутствует. Частицы плазмы, с одной стороны, перемещаются вдоль магнитных силовых линий, с другой — дрейфуют поперёк них в y -направлении за счёт диамагнитных дрейфов и самосогласованно поддерживают ток в системе.

Поскольку реальное магнитное поле хвоста магнитосферы неоднородно вдоль x -координаты (магнитное поле хвоста спадает в антисолнечном направлении), большое значение всегда придавалось построению двумерных токовых равновесий. Удалось обобщить модель Харриса с учётом неоднородности, для чего оказалось достаточным добавить к решению (6) произвольную медленно изменяющуюся функцию $F(x)$ [27, 76, 77]:

$$\begin{aligned} B_{0x}(x, z) &= -B_0 F(x) \tanh \left(F(x) \frac{z}{L} \right), \\ n(x, z) &= n_0 \left\{ \frac{F(x)}{\cosh [F(x)(z/L)]} \right\}^2. \end{aligned} \quad (8)$$

В процессе накопления информации о магнитосфере Земли стало понятным, что модель Харриса, так же как и её модификации, не учитывает того, что в магнитосферном хвосте практически на всём его протяжении присутствует малая "остаточная" нормальная компонента B_z , своим происхождением обязанная дипольному полю Земли. Оказалось, что если в модели Харриса учесть нормальную компоненту, то равновесие плазмы становится невозможным. Тогда система уравнений (4) не имеет стационарного решения. Это обусловлено тем, что при наличии нормальной B_z -компоненты магнитного поля структура магнитной конфигурации меняется топологически. В модели Харриса каждая частица в процессе вращения "приклеена" к определённой силовой линии, поэтому вертикального перемешивания плазмы не происходит. Однако учёт нормальной магнитной компоненты кардинально меняет топологию потоков плазмы — они движутся из северного полушария к южному, при этом происходит их непрерывное перемешивание, что схематически показано на рис. 3.

На рисунке 3а магнитные силовые линии антипараллельны в верхней и нижней полуплоскостях, а скорости потоков плазмы параллельны нейтральной плоскости. Рисунок 3б демонстрирует классическую картину магнитного поля хвоста с относительно малой нормальной компонентой B_z и большой на краях ТС тангенциальной компонентой B_x , $B_x \gg B_z$. Из рисунка 3б видно, что B_x -компонента меняет знак в нейтральной плоскости $z = 0$, такое поле называют также обращённым.

Дальнейшее развитие моделей магнитосферного хвоста происходило в направлении построения двумерных "толстых" равновесий. Необходимо было создать простую и удобную модель, которая позволяла бы исследовать

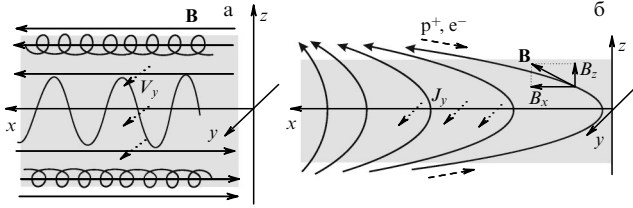


Рис. 3. Сравнение одномерной модели Харриса (а) с двумерной моделью магнитного поля (б), в которой учтена поперечная магнитная компонента B_z . Серым цветом обозначена область токового слоя. На рисунке а показаны характерные траектории частицы плазмы, силовые линии магнитного поля и дрейфовая скорость плазмы V_y . На рисунке б штриховые стрелки обозначают направление распространения потоков замагниченной плазмы внутрь токового слоя. Указано направление векторов локального магнитного поля $\mathbf{B} = \{B_x, B_z\}$ и плотности тока J_y . Сравнение токовых конфигураций показывает, что в одномерной модели Харриса сила Ампера по оси x ничем не уравновешена.

довать основные свойства токового слоя хвоста, его структуру и устойчивость. Вопрос представлялся ключевым в свете попыток интерпретировать магнитосферные суббури как результат развития нестационарных плазменных процессов из-за потери устойчивости токовым слоем хвоста. В связи с этим стоит упомянуть МГД-модели [78, 79], в которых плазма рассматривается как жидкость, текущая в y -направлении с распределённым профилем скоростей $V_y(z)$ в виде функции Лоренца:

$$V_y(z) = \frac{V_0 h^2}{z^2 + h^2}, \tag{9}$$

а самосогласованные профили магнитного поля, плотности плазмы и тока имеют вид

$$B_x(z) = B_0 \tanh\left(\frac{h}{L} \arctan \frac{z}{h}\right), \tag{10}$$

$$n(z) = n_0 \operatorname{sech}^2\left(\frac{h}{L} \arctan \frac{z}{h}\right), \tag{11}$$

$$j_y(z) = \frac{B_0}{\mu_0 L} \frac{h^2}{z^2 + h^2} \operatorname{sech}^2\left(\frac{h}{L} \arctan \frac{z}{h}\right).$$

Данные решения переходят в решение Харриса при $h \rightarrow \infty$.

Важным двумерным расширением модели Харриса с учётом нормальной компоненты является модель Кана [80], основанная на решении уравнения Грэда – Шафранова, полученного в более ранней работе Уолкера (Walker) (1915 г.) в виде обобщённой двумерной функции $g(\zeta)$ ($\zeta = x + iz$). Вектор-потенциал системы $A_y(x, z)$ в модели Кана является решением уравнения

$$\frac{\partial^2 A_y^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 A_y^*}{\partial z^{*2}} = \exp(-2A_y^*), \tag{12}$$

где $A_y^* = -A_y/(2B_0L)$, $x^* = x/(2L)$, $z^* = z/(2L)$, L — характерная толщина ТС.

В моделях Шиндлера и Бирна [76, 77, 81, 82] решения находятся из уравнения Грэда – Шафранова:

$$\Delta A + \mu_0 j(A) = 0, \tag{13}$$

$$j(A) = \frac{dp}{dA}.$$

Здесь A — вектор-потенциал, p — плазменное давление, μ_0 — магнитная проницаемость вакуума в системе единиц СИ. Граничные условия для давления задаются вдали от токового слоя и отождествляются с условиями на магнитопаузе (границе между магнитосферой и солнечным ветром), что позволяет управлять структурой ТС. Асимптотическое решение уравнения (13) имеет вид

$$a(x) - z = \int_{A(x,z)}^{A_b} \frac{dA}{\sqrt{2\mu_0(p_0(x) - p(A))}}, \tag{14}$$

где

$$\int_{A_0(x)}^{A_b} \frac{dA}{\sqrt{2\mu_0(p_0(x) - p(A))}}$$

определяет форму магнитопаузы ($A = A_b$, $A_0 = A(x, 0)$) в системе. Решение (14) может быть представлено в виде зависимости

$$a(p_0) = -\frac{1}{\sqrt{2\mu_0}} \int_{p_b}^{p_0} \frac{1}{dp/dA} \frac{dp}{\sqrt{p_0 - p}}, \tag{15}$$

где $p_b = p(A_b)$ — давление на магнитопаузе. В работе [83] показано, что функция $a(p)$ управляет структурой и устойчивостью данного плазменного равновесия (открытая и закрытая магнитосферы), частным случаем которого при $a(p_0) = \text{const}$ является уже известное харрисовское равновесие.

Исследование устойчивости модели ТС было проведено в рамках двумерной (2D) модели квазинейтрального слоя с учётом малой поперечной компоненты магнитного поля B_z [27]. Электроны считались захваченными соответственно конфигурации толстого слоя. Линейный анализ энергетического баланса в ТС показал, что тиринг-неустойчивость может полностью подавляться эффектом "электронной сжимаемости", так как энергия сжатия замагниченных электронов заимствуется из свободной энергии возмущённого тиринг-модой ТС. Получалось, что электроны играют роль "упругой среды", препятствующей развитию неустойчивости. Таким образом, с теоретической точки зрения развитие тиринг-моды, способствующей разрыву ТС и началу процессов пересоединения в хвосте, оказалось невозможным. Работа [27] вызвала многолетние обсуждения на тему о том, какая именно неустойчивость может разрушить ТС магнитосферного хвоста во время суббуревых возмущений (см. обзор [19] и приведённые там ссылки). Данная проблема не была решена до тех пор, пока не были открыты и исследованы бесстолкновительные тонкие токовые структуры в космосе.

Следует отметить, что все вышеописанные модели "толстых" слоёв хорошо согласуются с наблюдениями токового слоя магнитосферного хвоста в относительно спокойные геомагнитные периоды, однако они не могут адекватно описывать ТТС, обладающие свойствами вложенности и многомасштабности. Первые работы по моделированию ТТС появились тогда, когда о их существовании ещё ничего не было известно. В 1965 г. Спейсером [18, 67] был описан новый вид токовых слоёв, в которых протоны, достигнув нейтрального слоя, размагничиваются, описывают полуокружности в магнитном поле B_z , после чего снова замагничиваются и уходят на

бесконечность. По имени первооткрывателя такие траектории сегодня называются спейсеровскими. Позднее были описаны квазизахваченные частицы [19, 36]. В 1972 г. Иствуд [84], основываясь на работе Спейсера [67], показал, используя численную модель, возможность самосогласованного поддержания тока в ТТС за счёт протонов на спейсеровских орбитах.

Поскольку ТТС можно считать плазменными квазиравновесиями [70], тензор магнитных натяжений в них должен быть сбалансирован анизотропией тензора давлений [85]. В этом состоит основное отличие ТТС от сравнительно толстых токовых слоёв (толщиной много больше протонных гирорадиусов) в хвосте магнитосферы, в которых натяжение магнитных силовых линий уравновешивается градиентом давления плазмы в радиальном направлении. Модели с анизотропным тензором давлений выделились в отдельный класс плазменных равновесий, и это направление исследований активно развивалось в последние два десятилетия. Первая попытка построить самосогласованную аналитическую модель "тонкого" плазменного равновесия без учёта электронной компоненты была сделана в работе [86], где была решена обратная задача восстановления функции распределения плазмы по заданному профилю магнитного поля.

Впервые самосогласованное равновесное решение уравнений Власова – Максвелла для одномерного анизотропного токового слоя было найдено в работе [87] для случая сильной потоковой анизотропии и малой нормальной компоненты B_z , при этом электроны предполагались холодным фоном и электростатические эффекты не учитывались. В работе [87] получено решение для профиля магнитного поля, создаваемого спейсеровскими ионами, которое отличается от известного решения Харриса тем, что профиль плотности тока вложен внутрь профиля плотности плазмы, в то время как в модели Харриса эти профили по определению совпадают.

Детальное исследование структуры ТТС проведено в работах [88–91]. Было показано, что она определяется суперпозицией конкурирующих между собой пара- и диамагнитных токов [89]. Процессы рассеяния пролётных ионов при взаимодействии со слоем несут диффузионный характер и могут быть причиной накопления в ТС квазизахваченной плазмы с последующей медленной эволюцией и формированием расщеплённых профилей плотности тока [92]. Было также установлено, что причиной развала токового слоя могут стать не только неустойчивости, но и накопление захваченных ионов до концентрации, превышающей некоторую предельную величину [93]. Впервые в самосогласованной модели анизотропного ТС были учтены электростатические эффекты [90] и объяснено слабое расщепление профиля плотности тока движением электронов под действием амбиполярного электрического поля. Найдено объяснение узкого пика вложенного ТС с электронным масштабом [90]. Был учтён многокомпонентный состав плазмы, обогащённой тяжёлыми ионами, и оценён вклад тяжёлых частиц в ток поперёк магнитосферного хвоста [94]. Также были исследованы несимметричные токовые конфигурации и показано, что существуют по крайней мере два механизма, влияющих на формирование асимметричных ТС, — это асимметрия источников плазмы [95] и наличие B_y -компоненты магнитного поля [96]. Двумерная структура ТТС с учётом продольной неоднородно-

сти магнитного поля вдоль хвоста магнитосферы Земли рассмотрена в [91].

Анализ устойчивости анизотропного ТС в рамках линейной теории возмущений и анализ суббуревой динамики слоя выявили свойство метастабильности, характерное для этой токовой структуры. Оценка областей маргинальной устойчивости по параметрам показала также фундаментальное отличие свойств анизотропных токовых слоёв от свойств слоёв типа Харриса [30]. Так, если ТС Харриса всегда неустойчив по отношению к тиринг-моду, то ТТС неустойчивы только в узких областях в пространстве параметров системы, чем, собственно, и обусловлено их свойство метастабильности. Проведённая оценка длин волн разных плазменных мод и их инкрементов в ТТС согласуется с реальными масштабами суббуревых процессов в хвосте магнитосферы [30, 97, 98].

Основные выводы теоретических моделей тонких токовых слоёв были сопоставлены с данными спутниковых наблюдений в хвосте земной магнитосферы [99]. Так, было показано, что как профили плотности тока, так и значения основных плазменных параметров тонких токовых слоёв, восстановленные по данным спутников Cluster, могут быть аппроксимированы моделью анизотропного токового слоя с точностью порядка 80% в широком диапазоне измерений. С другой стороны, не только общая геометрия, но и кинетическая структура распределений протонов по скоростям у измеряемых в земной магнитосфере токовых слоёв оказывается схожей со структурой фазового пространства модели ТТС [99].

Результаты работ [89, 95] верифицировались численными расчётами, основанными на методе крупных частиц [100]. Полученные результаты позволили устранить противоречие, которое Буркхарт с соавторами [101] назвали *тепловой катастрофой токового слоя*, — отсутствие равновесных решений при умеренной анизотропии источника плазмы. С помощью численных кодов был детально изучен силовой баланс ТТС [100], а также найден интересный режим динамических колебаний решения вблизи положения равновесия [93].

В разделе 2 будут рассмотрены динамика заряженных частиц в ТТС при различных значениях параметров системы и механизмы формирования структуры ТТС в бесстолкновительной космической плазме. Наряду с основанными на решении уравнений Власова – Максвелла моделями, которые можно условно назвать полuanалитическими (аналитическое решение в них, как правило, можно получить только в наиболее простых случаях, а обычный метод решения — численный), существует класс моделей, в которых решение уравнений Власова – Максвелла осуществляется методом крупных частиц [100, 102] или с помощью гибридных кодов [103]. Большим достоинством таких моделей является возможность исследовать не только статические характеристики, но и динамические свойства плазменных систем. Оказывается возможным также оценить и сравнить роли, которые играют разные части магнитосферы Земли в общей плазменной динамике. Настоящий обзор является развитием обзоров по ТТС, опубликованных в журналах *Физика плазмы* и *Успехи физических наук* [19, 104], в нём представлены ранее не рассмотренные результаты, в том числе новейшие достижения в области исследования ТТС в космической плазме.

2. Динамика движения заряженных частиц и структура тонких токовых слоёв

2.1. Квазиadiaбатическое приближение

В работе [36] показано, что динамика частиц в обращённом поле ТТС хвоста магнитосферы практически полностью определяется параметром адиабатичности κ , характеризующим отношение минимального радиуса кривизны магнитного поля R_c к максимальному ларморовскому радиусу ρ_L вблизи нейтральной плоскости:

$$\kappa = \sqrt{\frac{R_c}{\rho_L}}. \tag{16}$$

При $\kappa \gg 1$ протоны и электроны полностью замагничены, их магнитные моменты сохраняются, а движение может быть описано в рамках приближения ведущего центра. При $\kappa \ll 1$ гирорадиусы частиц являются сопоставимыми с радиусом кривизны магнитных силовых линий или могут превышать его. В этих условиях движение частиц становится сильно нелинейным: размагничиваясь вблизи нейтральной плоскости, частицы движутся по петляющим орбитам вдоль полуокружности в плоскости xu , попеременно пересекая северную и южную доли хвоста магнитосферы Земли (так называемые серпантинные траектории), потом выходят из области ТС и снова замагничиваются (рис. 4) достаточно сильным магнитным полем на краях ТТС. На серпантинных траекториях, при $\kappa \ll 1$, x - и z -степени свободы оказываются почти расцепленными: движение частицы можно представить как два независимых движения: быстрые вертикальные осцилляции в z -направлении и сравнительно медленное вращение в поле B_z вдоль оси x [36]. Магнитные моменты частиц в данной магнитной конфигурации не сохраняются, зато при $\kappa \ll 1$ приближённо сохраняется инвариант движения (интеграл действия) $I_z = (2\pi)^{-1} \oint p_z dz$ [36]. При смене типа движения от

замагниченного до серпантинного вблизи нейтральной области может происходить скачок инварианта ΔI_z , такой, что $\Delta I_z \ll I_z$. Величина скачка оценена как [105–107]

$$\Delta I_z \approx \mp \frac{3}{2} \kappa \sqrt{1 - I_z^{4/3}} \ln 2 |\cos \theta_{sep}|, \tag{17}$$

т.е. ΔI_z является пропорциональным параметру адиабатичности κ и зависит от фазового угла θ_{sep} , с которым частица подошла к сепаратрисе движения, т.е. к границе, на которой тип движения меняется. Средний по ансамблю частиц скачок в точности равен нулю:

$$\langle \Delta I_z \rangle_{\theta_{sep}} \equiv \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \Delta I_z d\theta = 0. \tag{18}$$

При этом среднее квадратичное значение скачка отлично от нуля:

$$\langle (\Delta I_z)^2 \rangle_{\theta_{sep}} \equiv \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (\Delta I_z)^2 d\theta = \frac{3\pi}{16} \kappa^2 (1 - I_z^{4/3}). \tag{19}$$

Это означает, что изменение адиабатических инвариантов ионов при прохождении потока частиц через ТС может быть описано как диффузионный процесс с характерным коэффициентом диффузии [36, 92]

$$D_{I_z} = \frac{\langle (\Delta I_z)^2 \rangle}{T_{QT}}, \tag{20}$$

где T_{QT} — приближённый период полного цикла движения квазизахваченной частицы вдоль x -координаты. Как можно увидеть из формул (17)–(20), параметр κ является ключевым в динамике частиц. При $\kappa \ll 1$ движение ионов является регулярным почти всюду, кроме узких сепаратрисных областей, в которых происходят скачки инвариантов, определяемые формулой (17). Такой режим движения, так же как и инвариант I_z , называют квазиadiaбатическим. За счёт скачков ΔI_z при квазипериодическом движении квазизахваченных частиц вокруг токового слоя могут происходить медленная (по сравнению со временем крупномасштабных осцилляций вокруг нейтральной плоскости) хаотизация движения квазизахваченных частиц и захват пролётных спейсеровских частиц на замкнутые траектории. Этот процесс, который был изучен в работе [92], назван "старением" ТС.

При значениях параметра $\kappa \sim 1$ траектории частиц таковы, что гирорадиусы сравнимы с масштабом неоднородности магнитного поля. Движение частиц становится существенно хаотическим ($\Delta I_z \sim I_z$), и квазиadiaбатическое приближение оказывается неприменимым. В начале процессов развития геомагнитных возмущений — суббурь — во время так называемой фазы накопления магнитного потока в хвосте ТС хвоста утоньшается в поперечнике в несколько десятков раз, приблизительно от 10000 км до 250–2000 км, при этом значение параметра адиабатичности для протонов уменьшается на порядок. Если для электронов параметр $\kappa_e \sim 2–3$, то для ионов он на порядок меньше: $\kappa_i \sim 0,1–0,2$ [20, 108]. Это определяет принципиальное различие в динамике плазменных популяций, а в конечном счёте структуру и устойчивость ТС. Так, движение замагниченных электронов в магнитосферном хвосте следует магнитным силовым линиям, в то время как движение ионов

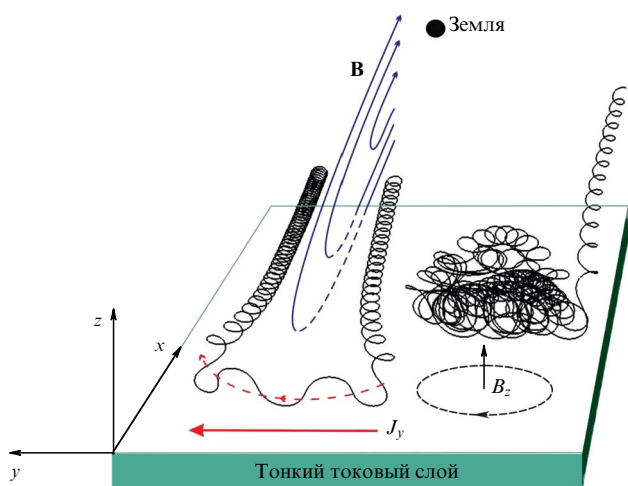


Рис. 4. Две типичные траектории ионов в ТТС: пролётная (спейсеровская) и квазизахваченная (совершающая много оборотов вокруг токового слоя). Показаны плоскость ТТС, магнитные силовые линии хвоста магнитосферы, исходящие от Земли (её положение обозначено чёрным кружком), направление нормальной компоненты магнитного поля B_z в центре ТС и направление переносимого частицей локального тока J_y в солнечно-магнитосферной системе координат.

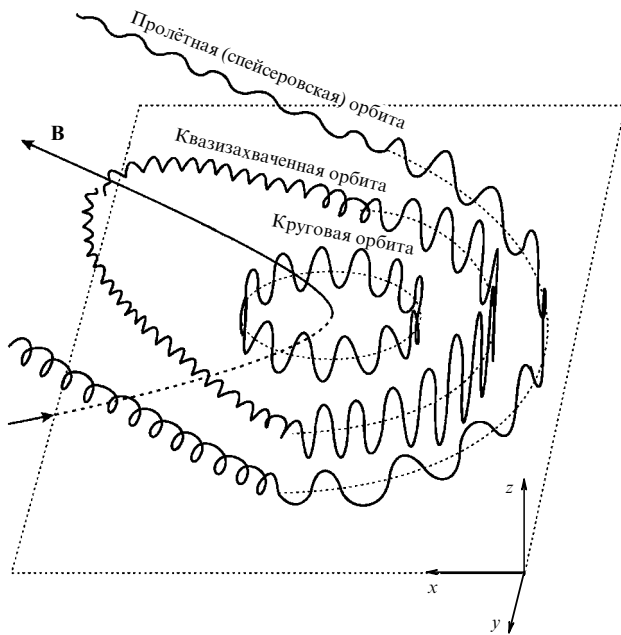


Рис. 5. Типы траекторий квазиadiaбатических частиц в ТТС. Частицы на разомкнутых спейсеровских траекториях являются основными носителями тока через слой; квазизахваченные протоны многократно пересекают плоскость ТС и движутся по квазизамкнутым орбитам; круговые орбиты находятся внутри ТС и не пересекают сепаратрису движения.

становится квазиadiaбатическим (рис. 5). При построении модели токового равновесия движение двух плазменных компонентов не может быть описано в рамках единого подхода, наиболее приемлемыми являются гибридные модели, в которых электроны описываются как анизотропная жидкая проводящая среда, а ионы — в рамках кинетического приближения. Детальное описание уравнений гибридной модели ТТС с учётом квазиadiaбатического приближения для одномерной (1D) модели спейсеровского ТС приведено в приложении. Данную модель ТТС далее мы будем называть *базовой*.

2.2. Свойства тонкого токового слоя в простейшей модели плазменного равновесия: вложенность и многомасштабность.

Решение базовых уравнений

Самосогласованная система уравнений для одномерной гибридной модели ТТС, представленная подробно в приложении, впервые была решена численно в работах [88–90]. Для простоты электростатические эффекты не принимались во внимание. На рисунке 6 изображены профили безразмерных величин (см. приложение) в поперечном к ТС направлении: тангенциального магнитного поля (рис. 6а), плотности тока в y -направлении (рис. 6б) и плотности плазмы (рис. 6в). Профили получены при различных значениях параметра потоковой анизотропии $\varepsilon = v_T/v_D$ источников плазмы [88], который, как видно из рисунка, существенно влияет на внутреннюю структуру ТС. С возрастанием отношения тепловой скорости к дрейфовой максимум плотности тока уменьшается.

На рисунке 6 самосогласованные профили безразмерных плотностей тока и плазмы (нормирование переменных описано в приложении) представлены как функции безразмерной поперечной к слою координаты ζ при различных отношениях параметра потоковой анизотропии $\varepsilon = v_T/v_D$. Как видно из сравнения этих профилей, плотность тока J_y на краях ТС стремится к нулю, в то время как плотность плазмы n выходит на постоянное значение, равное единице в нормированных переменных. В этом проявляется фундаментальное свойство ТТС — вложенность токового слоя внутрь плазменного. Учёт многочисленных дополнительных факторов, которые отсутствуют в базовой модели [88, 89], но присутствуют в реальных условиях (электростатические эффекты [90, 91], тяжёлые ионы [94], большая концентрация квазизахваченной плазмы [93, 109]), может приводить к дополнительным уровням вложения. Например, в модели "матрёшки" [94] узкий электронный ток вложен внутрь протонного ТС, который в свою очередь вложен внутрь ТС, образованного ионами кислорода, а вся эта конфигурация находится внутри ещё более широкого плазменного слоя. В работе [109] получены трижды расщеплённые ТТС, вложенные в плазменный слой, в котором

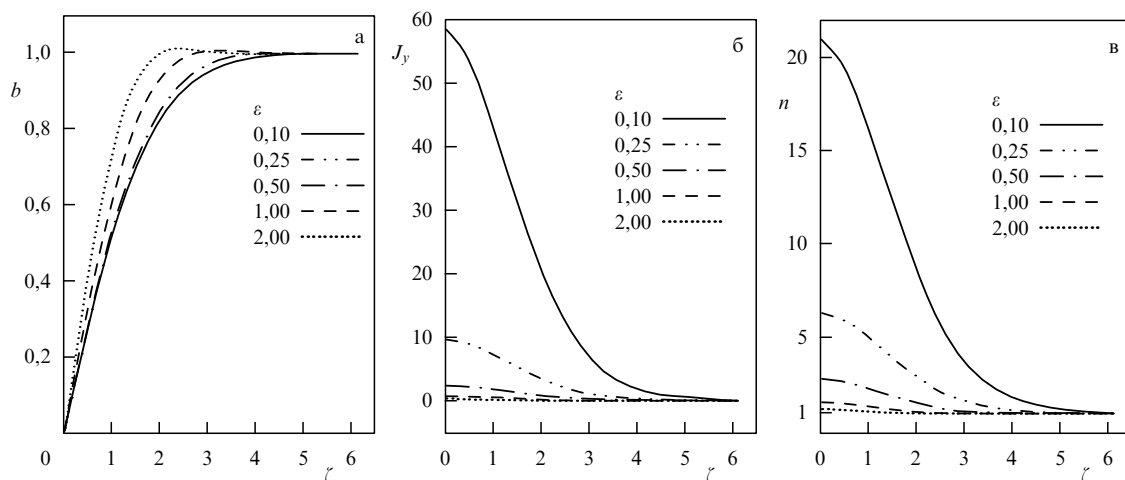


Рис. 6. Профили магнитного поля b (а), плотности тока J_y (б) и плотности плазмы n (в) в ТТС как функции поперечной к слою безразмерной координаты $\zeta = z\omega_0/(\varepsilon^{4/3}V_D)$ (см. приложение) для разных значений параметра потоковой анизотропии $\varepsilon = v_T/v_D$, где v_T и v_D — соответственно тепловая и дрейфовая скорости плазмы на краях ТТС [88]. Значения параметра ε для соответствующих профилей указаны на рисунке.

положительный центральный ток окружён двумя отрицательными токами на периферии. Важно, что даже такие "экзотические" сложные структуры могут наблюдаться спутниками Cluster при пересечениях хвоста магнитосферы.

Таким образом, важнейшим свойством ТТС, наряду с вложенностью, является многомасштабность. Зависимость от потокового параметра ε в целом предсказуема — чем больше тепловая скорость по сравнению с дрейфовой, тем больше в системе частиц с большими значениями квазиadiaбатических инвариантов движения, т.е. квазизахваченных частиц. Последние вследствие замкнутости траекторий не переносят через слой тока, поэтому плотность тока должна уменьшаться пропорционально концентрации квазизахваченных частиц или обратно пропорционально величине параметра ε .

Схематически структура ТС представлена на рис. 7. Вклад в плотность тока могут давать [89]: 1) ток спейсеровских частиц на серпантинных орбитах; 2) градиентный ток; 3) центробежный ток, обусловленный дрейфом кривизны; 4) ток намагничивания. Ток спейсеровских частиц является аналогом краевого парамагнитного тока и течёт в положительном по y направлению, в то время как токи 2–4 — дрейфовые или диамагнитные, направленные в отрицательном направлении (в частности, для их описания применимо уравнение (44) из приложения). Плотность тока на краях ТС (рис. 7а) определяется преимущественно ларморовским вращением частиц (режим без пересечения нейтральной плоскости $z = 0$) и представляет собой проявление плазменного диамагнетизма. Вблизи нейтральной плоскости (рис. 7б) обозначены сегменты серпантинных орбит (режим с пересечением нейтральной плоскости), образующихся при размагничивании движения протона и его попеременного вхождения в северную и южную части хвоста. Как видно из рис. 7, конкуренция диа- и парамагнитного токов внутри ТС определяет конечный профиль плотности тока в ТС и в его окрестности. Направления пара- и диамагнитных токов противоположны, что показано стрелками с подписями.

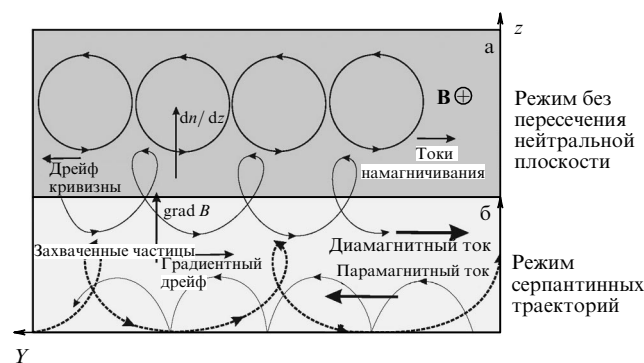


Рис. 7. Механизмы формирования тока вблизи экваториальной плоскости [89]. (а) Область движения без пересечения нейтральной плоскости, к которому применимо приближение ведущего центра. Схематически показаны ларморовские кружки, а также направления градиентного дрейфа, дрейфа кривизны и тока намагничивания. Полный ток в этой области имеет отрицательное направление, что является иллюстрацией естественного диамагнетизма замагниченной плазмы. (б) Серпантинная область движения, в которой описание движения ведущего центра неприменимо.

2.3. Масштабы токовых равновесий.

Тонкие и сверхтонкие токовые слои

На рисунке 8 представлена зависимость толщины L тонких токовых слоёв от параметра потоковой анизотропии $\varepsilon = v_T/v_D$ [89]. Тонкими штриховыми линиями выделены три основных режима в ТТС, соответствующих разным зависимостям толщин от внешних параметров: 1) "квазиadiaбатический" ТС с сильной потоковой анизотропией, $B_n/B_0 \leq \varepsilon \leq 1$, и толщиной $L \approx \rho(v_T/v_D)^{4/3}$; 2) ТС со слабой потоковой анизотропией, $\varepsilon \geq 1$, и толщиной $L \approx \rho_0$, где ρ_0 — тепловой ларморовский радиус; 3) неadiaбатические токовые слои с $\varepsilon < B_n/B_0$ и $L \approx \rho^*(B_z/B_0)^{4/3}$, для которых характерна сверхсильная потоковая анизотропия, когда на краях ТТС скорости частиц направлены практически вдоль линий магнитного поля.

Как видно из рис. 8, переход от режима умеренной анизотропии, $B_n/B_0 \leq \varepsilon \leq 1$, к режиму предельно сильной анизотропии источников с $\varepsilon < B_n/B_0$ носит резкий характер. В квазиadiaбатическом режиме толщина ТТС $L \sim \varepsilon^{4/3}$ [88, 89]. В режиме сверхсильной потоковой анизотропии, согласно оценке, сделанной в работах [89, 90], $L^* = \rho^* b_n^{4/3}$. Толщина ТС в этом случае зависит от нормированной величины нормальной магнитной компоненты $b_n = B_z/B_x^0$, но практически не зависит от параметра ε . При переходе в режим слабой потоковой анизотропии толщина ТТС становится сопоставимой с тепловым гирорадиусом протона $L \sim \rho_T$, и далее зависимость от потокового параметра исчезает [111].

2.4. Оценка влияния электрического поля на поперечную толщину тонкого токового слоя

Попробуем оценить влияние крупномасштабного электрического поля на толщину токового слоя. Если перейти из неподвижной лабораторной системы координат, где присутствует электрическое поле E_y , в движущуюся систему координат де Хоффмана–Теллера, где электрическое поле исчезает, то легко получить, что для одно-

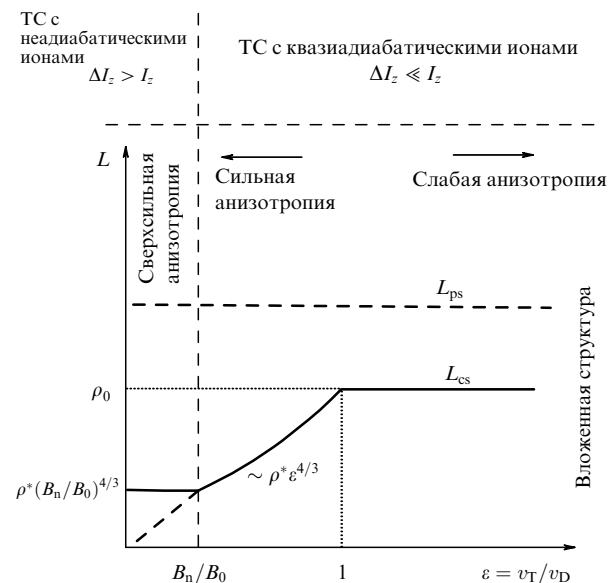


Рис. 8. Общая схема распределения толщины протонных токовых слоёв L для разных значений анизотропии источника ε . Здесь $\rho_0 = v_T/\omega_0$, $\rho^* = v_D/\omega_0$, $\omega_0 = eB_0/(mc)$. L_{ps} — толщина плазменного слоя, а L_{cs} — токового.

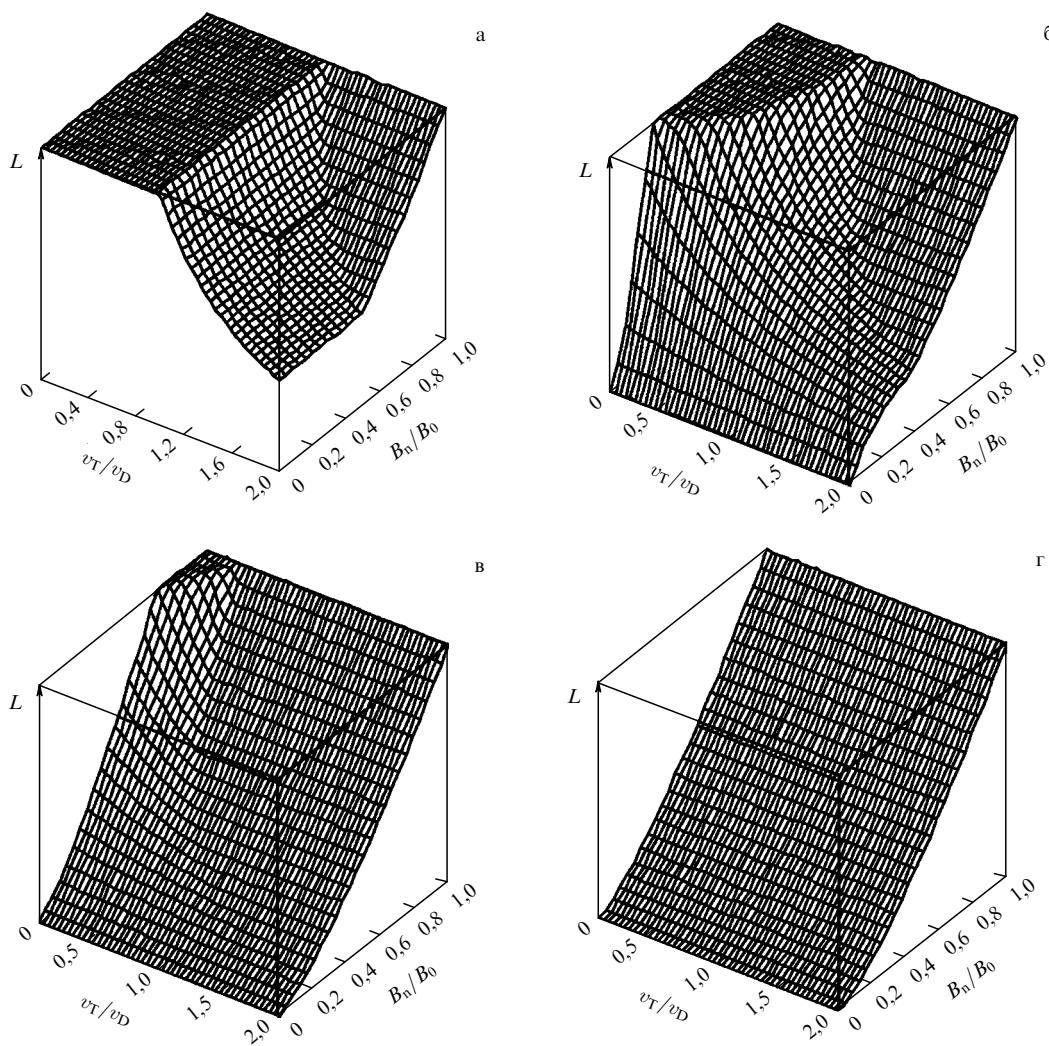


Рис. 9. Зависимость толщины слоя L от B_n/B_0 и $\varepsilon = v_T/v_D$ при разных величинах нормированного электрического поля: (а) $E_y^* \equiv cE_y/(v_D B_0) = 0$; (б) $E_y^* = 0,25$; (в) $E_y^* = 0,70$; (г) $E_y^* = 1,00$.

мерной конфигурации с $B_z = \text{const}$ с помощью этой замены задача сводится к решённой в разделе 2.3. Скорость движения системы координат де Хоффмана–Теллера в x -направлении cE_y/B_z должна, соответственно, прибавляться к потоковым скоростям частиц v_D , которые на краях ТС также направлены вдоль x -координаты. Скорость плазмы в такой системе координат $\tilde{V}_d = v_D + cE_y/B_z$ зависит от внешнего электрического поля (здесь мы пренебрегаем малой поправкой, связанной с наклоном силовой линии к экваториальной плоскости). Подставим полученное выражение для \tilde{V}_d в оценку толщины ТТС в квазиadiaбатическом режиме $L \approx \rho(v_T/\tilde{V}_d)^{4/3}$.

Зависимость толщины токового слоя $L \sim \varepsilon^{4/3} v_D/\omega_0$ от параметров B_n/B_0 и $\varepsilon = v_T/v_D$ при различных величинах безразмерного электрического поля E_y^* (соответствующая распределению толщин на рис. 8) изображена на рис. 9 из работы [89]. Рисунок 9а соответствует нулевому электрическому полю. Рисунки 9б–г демонстрируют изменение масштабов для нескольких значений безразмерного электрического поля E_y^* . Из сравнения рисунков видно, что добавление к потоковой скорости плазмы скорости движения системы координат де Хоффмана–Теллера увеличивает потоковую анизотропию плазмы (скорость вдоль магнитного поля на краях ТС), что приводит к утоньшению ТС. Последний результат согласуется с общепринятой концепцией суббури, согласно которой поворот B_z -компоненты ММП к югу активизирует вынужденное пересоединение магнитных силовых линий на дневной стороне, распространяющееся на ночную сторону. Усиление конвективного электрического поля в направлении с утренней стороны на вечернюю в хвосте магнитосферы способствует утоньшению сравнительно толстого ТС с образованием ТТС. Рисунок 9 согласуется с таким сценарием, показывая несколько "мгновенных" картин изменения толщины ТС при возрастании электрического поля конвекции E_y^* .

тропию плазмы (скорость вдоль магнитного поля на краях ТС), что приводит к утоньшению ТС. Последний результат согласуется с общепринятой концепцией суббури, согласно которой поворот B_z -компоненты ММП к югу активизирует вынужденное пересоединение магнитных силовых линий на дневной стороне, распространяющееся на ночную сторону. Усиление конвективного электрического поля в направлении с утренней стороны на вечернюю в хвосте магнитосферы способствует утоньшению сравнительно толстого ТС с образованием ТТС. Рисунок 9 согласуется с таким сценарием, показывая несколько "мгновенных" картин изменения толщины ТС при возрастании электрического поля конвекции E_y^* .

2.5. Механизмы формирования асимметричных равновесий

2.5.1. Асимметрия источников плазмы. Измерения спутников ISEE-1, ISEE-2, Geotail и Cluster показали¹, что ТТС в магнитосферном хвосте могут иметь сложную многомасштабную структуру и нелинейную временную динамику [19, 63, 65, 69, 72]. Статистический анализ,

¹ ISEE — International Sun-Earth Explorer.

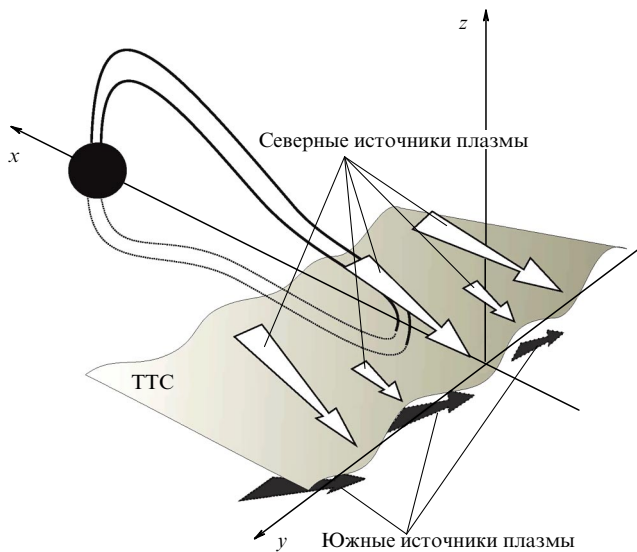


Рис. 10. Схематическое изображение механизма вертикальных движений ТТС, вызванных естественными различиями интенсивности источников плазмы в магнитосферном хвосте, варьирующихся вдоль координаты y [95].

проведённый четырьмя спутниками Cluster после 30 пересечений токового слоя в июле–октябре 2001 г. на расстоянии $19R_E$ от Земли, позволил выделить три основных типа профилей ТТС, а именно: центральные, бифурцированные и асимметричные [112]. Во многих наблюдениях "однопиковых" ТТС максимум плотности тока не совпадает с минимумом магнитного поля. Похожие несимметричные профили магнитного поля зарегистрированы также в магнитосфере Меркурия при пролёте через неё спутника Mariner-10 в 1975 г. [113].

В связи с наблюдательными данными, свидетельствующими об отсутствии симметрии север–юг в профилях магнитного поля и плотности тока в ТТС, необходимо ответить на вопросы о том, какие факторы определяют асимметрию токовых профилей. В качестве одного из механизмов была предложена асимметрия плотности плазмы в северном и южном источниках плазмы, которая может появляться как результат естественных флуктуаций крупномасштабного магнитного поля или отклонения направления дипольного магнитного момента относительно оси вращения планеты [95]. Было показано, что несовпадение нулей магнитного поля и максимума плотности тока, которое может достигать полутора ларморовских радиусов, является характерным свойством асимметричных ТТС. Деформация такого токового слоя происходит в результате изменения вертикального баланса давления $p_{zz} + B^2/(8\pi) = \text{const}$, когда вследствие асимметрии плазменных источников плазма становится более плотной со стороны источника, а с противоположной стороны — более разрежённой. Такое вертикальное отклонение в случае естественной флуктуации источников, питающих плазмой северную и южную доли магнитосферного хвоста, может приводить к вертикальным (флаппинговым) колебаниям, как изображено на рис. 10.

2.5.2. Наличие шировой компоненты магнитного поля в ТТС геомагнитного хвоста. В большинстве современных моделей ТТС хвоста учитывается наличие небольшой

нормальной компоненты магнитного поля, при этом обычно пренебрегают шировой (от англ. *shear* — сдвиг) компонентой магнитного поля B_y , которая направлена вдоль линий тока в слое. Однако спутниковые наблюдения показали, что в ТТС хвоста может существовать довольно сильная (до 50% от величины магнитного поля в высокоширотной доле хвоста) шировая компонента магнитного поля [114]. В работе [115] сообщалось о наблюдении наклонного ТТС при наличии ширового магнитного поля вблизи области пересоединения и обсуждалось влияние этого поля на холловскую систему токов. В такой конфигурации электрический ток, текущий поперёк хвоста в y -направлении, становится продольным, что должно влиять на динамику заряженных частиц в ТТС [116–119] и на процесс магнитного пересоединения [120–122].

Вопрос о происхождении шировой компоненты магнитного поля в хвосте до сих пор остаётся открытым. Предыдущие исследования показали наличие корреляции B_y -компоненты магнитного поля в хвосте с соответствующей компонентой межпланетного магнитного поля [123–126]. Можно было бы предположить, что шировое магнитное поле в ТТС хвоста обусловлено проникновением ММП внутрь магнитосферы. Однако в работах [115, 127, 128] показано, что значительные вариации B_y в ТТС не всегда связаны с соответствующими вариациями в ММП и они часто являются результатом динамических явлений в самих ТТС. Так, например, в работе [128] обсуждены случаи, когда y -компонента магнитного поля в ТТС хвоста имеет знак, противоположный знаку B_y -компоненты ММП. После восстановления профилей шировой компоненты B_y в ТТС хвоста на основе многоточечных наблюдений спутниками Cluster обнаружилось, что в некоторых случаях можно говорить о колоколообразном пространственном распределении этой компоненты вдоль нормали к плоскости ТТС [128]. Иными словами, наиболее сильное поле B_y наблюдалось в окрестности нейтральной плоскости (плоскости $B_x = 0$) и уменьшалось к краям ТТС. Однако механизм усиления ширового поля вблизи нейтральной плоскости авторами [128] не обсуждался.

В работе [129] исследовано пространственное распределение B_y -компоненты магнитного поля в ТТС с хвостовой стороны от ближней X-линии по данным многоточечных наблюдений спутников Cluster. Продемонстрировано, что пространственное распределение шировой компоненты магнитного поля изменяется при приближении спутников к X-линии или удалении их от неё (рис. 11). Так, вдали от магнитной X-линии пространственное распределение B_y -компоненты имеет колоколообразный профиль с максимальной величиной B_y в нейтральной плоскости (рис. 11a). По мере приближения спутников Cluster к X-линии пространственное распределение B_y становится антисимметричным: B_y -компонента меняет знак при пересечении спутниками нейтральной плоскости и увеличивается по модулю к краям ТТС. Такое распределение ширового поля вблизи области магнитного пересоединения связано с формированием холловской системы электрических токов в результате пространственного разделения зарядов в ионной диффузионной области (см., например, [22, 130]).

Вопрос о механизме формирования колоколообразного пространственного профиля шировой компоненты

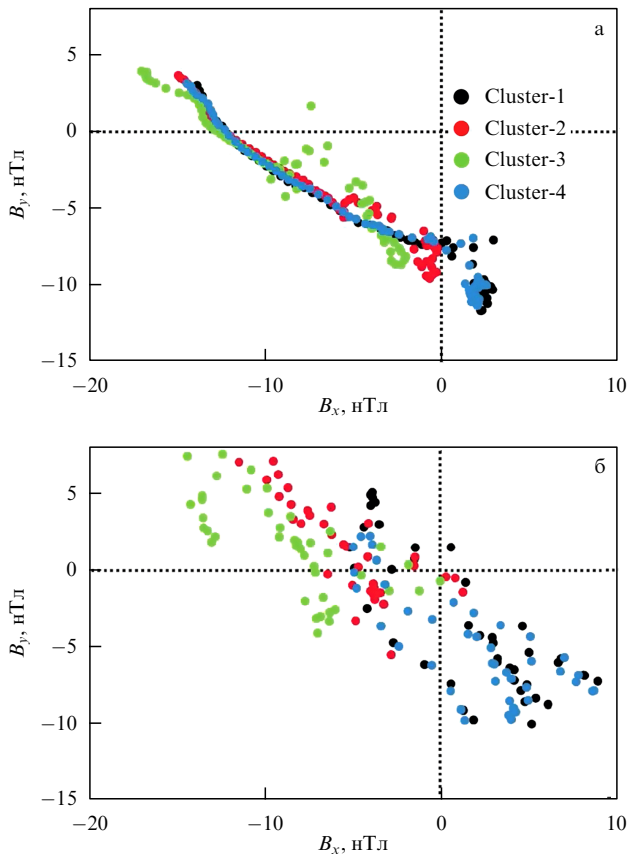


Рис. 11. Наблюдение спутниками Cluster различных типов пространственных профилей шировой компоненты B_y во время двух последовательных пересечений ТС с хвостовой стороны от ближней X-линии: (а) колоколообразный пространственный профиль $B_y(B_x)$ наблюдался на некотором расстоянии от X-линии в 03:42–03:46:40 UT (данные измерений 22.09.2006 г.); (б) антисимметричный профиль $B_y(B_x)$ наблюдался вблизи от X-линии в 03:46:40–03:49:30 UT. В предположении горизонтального ТС величина B_x -компоненты магнитного поля является косвенным указателем на удалённость спутника от нейтральной плоскости ($B_x = 0$). Таким образом, профили $B_y(B_x)$ можно рассматривать как пространственные распределения шировой компоненты магнитного поля B_y поперёк ТС [129].

магнитного поля в ТС в течение длительного времени оставался открытым. Как показано в работе [129], такая магнитная конфигурация ТС являлась достаточно устойчивой и наблюдалась в течение около 7,5 мин. Резонно предположить, что усиление B_y в центре слоя может быть связано с наличием противоположно направленных электрических токов J_x , текущих на краях ТС.

В работе [131] на основе анализа 17 интервалов пересечения ТС спутниками Cluster показано, что система противоположно направленных токов J_x в ТС хвоста наблюдалась одновременно с колоколообразным профилем шировой компоненты магнитного поля. Анализ функций распределения ионов по скоростям, наблюдаемых в ТС в такие периоды, показал, что токи J_x создавались квазиadiaбатическими ионами. Кинетический анализ траекторий квазиadiaбатических ионов при их взаимодействии с ТС, в котором наблюдалось небольшое начальное шировое поле B_{y0} , свидетельствует о том, что в процессе отражения/преломления траекторий ионов вблизи ТС должна иметь место асимметрия в направлении север–юг [96, 129]. В результате может формиро-

ваться соответствующая асимметрия плотности ионов в северном и южном полушариях. Для соблюдения баланса давлений ТС должен смещаться как целое, кроме того, должен формироваться асимметричный профиль плотности тока в направлении нормали к слою [96]. Такие несимметричные профили со смещённым максимумом плотности тока регистрировались спутниками Cluster во время наблюдений усиленного ширового поля в центре ТС [129, 131, 132] (рис. 12).

Для формирования токовой петли необходимо, чтобы противоположно направленные токи J_x где-то замыкались. В работе [129] показано, что усиление шировой компоненты магнитного поля в центре ТС с хвостовой стороны от X-линии наблюдалось внутри плазмоида. В этом случае токи J_x могут замыкаться вдоль замкнутой магнитной конфигурации плазмоида или магнитного острова, тем самым способствуя усилению ширового поля B_y вблизи нейтральной плоскости ТС плазмоида (рис. 13). С земной стороны от X-линии вопрос о замыкании токов J_x остаётся открытым. Возможно, эти токи замыкаются через ионосферу, но тогда шировое поле B_y в ТС хвоста должно усиливаться на большом пространственном масштабе, вплоть до ближней к Земле границы ТС. Другая возможность — это замыкание токов J_x вдоль магнитного острова, который может быть сформирован между двумя X-линиями, в случае образования в хвосте множественных X-линий [133, 134]. Обе гипотезы требуют экспериментальных проверок, которые мы планируем выполнить в следующих наших работах.

Обсудим более подробно теоретические аспекты кинетических особенностей динамики ионов в ТТС с магнитным широм и формирование самосогласованных токовых равновесий с ненулевой шировой компонентой магнитного поля. Как показано выше, наличие шировой компоненты магнитного поля B_y может привести к деформациям магнитосферного токового слоя. Такие деформированные ТТС изучены в работе [135]. Усиление шировой компоненты магнитного поля в ТС во время суббури и его последствия детально описаны в работе [127]. Эти наблюдения имеют важное значение, поскольку не только квазиравновесная структура, но и динамика магнитосферы могут сильно зависеть от шировой компоненты магнитного поля. Её присутствие может быть одной из причин образования изогнутых или скрученных ТС [115, 135]. Такое поле может также сильно влиять на динамику квазиadiaбатических частиц в ТТС [36, 96, 117, 118, 135] и МГД-волн [136]. Теоретические исследования [116, 137–139] показали, что развитие тиринг-неустойчивости при наличии ширового поля, возможно, приводит к пересоединению и реконфигурации хвоста магнитосферы (см., например, [69, 140, 141]). Асимметрия в направлении север–юг в магнитосферном хвосте характерна для случаев, при которых в хвосте присутствует шировая компонента магнитного поля [142].

Асимметрия рассеяния частиц в относительно "толстых" магнитных конфигурациях с ненулевой компонентой B_y была исследована методом трассирования частиц в [143, 144]. Кауффман с соавторами [145] и Холланд с соавторами [146] численно исследовали динамику частиц в ТТС и показали, что шировое поле приводит к разрушению энергетических резонансов (см. ниже) вследствие изменения характера рассеяния частиц в плоском

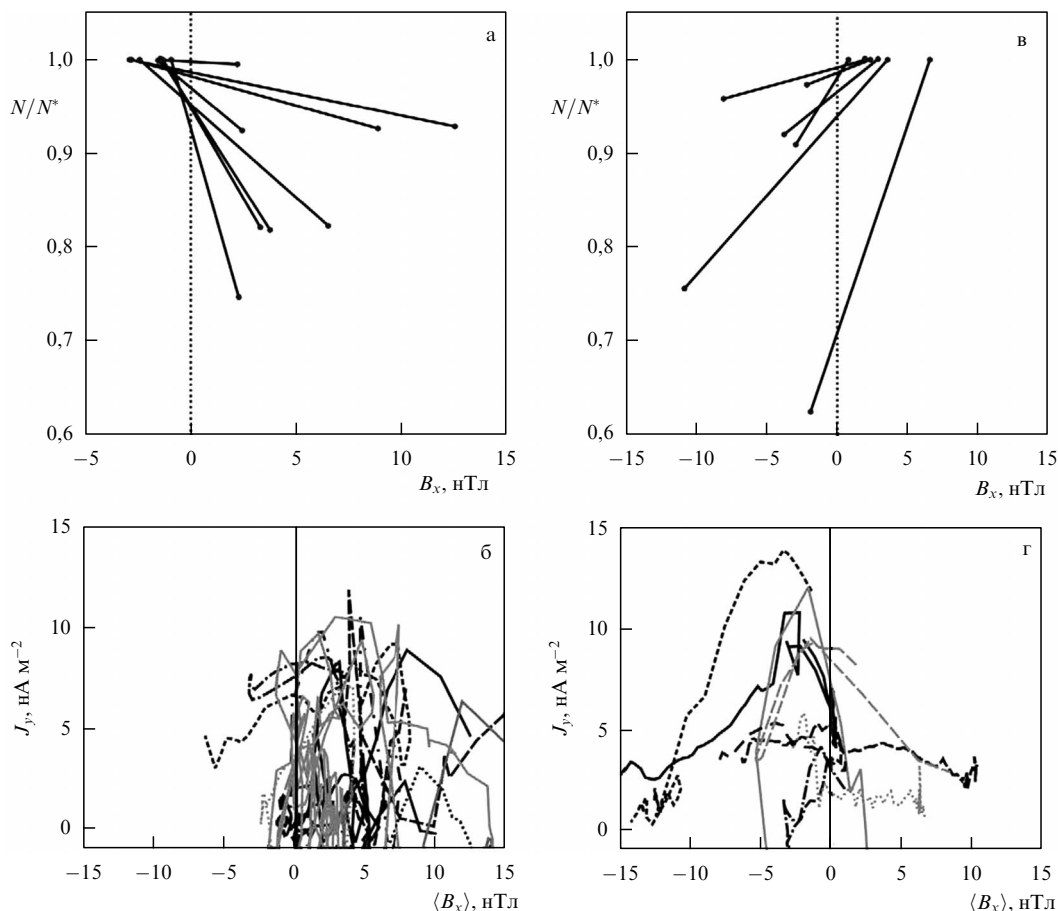


Рис. 12. (В цвете онлайн.) Пространственные распределения нормированной плотности ионов $N^*(B_x)$ и компоненты плотности электрического тока $J_y(B_x)$, наблюдаемые в интервалы пересечений ТС с магнитными конфигурациями: $B_z > 0, B_y < 0$ или $B_z < 0, B_y > 0$ (а, б) и $B_z > 0, B_y > 0$ или $B_z < 0, B_y < 0$ (в, г). Плотность ионов N для каждого пересечения ТС нормирована на величину максимальной плотности ионов N^* , наблюдаемой в данном пересечении. Ординаты каждой пары точек, соединённых линией, показывают значения N/N^* , усреднённые для данного пересечения ТС по северной (область $B_x > 0$) и южной (область $B_x < 0$) части плазменного слоя (ПС). Соединительные линии показывают тенденцию к увеличению плотности ионов в направлении южной или северной частей ПС. Пространственные профили плотности тока $J_y(B_x)$ для каждого пересечения ТС показаны различными кривыми [131].

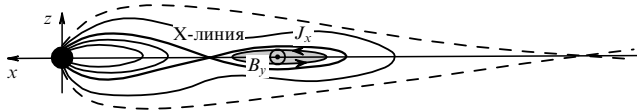


Рис. 13. Иллюстрация механизма поддержания/усиления ширового поля $B_y > 0$ в центре ТС плазмоида (область усиления поля $B_y > 0$ выделена затемнением) с хвостовой стороны от магнитной X-линии за счёт формирования токовой петли из противоположно направленных токов J_x , текущих в северной и южной частях ПС.

ТС. Авторы работы [147] описали процессы рассеяния частиц в относительно тонких ТС. Исследования [147] охватывают широкий диапазон динамических режимов движения частиц плазмы, от квазиadiaбатического до замагниченного. Теоретические исследования движения квазиadiaбатических частиц в ТТС с постоянным шировым магнитным полем и основные режимы движения частиц описаны в работах [96, 148]. Были проанализированы особенности движения квазиadiaбатических частиц в самосогласованной модели ТТС в присутствии глобального ширового поля, и было установлено, что структура ТТС зависит как от взаимного расположения источников плазмы, так и от относительных направле-

ний нормального и ширового магнитных полей [131]. В частности, показано, что асимметрия рассеяния частиц как следствие наличия ширового магнитного поля может привести к асимметрии профилей плотности тока, концентрации и магнитного поля, а следовательно, к изменению конфигурации ТТС в целом. Всё это делает весьма важным изучение свойств ТТС с шировым магнитным полем. В "классическом" ТТС с $B_y = 0$ силовые линии магнитного поля ортогональны току в центре слоя. Наличие шировой компоненты в хвосте магнитосферы способствует возникновению тока вдоль силовых линий магнитного поля в нейтральной плоскости (т.е. в направлении оси y) [128, 129].

Как отмечалось выше, наблюдения крупномасштабной B_y -компоненты магнитного поля в хвосте часто интерпретируются как проникновение межпланетного магнитного поля B_y в магнитосферу Земли [149], хотя механизм такого проникновения ещё не до конца понятен [127]. Идея о том, что шировая компонента может самосогласованно поддерживаться токами в магнитосферном хвосте, т.е. имеет эндогенную природу, была выдвинута рядом авторов (см., например, [128]), экспериментальные работы которых обсуждались в начале настоящего раздела, однако пока нет единого мнения о меха-

низме её возникновения. Каули [142] объяснил асимметрию пересоединённого потока тем, что ММП с B_y присутствует в северных и южных долях. Асимметричные конвективные ячейки по-разному "тянут" концы силовых линий магнитного поля, что приводит к их наклону и дополнительному усилению B_y [150]. Согласно [151] распределение ненулевой B_y -компоненты в хвосте магнитосферы поддерживается наличием токов вдоль силовых линий магнитного поля. Этот эффект был учтён в моделях Цыганенко Т96 и Т01 (см. [151] и приведённые там ссылки). Авторы работы [152] выдвинули также гипотезу о том, что конвекция плазмы к Земле может быть причиной увеличения B_y в магнитосферном ТС.

В своей двумерной МГД-модели Хилмер и Войт [144] предположили, что шировое поле в спокойном магнитосферном хвосте состоит из двух компонент: постоянной фоновой и собственной, пространственно неоднородной, существующей только в плазменном слое. Неоднородная B_y -компонента должна влиять на плазменный параметр β (отношение давления плазмы к давлению магнитного поля), а также на величину B_z -компоненты. Её профиль, как правило, имеет максимум в центре слоя и монотонно убывает к границам. Подобное колоколообразное распределение и шировой компоненты впервые было обнаружено в двумерной МГД-модели ТС [153]. Так, было показано, что шировое магнитное поле может формироваться в центре ТС, если продольное давление плазмы больше поперечного: $p_{\parallel} > p_{\perp}$. В противоположном случае, $p_{\parallel} < p_{\perp}$, профиль B_y имеет, напротив, локальный минимум в нейтральном слое и два максимума на периферии. К сожалению, МГД-модели применимы только для описания "толстого" магнитосферного хвоста в спокойном состоянии, но они не могут быть использованы для выяснения механизмов шира в ТТС.

Наряду с исследованиями симметричной (по поперечной координате z) шировой магнитной составляющей ТТС, проводились попытки исследования антисимметричных (нечётных) конфигураций шировой компоненты магнитного поля (см., например, [154, 155]). Такие конфигурации часто наблюдаются в ТТС вблизи областей пересоединения, когда холловские токи поддерживают квадрупольные конфигурации магнитного поля [156]. В таких условиях компонента магнитного поля B_y может быть довольно велика. Развитие самосогласованных квазиadiaбатических моделей ТТС [87–90] в течение двух последних десятилетий позволило развить эти модели и обобщить их для случая магнитного шира [96, 157]. В работе [157] рассмотрена симметричная (относительно нейтральной плоскости) конфигурация в рамках самосогласованной гибридной модели ТТС, в которой исследовались как симметричные, так и антисимметричные конфигурации ширового поля, хотя механизм их формирования не был изучен.

Рассмотрим основные особенности одномерной модели ТС с постоянным магнитным широм. Учитываются все три компоненты магнитного поля $\mathbf{B} = \{B_x(z), B_y, B_z\}$ ($B_x(z)$ меняет знак в плоскости $z = 0$, а шировая и нормальная компоненты магнитного поля считаются постоянными). Плазменное равновесие в ТС поддерживается за счёт баланса между натяжением силовых линий магнитного поля и конечной инерцией ионов [89]. Данная модель построена при предположениях 1–6, приведённых в приложении, о квазиadiaбатичности ионного дви-

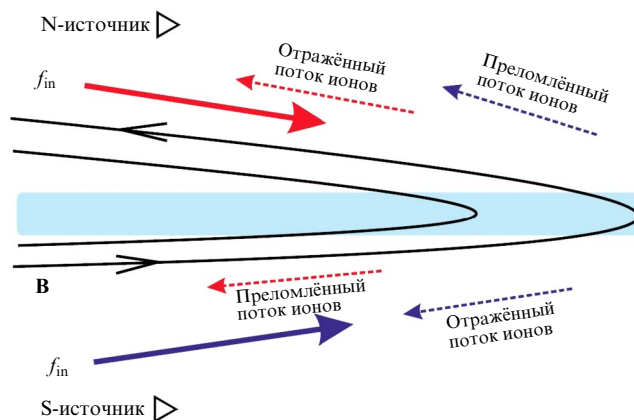


Рис. 14. (В цвете онлайн.) Поток частиц из северного (N) и южного (S) источников отражается от нейтрального слоя или преломляется и проходит на другую сторону (направления потоков показаны соответственно синими и красными стрелками). Асимметричная конфигурация ТС формируется вследствие асимметричного рассеяния частиц на нём.

жения; схема модели представлена на рис. 14, где показано, как протоны из северного (N) и южного (S) источников поступают в ТС [96]. После взаимодействия с ТС потоки ионов могут отражаться или проходить сквозь него (преломляться), что на рис. 14 показано соответствующими стрелками. Асимметрия рассеяния частиц в присутствии шировой магнитной компоненты B_y , зависящая от того, из какого источника пришли частицы, может повлечь за собой как формирование асимметричного профиля плотности тока и плазмы в ТТС, так и смещение последнего как целого от симметричного положения (при $B_y = 0$).

Взаимодействие потока плазмы с ТС при наличии постоянной компоненты B_y можно охарактеризовать коэффициентами отражения r и преломления $n = 1 - r$ потока частиц. С этой целью в магнитном поле ТТС с постоянной шировой компонентой $B_y = B_z = \text{const}$ было запущено 2×10^4 протонов [96]. Энергии частиц были распределены в соответствии с распределением Максвелла. Поперечная B_z -компонента была выбрана положительной и постоянной ($B_z = B_{z0} = 2$ нТл), соответствующей её среднему направлению и величине в хвосте магнитосферы Земли. Отношение B_y/B_z являлось параметром, а выбранное значение тангенциальной компоненты на краях слоя составляло $B_{x0} \approx 20$ нТл. Зависимость коэффициента отражения частиц от положения источников плазмы в северной или южной полусферах показана на рис. 15. Как видно, в отсутствие шировой компоненты ($B_y = 0$) коэффициенты отражения частиц, идущих из северного и южного источников плазмы, практически одинаковы: $r \approx 0,67$.

При отличном от нуля шировом поле коэффициент отражения r_1 ионов из северного источника практически не зависит от отношения B_y/B_z , в то время как коэффициент r_2 для частиц из южного источника убывает обратно пропорционально величине B_y/B_z , достигая значения 0,3 при $B_y/B_z \approx 1,5$. Таким образом, динамика ионов, приходящих из северного и южного источников, различна. С возрастанием шировой компоненты ионы из северной полусферы рассеиваются квазиadiaбатическим образом, так же как и в случае $B_y = 0$, в то время как приходящие из южной полусферы частицы проходят

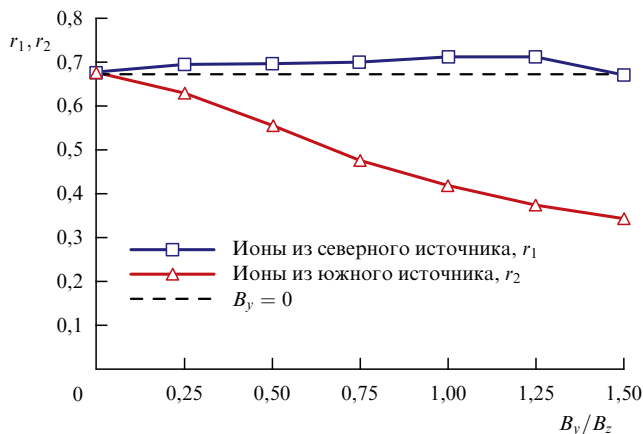


Рис. 15. Коэффициент отражения ионов от ТС в зависимости от отношения шировой и нормальной компонент магнитного поля и положения источников плазмы в северной и южной полусферах. Расчёты проводились при $B_{z0}/B_{x0} = 0,2$.

через ТС, не испытывая какого-либо рассеяния или захвата, и переходят в противоположное полушарие. Это говорит о том, что наличие магнитного шира в ТС должно неизбежно приводить к формированию асимметричной структуры. Асимметрия рассеяния частиц в конфигурациях, где для описания движения частиц плазмы применимо приближение ведущего центра, была исследована в работе [105]. Позднее в работе [147] возмущение движения частиц было объяснено воздействием импульсной центробежной силы в окрестности нейтральной плоскости. Так, отличная от нуля величина B_y в ТС приводит к повороту импульсной центробежной силы в плоскости вращения. В результате неадиабатическое поведение частиц должно либо ослабиться, либо усилиться, в зависимости от того, из какого полушария приходит частица — из северного или южного.

Таким образом, ионы, приходящие из противоположных полушарий, ведут себя различным образом, испытывая большие или меньшие скачки магнитных моментов в зависимости от направления распространения. Однако, как показали результаты моделирования ТТС с магнитным широм, динамика частиц в таких ТТС принципиально отличается от динамики частиц в сравнительно толстых ТС, которую можно описать в рамках приближения ведущего центра.

В модели ТТС с магнитным широм [96] использовалась зависимость коэффициентов отражения ионов $r_{1,2} = r_{1,2}(B_y/B_z)$, показанная на рис. 15. Коэффициент отражения плазмы из северного источника r_1 выбирался постоянным, равным 0,7, во всех расчётах. Коэффициент r_2 южного источника линейно уменьшался от 0,7 при $B_y/B_z = 0$ до $r_2 = 0,3$ при $B_y/B_z = 1,5$. Рисунок 16 демонстрирует самосогласованные профили нормированных величин (см. приложение): магнитной компоненты $b_x(z)$, тока $j_y(z)$ и плотности плазмы — при различных значениях b_y , рассчитанных в рамках модели (9)–(14) с учётом электростатических эффектов.

Можно выделить несколько физических эффектов: первый — это асимметрия профилей плотности плазмы в направлении север–юг, которая зависит от величины ширового магнитного поля. Различие плотностей плазмы обусловлено различными коэффициентами отражения плазмы для разных значений b_y . Профили плотности тока и магнитного поля в ТТС асимметричны. Благодаря серпантинному движению ионов в нейтральной плоскости спейсеровские ионы поддерживают практически симметричный колоколообразный профиль плотности тока. На краях ТС частицы замагничиваются и испытывают существенный диамагнитный дрейф в отрицательном u -направлении. Поэтому на краях ТС можно наблюдать небольшие отрицательные токи, так называемые диамагнитные крылья [89]. В северном полушарии ($\zeta > 0$) плотность плазмы больше, чем в южном, поэтому часть полного тока компенсируется значительными отрицательными диамагнитными токами, что порождает асимметрию профиля плотности тока. Второй эффект обусловлен электронными токами, которые связаны с током кривизны и сильно зависят от величины b_y в центре ТТС, где кривизна силовых линий магнитного поля уменьшается при наличии шировой компоненты. Электронные токи практически исчезают при $B_y/B_{x0} \geq 0,3$; профиль плотности тока в ТТС утолщается и становится более плавным при больших величинах ширового магнитного поля. Когда электронные токи практически равны нулю, в ТТС наблюдаются эффекты утолщения ТС и доминирования ионных токов [96]. Эффект утолщения ТС обусловлен геометрическим фактором: при наличии шировой магнитной компоненты нейтральная плоскость "наклоняется", а ионы размагничиваются ранее, чем они достигают нейтральной плоскости $z = 0$.

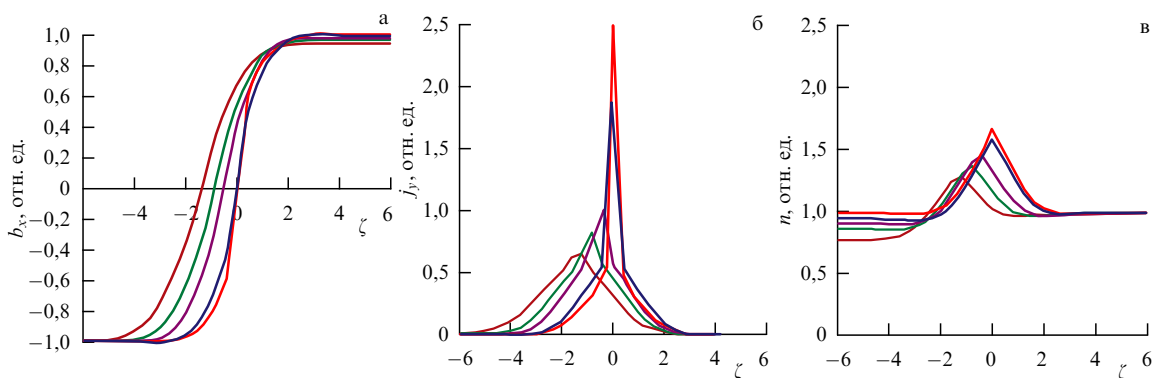


Рис. 16. (В цвете онлайн.) Профили безразмерных магнитного поля (а), плотностей тока (б) и плазмы (в) как функции поперечной безразмерной координаты ζ (описание переменных дано в приложении) в ТТС для разных величин ширового магнитного поля B_y при параметре $\varepsilon = 0,1$ [96]. Приведены профили для $b_y = B_y/B_0 = 0$ (красный), $b_y = 0,1$ (синий), $b_y = 0,2$ (фиолетовый), $b_y = 0,3$ (зелёный) и $b_y = 0,4$ (коричневый).

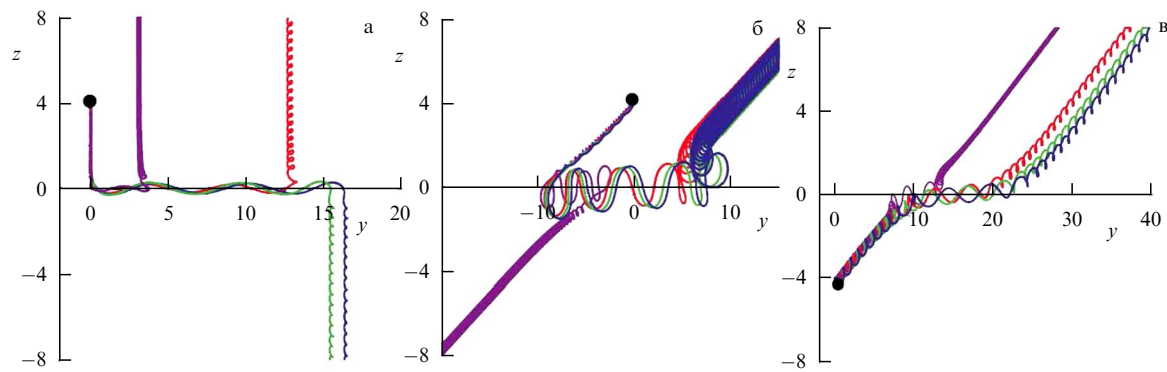


Рис. 17. (В цвете онлайн.) Проекция на плоскость yz четырёх траекторий протонов в ТТС (а) в отсутствие магнитного шира, $B_{y0}/B_{x0} = 0$ ($\kappa = 0,12$), а также при наличии магнитного ширового поля с относительной величиной $B_{y0}/B_{x0} = 0,2$ и частицами из (б) северного и (в) южного источников. Пространственные переменные нормированы на протонный гирорадиус на краях ТС, начальные энергии частиц одинаковы, начальные питч-углы: $\theta = 0,15; 0,35; 0,65; 1,35$ рад (соответственно синяя, зелёная, красная и фиолетовая кривые).

Вследствие этого ширина профиля плотности тока в проекции на ось z становится больше.

Влияние магнитного шира на квазиadiaбатические траектории протонов в ТТС иллюстрируется также рис. 17. В качестве примера выбраны траектории четырёх частиц, запущенных с разными питч-углами в конфигурациях: без магнитного шира, $B_{y0} = 0$ (рис. 17а); с магнитным широм $B_{y0} > 0$ (рис. 17б), причём источник частиц находится в северном полушарии; с магнитным широм (рис. 17в) и источником частиц в южном полушарии. Относительная величина шировой компоненты в случаях рис. 17б, в составляла $B_{y0}/B_{x0} = 0,2$ (B_{x0} — тангенциальная компонента магнитного поля на краях ТС). Рисунок показывает проекции движения частиц на плоскость yz в безразмерных координатах (см. приложение); начальные положения частиц отмечены чёрными кружками. Из рисунка видны существенные различия в динамике частиц. В отсутствие магнитного шира траектории частиц, запущенных из южной и северной полушарии, практически одинаковы (рис. 17а). При $B_{y0} \neq 0$ появляется асимметрия рассеяния частиц после их взаимодействия с ТС. Характер движения частиц зависит от положения источника: квазиadiaбатический характер движения сохраняется для северного источника, причём скачки квазиadiaбатического инварианта в среднем больше, чем в случае $B_{y0} = 0$, частицы могут отражаться назад к источнику или проходить в противоположное полушарие после взаимодействия с ТТС (рис. 17б). В то же время протоны из южного полушария имеют тенденцию к замагничиванию вдоль линий магнитного поля (рис. 17в) и прохождению через ТС в противоположное полушарие практически без рассеяния. Различие в динамике протонов может быть причиной формирования небольшой асимметрии плотностей тока и плазмы в ТТС с магнитным широм. На рисунке 17б заметен также наклон плоскости серпантинных траекторий к плоскости $z = 0$ (геометрический фактор). Более чётко выражен другой эффект: вследствие различий в рассеянии протонов из разных источников, концентрация частиц в северном полушарии оказывается больше, чем в южном. Новый баланс давлений заставляет ТС смещаться в сторону меньшей плотности плазмы, т.е. в южную полусферу, что и наблюдается на рис. 16. В случае отрицательной шировой компоненты, $B_{y0} < 0$,

все перечисленные эффекты зеркально симметричны относительно плоскости $z = 0$. Свойства квазиadiaбатического движения частиц в магнитной конфигурации с широм исследованы в работе [148].

Ниже будет рассмотрена более сложная магнитная конфигурация, в которой магнитная шировая компонента не является постоянной, а зависит от поперечной к токовому слою координаты z .

2.5.3. Процессы самоорганизации шировой магнитной компоненты в ТТС и механизмы формирования асимметричных конфигураций. В ТС без шира магнитного поля все силовые линии лежат в плоскостях, ортогональных нейтральному слою xz . Если в системе имеется постоянное шировое магнитное поле, то плоскости с силовыми линиями наклоняются к нейтральной плоскости на один и тот же угол. В системе, где шировое магнитное поле зависит от z -координаты, геометрия силовых линий может принимать две основные конфигурации: с антисимметричным и симметричным относительно плоскости $z = 0$ магнитным полем $B_y(z)$.

На рисунках 18а, б схематически изображены характерные профили тангенциальной $B_x(z)$ и шировой $B_y(z)$ компонент, а на рис. 18в, г — соответствующие трёхмерные силовые линии и их проекции. Во всех случаях магнитные силовые линии ТС обращаются в нейтральном слое, но в случаях рис. 18а, в магнитная силовая линия приобретает деформацию типа кручения, а в случаях рис. 18б, г деформация силовой линии имеет изгибный характер, т.е. силовая линия лежит на гладкой искривлённой поверхности [157].

Наряду с описанной в приложении "полуаналитической" постановкой, для верификации результатов исследования равновесной структуры ТТС и разных динамических режимов проводилось численное моделирование ТТС 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 $B_y(z)$) [100, 102]. Основные предположения численной модели соответствуют приведённым в приложении. В некоторых расчётах шировая компонента $B_y(z)$ рассматривалась как сумма самосогласованной части $B_y^S(z)$ и внешнего постоянного поля B_y^E : $B_y(z) = B_y^S(z) + B_y^E$. Выше и ниже области $|z| < L$, где

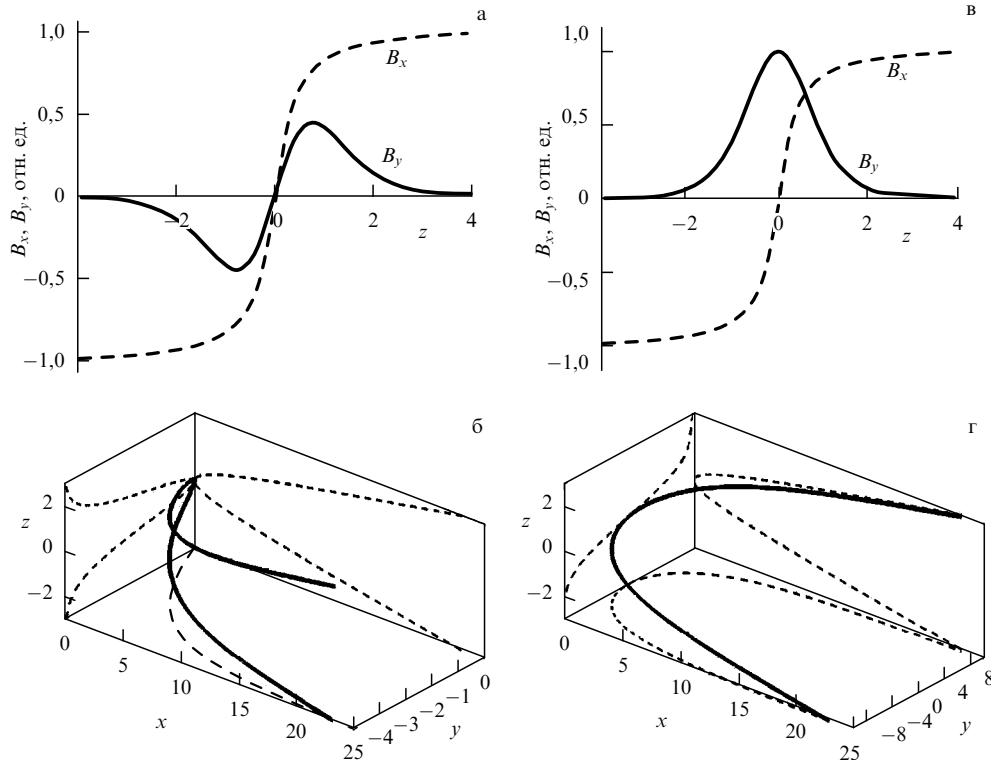


Рис. 18. Геометрия магнитных силовых линий в хвосте магнитосферы Земли [157]. (а) Профили антисимметричной компоненты $B_y(z)$ (сплошная кривая) и тангенциальной компоненты $B_x(z)$ (штриховая кривая); (б) соответствующая форма магнитной силовой линии и её проекций на координатные плоскости. (в) Профили по z симметричной шировой (сплошная кривая) и тангенциальной (штриховая кривая) компонент магнитного поля, (г) соответствующая им форма магнитной силовой линии. Координаты $\{x, y, z\}$ нормированы на ионный ларморовский радиус на границе ТС.

L — толщина ТС, магнитное поле считалось постоянным:

$$\mathbf{B}|_{z \geq L} = B_x(L)\mathbf{e}_x + B_y^E\mathbf{e}_y + B_z\mathbf{e}_z, \tag{21}$$

$$\mathbf{B}|_{z \leq -L} = B_x(-L)\mathbf{e}_x + B_y^E\mathbf{e}_y + B_z\mathbf{e}_z.$$

Функция распределения $f_0(z, \mathbf{v}, n_{(\pm)}, T_0, V_D)$ была выбрана в виде смещённого максвелловского распределения на границе ТС и задавалась генерацией $N_g = 3 \times 2^{17}$ модельных макрочастиц с 16 уровнями энергии. В ходе моделирования в слое рассчитывались концентрация $n(z)$, компоненты плотности тока протонов $\mathbf{j}(z)$ и самосогласованные компоненты магнитного поля $B_x(z)$ и $B_y(z)$. Входные параметры выбирались следующими: температура $T_0 = 4$ кэВ, что даёт значение тепловой скорости протонов $V_T = \sqrt{eT_0/m_p} \approx 619$ км s^{-1} , $V_D = = 2V_T$, $\Delta B_x = 40$ нТл, $B_z = \Delta B_x/20 = 2$ нТл.

Результаты моделирования можно разделить на три основные группы, в которых шировая компонента $B_y(z)$ магнитного поля:

- 1) отсутствует;
- 2) является полностью самосогласованной и может иметь две основные формы: симметричную и антисимметричную по координате z ;
- 3) имеет две составляющие: $B_y(z) = B_y^S(z) + B_y^E$, одна из которых, $B_y^S(z)$, самосогласованно поддерживается компонентой тока $j_x(z)$ (соответствующей симметричной или антисимметричной модам), а другая, $B_y^E = \text{const}$, является внешней, вызванной глобальным влиянием движущегося солнечного ветра.

Случай равного нулю ширового магнитного поля, $B_y(z) \equiv 0$, является базовой равновесной конфигурацией ТТС, в которой, соответственно, $j_x(z) \equiv 0$, а тангенциальная компонента магнитного поля представляет собой нечётную функцию, $B_x(-z) = -B_x(z)$ [96, 100, 102].

Рисунок 19 демонстрирует самосогласованные профили двух компонент магнитного поля в ТТС для антисимметричного (рис. 19а) и колоколообразного (рис. 19б) распределений $B_y(z)$. Базовый профиль $B_y^0(z)$ обозначен серой пунктирной линией. Отметим, что профили тангенциальной компоненты $B_x(z)$ магнитного поля имеют характерную для ТС форму: они обращаются в нуль в нейтральной плоскости $z = 0$ и выходят на постоянное значение (насыщение) при удалении от неё. В случае антисимметричной $B_y(z)$ (рис. 19а) компонента $B_x(z)$ выходит на насыщение при $|z|/R_E \approx 0,2$, а в случае "колоколообразной" $B_y(z)$ (рис. 19б) — при $z/R_E \approx 0,4$, т.е. толщина ТС с током вдоль оси y оказывается вдвое большей по сравнению с таковой на рис. 19а. Интересно, что в первом случае амплитуда самосогласованного ширового поля мала (5 нТл), а во втором сопоставима с амплитудой тангенциального поля (около 21 нТл). Сравнение рис. 19а и б позволяет сделать вывод о том, что влияние близкой к симметричной колоколообразной шировой компоненты $B_y(z)$ приводит к утолщению ТС, а также к достаточно слабому нарушению антисимметричности $B_x(z)$ и симметричности $B_y(z)$. Это обусловлено асимметрией рассеяния частиц из северного и южного источников после взаимодействия с ТС.

Рисунок 20 иллюстрирует распределение плотностей продольного и поперечного токов. В антисимметричном

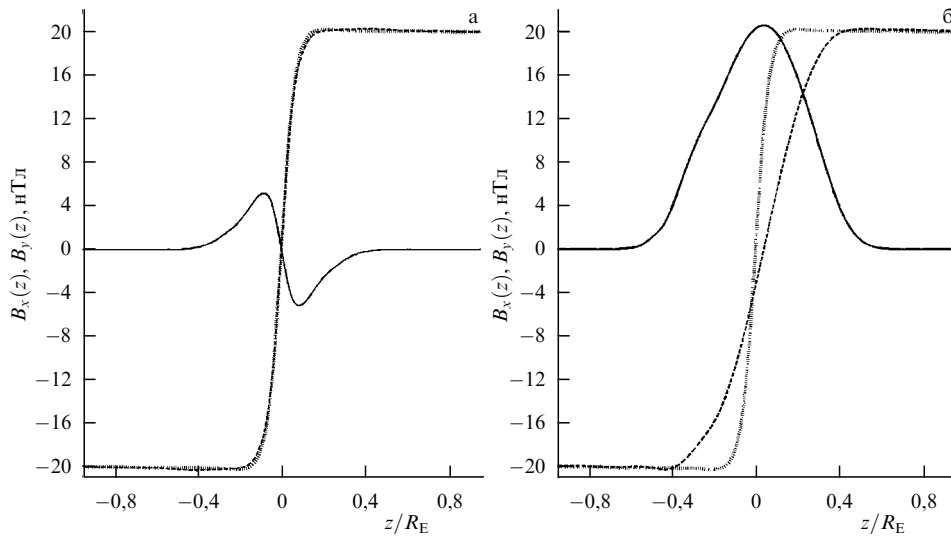


Рис. 19. Компоненты магнитного поля в токовом слое при $B_y^E = 0$: (а) антисимметричная и (б) колоколообразная компоненты $B_y(z)$ (сплошные кривые). Штриховыми кривыми показаны компоненты $B_x(z)$, светлыми пунктирными кривыми изображены профили $B_x^0(z)$ в отсутствие шировой компоненты магнитного поля ($B_y(z) \equiv 0$). На рисунках 19–21 пространственная переменная z нормирована на радиус Земли R_E .

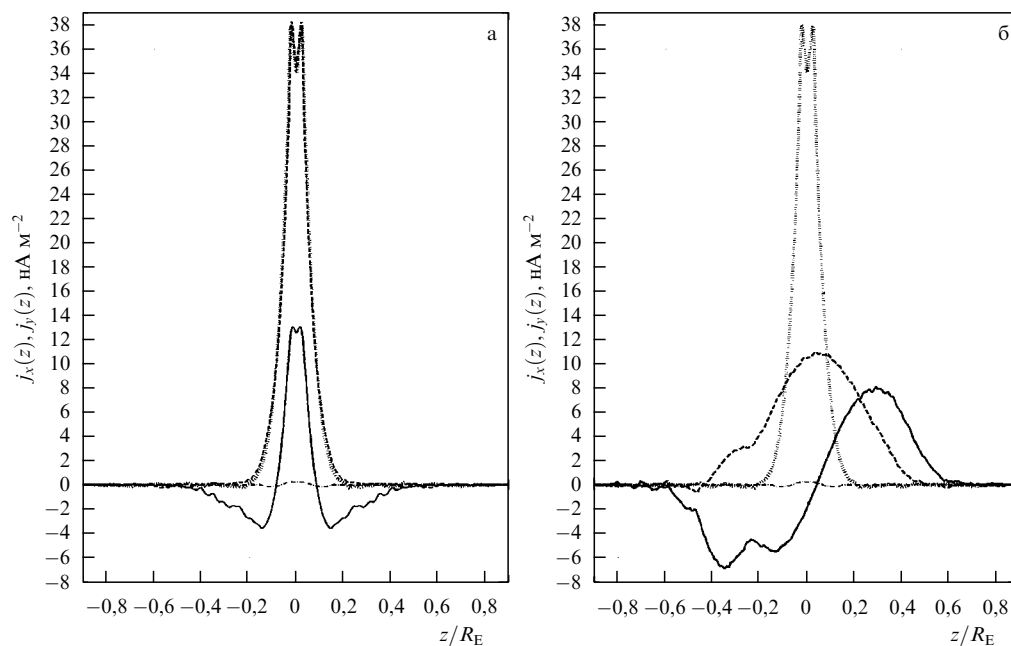


Рис. 20. Компоненты плотности тока в ТС при внешнем шировом магнитном поле $B_y^E = 0$ в случаях (а) антисимметричной и (б) колоколообразной компонент $B_y(z)$. Штриховая кривая соответствует $j_y(z)$, сплошная — $j_x(z)$. На обоих рисунках для случая $B_y(z) \equiv 0$ серой пунктирной кривой показан $j_y^0(z)$, а штрихпунктирной — $j_x^0(z)$.

случае (рис. 20а) ток сосредоточен в центре в узкой области $|z|/R_E \leq 0,2$ и имеет в ней резкий максимум, в то время как в симметричном случае пространственная область, занимаемая током, примерно в два раза шире: $|z|/R_E \leq 0,4$, а амплитуда примерно в три раза меньше. Сравнение с профилем (серая пунктирная кривая), соответствующим базовой конфигурации ТТС, свидетельствует о существенном уширении ТС с симметричной модой. Необходимо отметить, что тангенциальные поля, поддерживаемые в модели продольными токами, имеют для обеих конфигураций примерно одинаковые амплитуды (см. рис. 19). Из рисунка 20 также видно, что про-

дольные токи $j_x(z)$ являются локальными, так как поддерживаемые ими магнитные компоненты $B_y(z)$ обращаются в нуль на границах ТТС. Штрихпунктирные кривые на рис. 20 демонстрируют профиль компоненты продольного тока $j_x^0(z)$ для базовой конфигурации. Видно, что $j_x^0(z)$ по модулю много меньше как основной компоненты тока $j_y^0(z)$ для базовой конфигурации, так и самосогласованной компоненты $j_x(z)$ для двух конфигураций с шировой компонентой $B_y(z)$. Таким образом, в численной модели отсутствие $B_y(z)$ в базовой конфигурации вполне оправдано. Отметим, что для всех трёх конфигураций, представленных на рис. 19 и 20, z -компо-

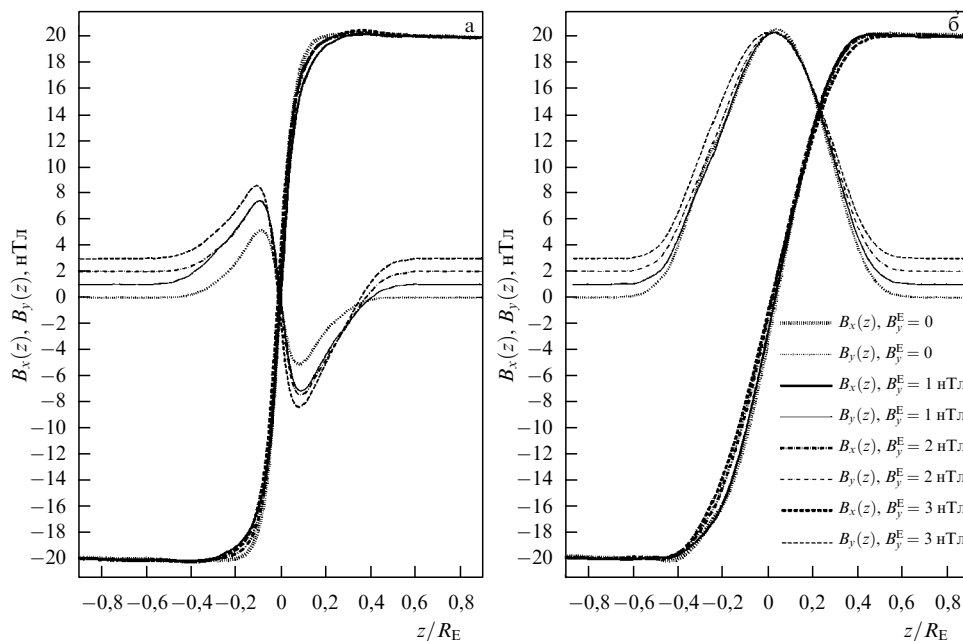


Рис. 21. Компоненты магнитного поля в ТС при различных значениях B_y^E в случаях: (а) антисимметричного $B_y(z)$, (б) колоколообразного $B_y(z)$. В случае $B_y^E = 0$ светлая пунктирная кривая обозначает $B_y(z)$, а жирная пунктирная кривая — $B_x(z)$. В случае $B_y^E = 1$ нТл светлая сплошная кривая обозначает $B_y(z)$, а жирная сплошная кривая — $B_x(z)$. В случае $B_y^E = 2$ нТл тонкая штрихпунктирная кривая соответствует $B_y(z)$, а жирная штрихпунктирная кривая — $B_x(z)$. В случае $B_y^E = 3$ нТл тонкая штриховая кривая соответствует $B_y(z)$, а жирная штриховая кривая — $B_x(z)$.

нента плотности тока $j_z(z)$ имеет вид очень слабого дискретного шума. Таким образом, модель с высокой степенью точности может рассматриваться как пространственно одномерная.

Рассмотрим, как влияет на равновесную конфигурацию ТТС постоянное внешнее магнитное поле B_y^E , которое сосуществует с самосогласованной шировой компонентой $B_y^S(z)$, т.е. полное шировое поле имеет вид $B_y = B_y^S(z) + B_y^E$. В результате численных расчётов получено семейство стационарных конфигураций ТТС для двух разных распределений ширового поля при наличии постоянной компоненты B_y^E .

На рисунке 21 представлены профили самосогласованных компонент магнитного поля при значениях B_y^E , указанных на рисунке. Видно, что с увеличением B_y^E токовые конфигурации для обеих конфигураций с магнитным широм слабо изменяются относительно таковых в случае $B_y^E = 0$, т.е. наличие внешнего шира не изменяет толщины ТС и не деформирует его. Это означает, что основным механизмом в формировании ТТС под действием шира магнитного поля является воздействие продольных токов и соответствующей самосогласованной компоненты ширового магнитного поля. Таким образом, внешнее магнитное поле не изменяет толщины ТС и не приводит к его деформации.

2.6. Параметрическая область решений

Модель ТТС исследована в диапазоне изменения параметров, характерных для магнитосферы Земли. Так, были исследованы интервалы начальных амплитуд возмущений $B_y(0) = B_y^A$ от 0 до 20 нТл и нормальной магнитной компоненты B_z от 0 до 3 нТл с шагом 1 нТл. Заметим, что во всех проведённых численных исследованиях начальное шировое возмущение имело симметричный вид по z -координате и положительную амплитуду

B_y^A . В результате численных расчётов получены два основных класса самосогласованных решений: 1) с симметричным профилем шировой B_y -компоненты (рис. 19б), 2) с антисимметричным распределением $B_y(z)$ (рис. 19а). Кроме того, было найдено несколько конфигураций с переходным, асимметричным, распределением шировой компоненты B_y (наклоны профилей различны в северном, $z > 0$, и южном, $z < 0$, полушариях) и слабо расщеплённым профилем плотности тока, которые располагаются в узкой области параметров на границе между двумя основными конфигурациями.

На рисунке 22 изображена параметрическая область решений, где симметричные конфигурации располагаются в треугольной по форме параметрической под-области $\{B_y^A, B_z\}$, границу которой можно приближённо описать как $B_z \approx \xi B_y^A$, где ξ — некоторое положительное число. С возрастанием нормальной компоненты магнитного поля B_z область существования антисимметричных решений $B_y(z)$ увеличивается, и при $B_z = 4$ нТл все решения практически полностью становятся антисимметричными, несмотря на то что амплитуда начального возмущения B_y^A может быть велика, сопоставима с величиной тангенциальной компоненты $B_x(L)$. Найденные промежуточные токовые конфигурации с асимметричным распределением ширового магнитного поля и расщеплённым профилем плотности тока $j_y(z)$ располагаются на границе между симметричными и антисимметричными токовыми слоями с магнитным широм, т.е. их появление может быть объяснено влиянием антисимметричной конфигурации ТС на симметричную при больших значениях B_z .

Для выяснения физики процессов, формирующих подобную структуру равновесных решений, рассмотрим динамику заряженных частиц в ТТС с магнитным широм. На рисунке 23 представлены результаты трасси-

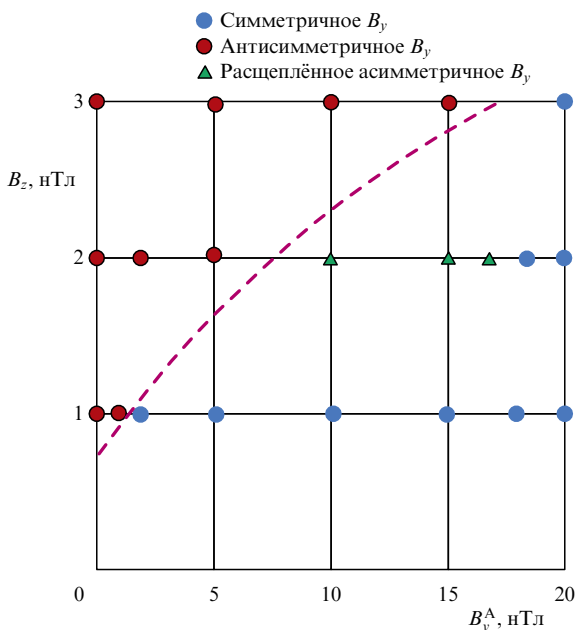


Рис. 22. (В цвете онлайн.) Типы самосогласованных конфигураций токового слоя в параметрической области $\{B_y^A, B_z\}$. Обозначения указаны на рисунке.

рования четырёх частиц с одинаковыми энергиями и разными питч-углами $\theta_j = 0,15; 0,35; 0,65; 1,45$ рад ($j = 1, 2, 3, 4$) в описанном ранее модельном магнитном поле $\mathbf{V} = (B_0 \tanh(z/L); B_y^A/\cosh^2(z/L); B_z)$. Траектории частиц показаны в плоскости yz для трёх значений нормированного поля $B_y^A/B_0 = \{0; 0,4; 0,8\}$ соответственно для рис. 23а,г; 23б,д и 23в,е. На рисунках 23а–в показаны траектории частиц, стартующих из северной полусферы, а на рис. 23г–е — траектории частиц, выходящие из южной полусферы. Траектории частиц при отсутствии шировой компоненты магнитного поля представлены на рис. 23а,г: частицы замагничиваются за пределами ТС, входя в слой, они размагничиваются и дрейфуют в положительном направлении y . Анализ

большого числа траекторий частиц подтверждает, что коэффициенты отражения частиц после их взаимодействия с ТТС практически одинаковы для обоих источников.

В системе при наличии локальной шировой компоненты (рис. 23б, в, д, е) ясно видна асимметрия рассеяния частиц, приходящих из северного и южного полушарий. Аналогичное асимметричное рассеяние частиц при взаимодействии с ТС можно заметить на рис. 17, где протоны движутся в ТС с глобальным широм ($B_y = \text{const}$). Таким образом, все ионы, поступающие из южного полушария (рис. 23д, е) пересекают ТС и попадают в северное. Более того, их усреднённая траектория почти повторяет форму линии магнитного поля в плоскости yz , потому что в центре ТС они замагничены для рассматриваемых значений B_y -компоненты. Движение частиц может быть представлено как суперпозиция двух независимых движений: серпантинного движения и ларморовского вращения (в центре ТТС, где амплитуда ширового поля велика). Оба эти движения, направленные вдоль силовых линий магнитного поля, в центре слоя совпадают и ориентируются вдоль координаты $y > 0$. Поскольку силовые линии магнитного поля обращаются вокруг ТТС, замагниченные ионы поддерживают продольную плотность тока $j_x(z) \sim \sin(\pi z/L)$.

Изучение рассеяния ионов в ТТС с магнитным широм позволяет сделать следующий вывод. Формирование симметричной шировой компоненты $B_y(z)$ связано с тем, что начальная деформация магнитных силовых линий вызывает изменение динамики частиц в ТС. Это изменение таково, что рассеяние протонов при пересечении слоя принципиальным образом зависит от расположения источников плазмы. Так, на замагниченных участках орбит частицы из южного полушария переносят вдоль магнитных силовых линий продольный ток j_x . Его направление отрицательно в южном полушарии и положительно в северном, т.е. $j_x(z) \sim \sin(\pi z/L)$. В то же время ионы из северного полушария сильно рассеиваются в плоскости слоя. Поддерживаемая ими плотность продольного тока противоположна по направлению плотности тока "южных" частиц, а по величине су-

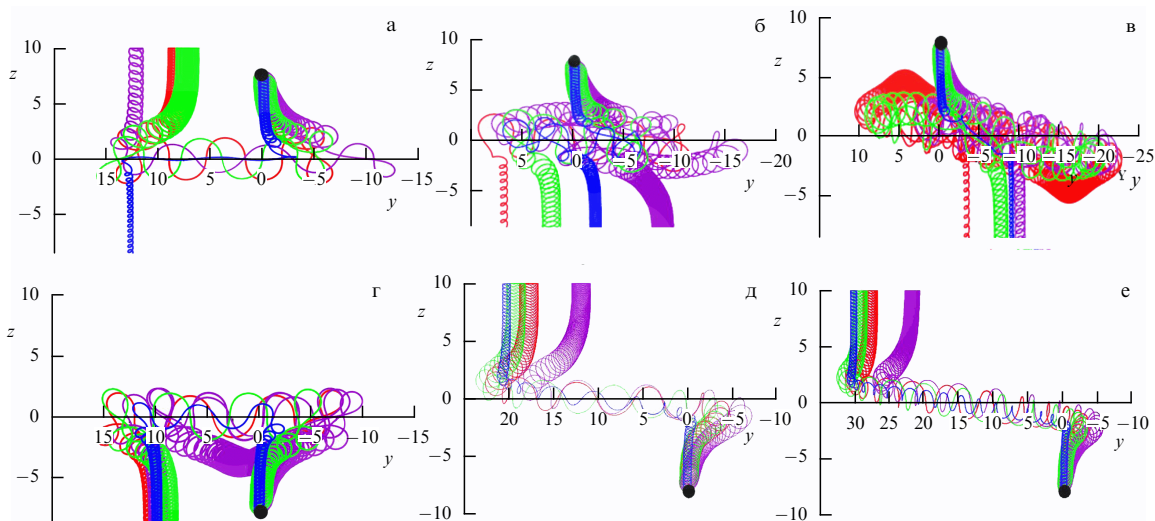


Рис. 23. Трассирование четырёх частиц из северного (а–в) и южного (г–е) источников в обращённом магнитном поле с локальным широм. Пространственные переменные нормированы на гирорадиус иона на краях ТС. Начальные питч-углы частиц $\theta_1 = 0,15, \theta_2 = 0,35, \theta_3 = 0,65, \theta_4 = 1,45$. Значения B_y^A/B_0 ($B_0 = 20$ нТл) равны 0 (а, г), 0,4 (б, д), 0,8 (в, е).

щественно меньше. Вследствие этого вклад "южных" частиц в поддержание тока $j_x(z)$ становится доминирующим и не компенсируется вкладом "северных" ионов. Это приводит к самосогласованному усилению и поддержанию шировой компоненты магнитного поля внутри ТТС.

Таким образом, основным механизмом, приводящим к формированию симметричной шировой магнитной компоненты в ТТС, является асимметрия рассеяния ионов в направлении север–юг при их взаимодействии с ТТС, если в слое образовалась некоторая начальная шировая деформация.

3. Тонкий токовый слой с продольной неоднородностью в антисолнечном направлении в хвосте магнитосферы Земли

Развитие моделей ТТС показало, что наибольший интерес представляют кинетические модели, в то время как МГД-приближение плохо применимо для описания конфигураций с малой толщиной $\rho_L \sim L$. Наиболее ранней хорошо известной кинетической моделью ТТС является упомянутая в разделе 1 самосогласованная модель Харриса [74], описывающая одномерный ТТС без поперечной компоненты магнитного поля. В разделе 2 мы рассмотрели класс одномерных моделей ТТС с учётом поперечной магнитной компоненты, в которых натяжение магнитной силовой линии уравновешено силой инерции движущихся в слое пролётных ионов [86–89]. Следует отметить, что во всех рассмотренных моделях ТТС не учитывалась неоднородность поперечной магнитной компоненты B_z вдоль хвоста, обусловленная вкладом магнитного дипольного поля планеты. Известно, что в среднем компоненте B_z убывает при удалении от Земли как $(L_x/x)^{0,8}$, где x — расстояние от Земли [76, 157]. Наличие градиента магнитной компоненты B_z порождает крупномасштабную продольную неоднородность ТТС в антисолнечном направлении. Продольная неоднородность конфигурации ТТС была учтена в работе [96]. Развитая модель является двумерным обобщением предложенной ранее одномерной кинетической модели ТТС [90].

Ниже мы рассмотрим особенности динамики частиц в неоднородных ТТС, поскольку именно эти особенности определяют свойства и тонкую структуру ТТС. Будут рассмотрены основные предположения, в рамках которых применима данная модель, и представлены основные результаты моделирования [19, 90, 91].

Первые численные исследования влияния продольной неоднородности магнитосферного хвоста на движение частиц были проведены в рамках глобальной модели магнитосферы в работе [85], где показано, что ионы солнечного ветра могут захватываться вблизи нейтрального слоя и совершать крупномасштабные осцилляции вокруг него. Электрическое поле конвекции E_y , скрещённое в нейтральном слое с поперечным магнитным полем B_z , вызывает дрейф частиц плазмы к Земле с конвективной скоростью $\mathbf{V}_c = c\mathbf{E}_y \times \mathbf{B}_z/B_z^2$. Было также показано, что при движении частиц сохраняются квазиadiaбатические инварианты движения I_z и продольные квазиadiaбатические инварианты $I_x = (m/2\pi) \oint v_x dx$ [158] (v_x — скорость движения частицы вдоль магнитосферного хвоста, dx — приращение вдоль x -оси), являющиеся аналогами про-

дольных инвариантов в теории ведущего центра. Таким образом, в двумерной конфигурации ТТС, наряду с точными интегралами движения, такими как полная энергия $W_0 = mv_0^2/2 + e\varphi$ (v_0 — начальная скорость частицы, e — заряд, φ — электростатический потенциал) и обобщённый импульс $P_y = mv_y + (e/mc)A_y(x, z)$, движение ионов можно характеризовать приближёнными адиабатическими инвариантами I_z и I_x . Здесь $A_y(x, z) = -\int B_x(z) dz + \int B_z(x) dx$ — вектор-потенциал системы.

Модель ТТС с продольной магнитной неоднородностью основана на общих предположениях 1–6 из приложения и следующих дополнительных предположениях [159].

1. Магнитное поле в ТТС является ортогональным к направлению тока и имеет в системе координат GSM две самосогласованные компоненты: $B_x(z)$ и $B_z(x)$, удовлетворяющие условию $\text{div } \mathbf{B} = 0$. Шировое поле в этой модели не учитывается, т.е. $B_y = 0$.

2. Магнитное поле токового слоя B практически однородно в направлении утро–вечер (y), слабо неоднородно в направлении Земля–Солнце (x) и сильно неоднородно в направлении, поперечном к слою (z), так что выполняются следующие соотношения масштабов слоя: $L_\beta \sim B/(\partial B/\partial x_\beta) \gg L_z$, где L_β , $\beta = x, y$ — характерные масштабы магнитного поля магнитосферного хвоста в x - и y -направлениях, L_z — толщина ТТС. Поскольку тангенциальная компонента магнитного поля в нейтральной плоскости равна нулю, масштаб неоднородности определяется "медленностью" изменения нормальной компоненты $B_z(x)$. Все величины модели зависят только от координат x, z (вследствие трансляционной инвариантности зависимости от y нет).

Функции распределения пролётной $f_{\text{trans}}(\mathbf{v})$ и квазизахваченной $f_{\text{trap}}(\mathbf{v})$ компонент плазмы задаются в следующем виде:

$$f_{\text{trans}}(\mathbf{v}) = \frac{n_1}{(\pi v_{Ti})^3 (1 + \text{erf } \varepsilon^{-1})} \times \exp \left\{ -\frac{1}{v_T^2} \left[\left(\sqrt{v_0^2 - \frac{\omega_0}{m}} I_z - v_D \right)^2 + \frac{\omega_0}{m} I_z \right] \right\}, \quad (22)$$

$$f_{\text{trap}}(\mathbf{v}) = \frac{n_1}{(\pi v_{Ti})^3 (1 + \text{erf } \varepsilon^{-1})} K_{\text{trap}} \times \exp \left[-\frac{v_D^2 + v_0^2 + (\omega_0/m)I_x}{v_T^2} \right].$$

Здесь используется свободный параметр K_{trap} , характеризующий плотность захваченных частиц (их источник может не зависеть от пролётных частиц). Квазиadiaбатические инварианты рассчитываются как

$$I_z = \frac{m}{2\pi} \int_{z_0}^{z_1} \left\{ v_0^2 - v_x^2 - \left[mv_y + \frac{e}{mc} (A_y(x, z) - A_y(x, z')) \right]^2 + \frac{2e}{m} (\varphi(x, z) - \varphi(x, z')) \right\}^{1/2} dz', \quad (23)$$

$$I_x = \frac{m}{2\pi} \oint v_x dx = \frac{m}{2\pi} \oint \left\{ v_0^2 - v_z^2 - \left[v_y + \frac{e}{mc} (A_y(x, z) - A_y(x', z)) \right]^2 + \frac{2e}{m} (\varphi(x, z) - \varphi(x', z)) \right\}^{1/2} dx'.$$

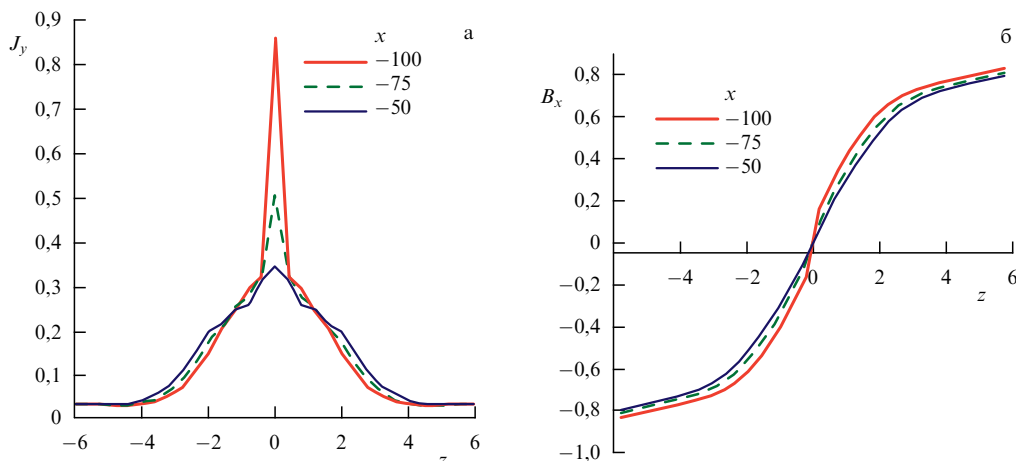


Рис. 24. Профили плотностей тока (а) и магнитного поля (б) для сечений $x = -100$ (серая сплошная кривая); $x = -75$ (штриховая кривая); $x = -50$ (чёрная сплошная кривая) вдоль ТТС [159].

Схематически модель самосогласованного ТТС представляет собой открытый трёхмерный бокс с обращённым магнитным полем. С верхнего и нижнего краёв бокса вдоль силовых линий в слой поступают потоки пролётных частиц плазмы. Взаимодействуя с нейтральным слоем, частицы поддерживают ток в системе и создают самосогласованное магнитное поле. Квазизахваченные частицы перераспределяются в продольном направлении в соответствии с изменением нормальной компоненты магнитного поля и вносят свой вклад в локальное перераспределение токов и полей в системе. Замагниченные электроны совершают крупномасштабные осцилляции вблизи нейтрального слоя. Наиболее важным в движении электронов является их сильный дрейф вследствие кривизны магнитных силовых линий, обратно пропорциональный радиусу кривизны [90]. Таким образом, электронные дрейфовые токи сосредоточены в области минимальной кривизны силовых линий — нейтральной плоскости.

Модель представляет собой систему уравнений Власова – Максвелла для плотностей токов, частиц и векторного потенциала. Плазма считается квазинейтральной. Ионная часть токов описывается следующими уравнениями [159]:

$$\begin{aligned} \Delta A_y &= -\frac{4\pi}{c} (j_{yi} + j_{ye}), \\ j_{yi} &= e \int_{v^3} v_y [f_{\text{trans}}(W_0, I_z) + f_{\text{trap}}(W_0, I_x)] d^3v, \\ \frac{df_{\text{trans}}}{dt} &= 0, \quad \frac{df_{\text{trap}}}{dt} = 0, \\ A_y(x_0, z) &= a_l(z), \\ A_y(x_1, z) &= a_r(z), \\ A_y(x, -L_a) &= \psi_0(x), \\ A_y(x, L_a) &= \psi_1(x). \end{aligned} \quad (24)$$

Здесь j_{yi} , j_{ye} — плотности токов ионов и электронов ($n_e = n_i$), $a_l(z)$, $a_r(z)$, $\psi_0(x)$ и $\psi_1(x)$ — заданные зависимости вектора-потенциала на левой/правой и верхней/нижней границах бокса, которые варьировались в соответствии с конкретным видом исследуемой системы. В случае двумерного ТС гибридные уравнения для век-

тора-потенциала приобретают вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 A_y(x, z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_y(x, z)}{\partial z^2} + \frac{4\pi}{c} \left\{ \int_{v^3} v_y [f_{\text{trans}}(W_0, I_z(z, \mathbf{v})) + \right. \\ \left. + f_{\text{trap}}(W_0, I_x(x, \mathbf{v}))] d^3v + j_e \right\} = 0, \end{aligned} \quad (25)$$

где функции распределения выражаются соотношениями (22), а адиабатические инварианты рассчитываются по формулам (23). Детальное описание электронного движения и расчёт электростатического потенциала дано в приложении (см. также работу [96]).

Система уравнений Власова – Максвелла (24) с соответствующими граничными условиями и функциями распределения (22) была решена численно. Найдены самосогласованные профили безразмерных плотностей плазмы, тока и магнитного поля для двумерного ТТС.

Профили плотности тока и магнитного поля в сечениях $x = -100, -75$ и -50 (в единицах ларморовских радиусов ρ_L на краю ТТС, на границе $x = x_0$ моделируемого бокса) магнитосферного хвоста изображены на рис. 24. Все переменные представлены в безразмерном виде: $J_y = j_y / (en_0 v_D e^{2/3})$, $\mathbf{r} = \mathbf{R} / \rho_L$, $n = N(x, z) / n_0(x, L)$ и $B_x = \tilde{B}_x / B_0(x_0, L)$. Как видно из рисунка, в более близкой к Земле области ТТС ($x = -50\rho_L$) плотность тока имеет колоколообразный профиль, что свидетельствует о доминировании тока пролётных ионов. Толщина такого ТС, практически не изменяющаяся вдоль оси x , составляет несколько ларморовских радиусов, что совпадает с оценками, сделанными ранее в работах [20, 157]. По мере удаления от Земли доминирующим в нейтральной плоскости становится узкий электронный ток, вложенный в более широкий ионный ток. Соответствующие профили магнитного поля становятся круче в нейтральной плоскости на более далёких от Земли расстояниях, что видно из сравнения профилей магнитного поля, показанных для $x = (-75, -100)\rho_L$ (ρ_L — ларморовский радиус протона вдали от ТС на ближнем к Земле торце моделируемого бокса).

Самосогласованный профиль B_z -компоненты магнитного поля вдоль ТС изображён на рис. 25. В первой итерации при численном решении задачи этот профиль задавался линейно возрастающим по направлению к Земле. В окончательном решении вклад в его распреде-

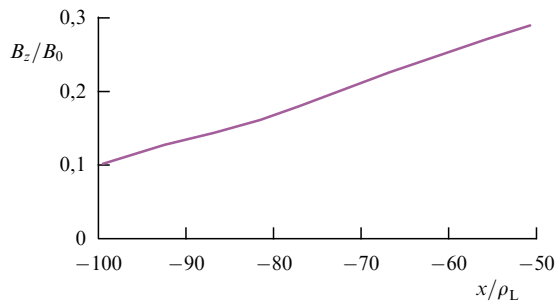


Рис. 25. Профиль нормированной B_z -компоненты магнитного поля вдоль ТС.

ление определяется электронными токами, но линейная зависимость по x при этом сохраняется.

Рассмотрим теперь, какой вклад в общий ток вносят различные популяции частиц. Рисунок 26 демонстрирует распределение плотности тока, поддерживаемой пролётными ионами, в разных сечениях хвоста. Мы видим, что роль пролётных ионов сводится к поддержанию практически одномерного ТС, не зависящего от продольной неоднородности магнитного поля и перепада B_z вдоль него. В то же время плотность квазизахваченных частиц оказалась чувствительной к продольной неоднородности слоя: их концентрация возрастает в области большего поперечного магнитного поля (см. рис. 26), и, соответственно, амплитуды их локальных токов тем выше, чем меньше их расстояние от Земли.

Профили плотности плазмы в разных сечениях хвоста магнитосферы (рис. 27) показывают, что, как и в реальной ситуации, плотность плазмы возрастает при приближении к Земле. Это происходит за счёт квазизахваченных частиц, распределение которых чувствительно зависит от распределения поперечной компоненты магнитного поля B_z . Кроме того, профили плотности плазмы выходят на константу на краях ТС, в то время как профили плотности тока на периферии слоя стремятся к нулю. Отсюда можно сделать следующий вывод: ТС вложен внутрь гораздо более широкого плазменного слоя, что согласуется с экспериментальными наблюдениями в хвосте магнитосферы Земли. Квазизахваченные ионы способствуют эффективному увеличению ширины

ТС, которая в среднем тем больше, чем выше их концентрация [159].

Что касается электронных токов, то их амплитуда обратно пропорциональна радиусу кривизны магнитной силовой линии [90], поэтому естественно ожидать, что они будут достигать максимума там, где магнитная компонента B_z минимальна, т.е. на дальнем от Земли крае ТС, что иллюстрирует рис. 28.

Была исследована форма профилей плотности тока для ТТС при разных количествах квазизахваченных протонов в хвосте магнитосферы. На рисунке 29 изображены двумерные (в плоскости xz) поверхности плотности тока. На рисунке 29а приведён классический колоколообразный профиль плотности тока, поддерживаемой пролётными протонами и электронами, при этом плотность квазизахваченной плазмы много меньше плотности основных носителей тока. Увеличение плотности этой популяции в хвосте магнитосферы, показанное на рис. 29б, может приводить к заметному расщеплению профиля плотности тока на ближнем к Земле крае ТС, в то время как в более отдалённой области расщепление малó и явно виден вложенный профиль протонного тока с пиком электронной плотности в центре. В результате формируется структура с тремя максимумами плотности тока, которая ранее была описана, например, в работах [90, 94]. На рисунке 29в показана существенно расщеплённая структура ТТС при высокой плотности плазмы, квазизахваченной в ТС ($K_{\text{trap}} = 200$ соответствует количеству квазизахваченных частиц, примерно в 1,4 раза большему количеству пролётных).

Таким образом, влияние продольной неоднородности на структуру ТС выявляет важную роль различий в динамике электронов, пролётных и квазизахваченных ионов. Распространение квазиadiaбатической модели на конфигурации со слабой неоднородностью по x в случае, когда ещё сохраняется дополнительный продольный квазиadiaбатический интеграл I_x , даёт возможность решить задачу о ТТС, распределённом вдоль магнитосферного хвоста. Были выявлены три основных эффекта влияния неadiaбатической динамики ионов и электронов на структуру ТС.

1. Пролётные ионы наряду с электронами являются основными носителями тока. Однако, в отличие от электронного компонента, пролётные ионы поддержи-

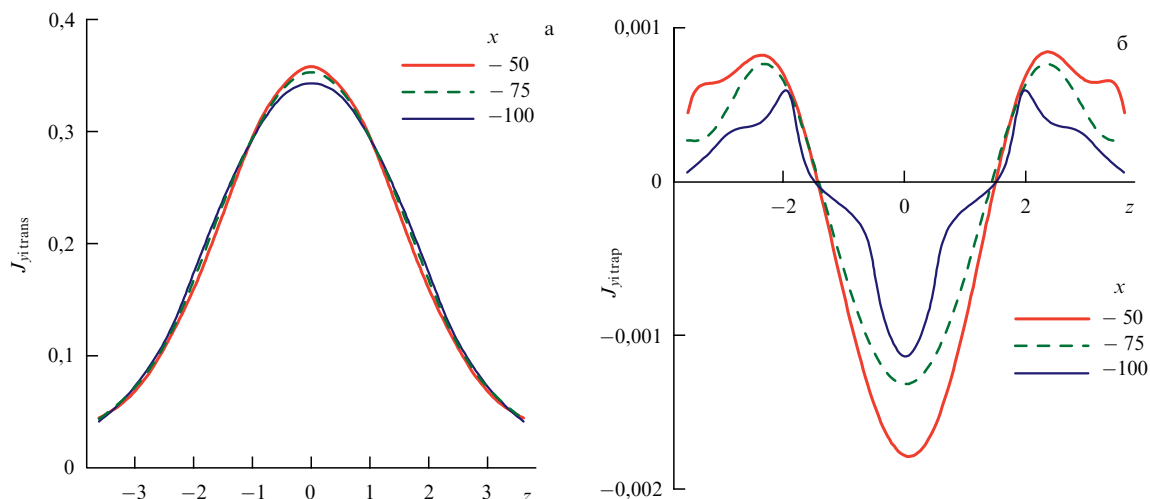


Рис. 26. Распределение парциальных плотностей тока пролётных (а) и квазизахваченных (б) частиц в ТС на разных расстояниях от Земли.

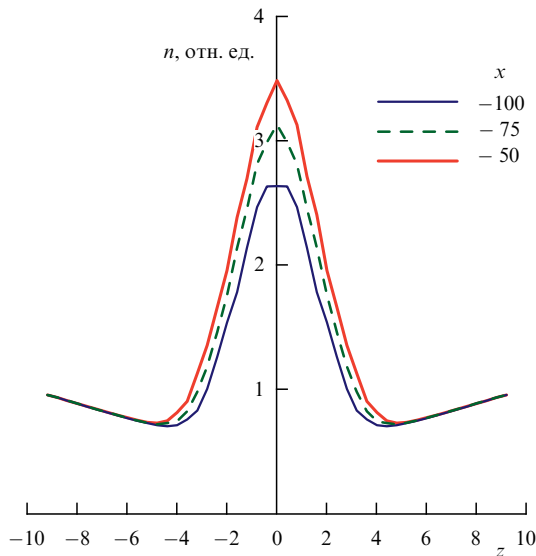


Рис. 27. Плотности плазмы в ТС в трёх сечениях токового слоя по x .

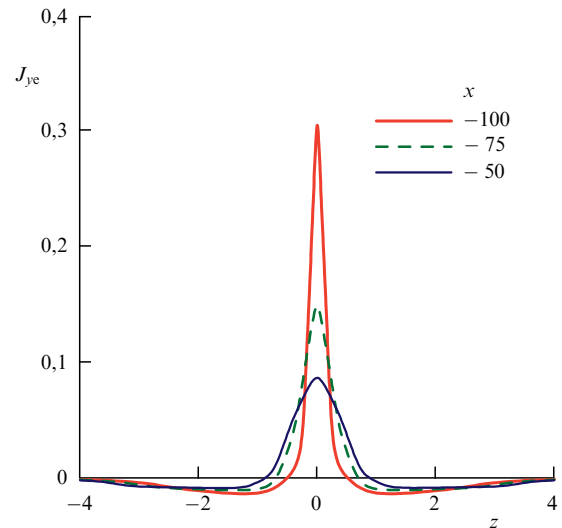


Рис. 28. Парциальные плотности тока электронов в трёх сечениях токового слоя.

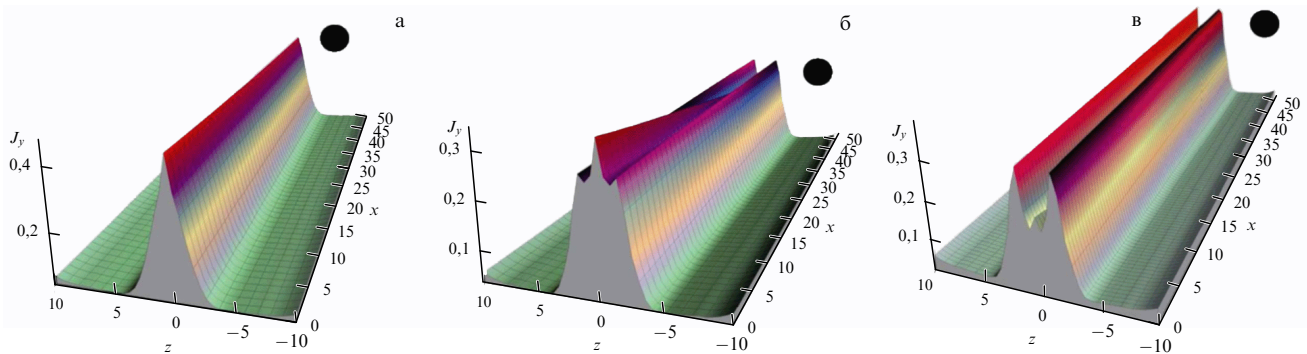


Рис. 29. Двумерная структура плотности тока в ТТС для разных концентраций квазизахваченной плазмы: (а) коэффициент $K_{\text{trap}} = 1$ в системе, где количество квазизахваченных частиц мало по сравнению с количеством пролётных; (б) $K_{\text{trap}} = 100$ — плотность квазизахваченных частиц сопоставима с плотностью пролётных протонов; (в) плотность квазизахваченных частиц в 1,4 раза больше плотности пролётных, $K_{\text{trap}} = 200$. Чёрным кружком показано положение Земли в выбранной системе координат.

вают практически одномерное распределение плотности тока в слое.

2. Благодаря сохранению продольного квазиadiaбатического инварианта медленных осцилляций I_x квазизахваченные ионы перераспределяются в ТС так, что их плотность возрастает в направлении увеличения B_z -компоненты, т.е. по направлению к Земле. Следовательно, в области их повышенной плотности может происходить перераспределение плотности тока основных носителей, вызывающее расширение ТС.

3. Движение электронов чувствительным образом зависит от неоднородности магнитного поля вдоль ТС: создаваемые ими токи возрастают в антисолнечном направлении в соответствии с уменьшением величины нормальной магнитной компоненты и радиуса кривизны магнитных силовых линий.

4. Неадиабатическое ускорение ионов в токовом слое и формирование структур

В разделах 2, 3 мы рассматривали главным образом решения систем уравнений для плазменных равновесий. Благодаря сохранению точных (энергия, полная ско-

рость, обобщённый импульс в y -направлении) и приближённых (I_z, I_x) инвариантов движения стало возможным преобразование функций распределения пролётных и захваченных протонов в функции, зависящие только от интегралов движения и их расширения на всю фазовую область интегрирования уравнений. Однако данный подход является приближённым. При распространении потоков заряженных частиц в обращённом магнитном поле могут происходить интереснейшие явления, связанные не с сохранением, а именно с нарушением квазиadiaбатических инвариантов. Одно из таких явлений — это неадиабатическое ускорение заряженных частиц в хвосте магнитосферы. Ниже мы рассмотрим механизмы его происхождения и приведём данные соответствующих космических наблюдений. Теоретическое рассмотрение проблемы, представленное в работах [18, 36, 37, 85, 111, 159–161], позволило выяснить основные механизмы формирования пучков ускоренных частиц, наблюдаемых в хвосте магнитосферы Земли, и объяснить основные закономерности этого явления.

Возможность сильного ускорения заряженных частиц в ТС рассматривалась ещё в ранних работах Сыроватского и его коллег [12–15, 18]. При наличии электриче-

ского поля частицы могут набирать значительную энергию в нейтральной плоскости ТС, где магнитное поле является достаточно слабым и нарушается сохранение первого адиабатического инварианта. В этом случае заряженная частица "размагничивается" и движется вдоль электрического поля, набирая энергию за счёт механизма, сходного с механизмом Ферми, при отражении от "магнитного зеркала", движущегося со скоростью конвекции $V_c = E/B_z$, где E — напряжённость электрического поля в ТС, ориентированного вдоль оси y (тангенциально плоскости слоя вдоль направления тока), B_z — малая составляющая магнитного поля вдоль нормали к слою z . Согласно работам [18, 160, 162]

$$\Delta W \approx \frac{m}{2} (2V_c)^2 = \frac{m}{2} \left(\frac{2E}{B_z} \right)^2. \quad (26)$$

Если для частицы в ТС $\kappa < 1$, где κ — параметр, характеризующий степень неадиабатичности частицы (см. формулу (16)), то её движение становится неадиабатическим и оно не может быть описано в рамках приближения "ведущего центра". В этом случае частица движется по сложной, так называемой серпантинной, траектории (см. раздел 2.1).

Как обсуждалось в разделе 2.1, кинетический анализ траекторий таких частиц позволил выделить две составляющие неадиабатического движения, характеризующиеся различными временными масштабами: 1) медленное квазиларморовское вращение частицы в слабом магнитном поле ТС B_z ; 2) быстрые осцилляции в плоскости, перпендикулярной плоскости ТС (в направлении нормали к плоскости ТС z) (см. рис. 5).

Движение неадиабатических частиц в ТС в общем случае является хаотичным: частицы плазмы в конце концов рассеиваются и набираемая ими энергия переходит в тепловую (см. формулу (20)). Отсюда возникает проблема объяснения механизма генерации сильно ускоренных и коллимированных ионных пучков, которые часто наблюдаются в спутниковых экспериментах вблизи ТС хвоста магнитосферы Земли [163–165].

Проблему генерации "регулярных" сильно ускоренных пучков заряженных частиц, несмотря на их хаотическую динамику в ТС, удалось решить благодаря введению квазиадиабатического инварианта для быстрой составляющей движения неадиабатической частицы и анализу его скачков при пересечении частицей нейтральной плоскости ТС ($z = 0$). Квазиадиабатический инвариант осциллирующих движений частицы вдоль нормали к плоскости ТС (z) описывается формулой, приведённой в разделе 2.1:

$$I_z = \frac{1}{2\pi} \oint p_z dz. \quad (27)$$

Величина I_z приблизительно сохраняется вдоль траектории частицы, однако испытывает в общем случае некомпенсированные скачки при первом и последнем пересечении нейтральной плоскости [18, 166]. В работе [36] общее выражение (27) для I_z адаптировано для магнитной конфигурации магнитосферного хвоста и вычислен суммарный скачок ΔI_z^Σ , который испытывает квазиадиабатический инвариант при пересечении магнитной сепаратрисы (т.е. при первом и последнем пересечении плоскости $z = 0$). Полный суммарный скачок

инварианта ΔI_z^Σ определяется суммой скачков I_z при входе в ТС и выходе из него:

$$\Delta I_z^\Sigma = \Delta I_z^{\text{in}} + \Delta I_z^{\text{out}},$$

где каждый из скачков определяется значением быстрой фазы движения θ , с которой происходит пересечение сепаратрисы. Если при входе в ТС фаза движения имеет произвольное значение θ_S , то при выходе из него значение фазы составит $\theta_S + \Delta\theta$, где $\Delta\theta$ — уже детерминированный локальными параметрами слоя набег фазы при движении частицы в режиме быстрых серпантинных осцилляций вокруг слоя. Складывая величины скачков, после простых тригонометрических преобразований получим, что величина ΔI_z^Σ очень чувствительна к приращению фазы быстрых осцилляций неадиабатической частицы $\Delta\theta$:

$$\Delta I_z^\Sigma = -\frac{3}{2} \kappa(x) \ln |\cos \Delta\theta + \theta_S \sin \Delta\theta|. \quad (28)$$

При определённых значениях $\Delta\theta$ в "океане хаоса", возникающем уже после нескольких пересечений частицами нейтральной плоскости ТС, в параметрическом пространстве существуют "острова регулярности", в которых движение неадиабатической частицы остаётся практически регулярным. Действительно, при условии

$$\Delta\theta = N\pi, \quad (29)$$

где N — любое целое число, ΔI_z обращается в нуль, т.е. скачки квазиадиабатического инварианта полностью компенсируются, вне зависимости от начальной фазы частицы θ_S при влёте в ТС. Таким образом, "хаотизирующая" зависимость скачков от θ_S в этих условиях исчезает.

Условие (29) было названо резонансным условием ускорения, а целое число N — номером резонанса. Области ТС, в которых выполняется условие (29), получили название областей резонансного ускорения или просто резонансов. Номер резонанса N имеет кроме математического смысла физический смысл: это отношение периода медленного квазиларморовского вращения частицы в плоскости ТС к периоду быстрых осцилляций в плоскости, перпендикулярной ТС.

Таким образом, если локальные параметры ТС в области взаимодействия таковы, что выполняется резонансное условие (29), то стохастические скачки квазиадиабатического инварианта на входе в ТС и выходе из него частицы взаимно компенсируются и движение неадиабатической частицы становится регулярным. Тогда практически вся приобретённая частицей энергия (26) переходит в кинетическую энергию её направленного движения вдоль силовых линий магнитного поля. Такие частицы вылетают из ТС и движутся вдоль магнитной сепаратрисы (разделяющей открытые и закрытые силовые линии) с малыми питч-углами, формируя узконаправленные, движущиеся вдоль магнитного поля пучки (бимлеты). В зависимости от того, чётным или нечётным является номер резонанса N , частицы могут вылетать в верхнюю (северную) или нижнюю (южную) полуплоскости (рис. 30).

В хвосте магнитосферы Земли магнитная сепаратриса разделяет разомкнутые, уходящие в солнечный ветер, силовые линии магнитного поля высокоширотных об-

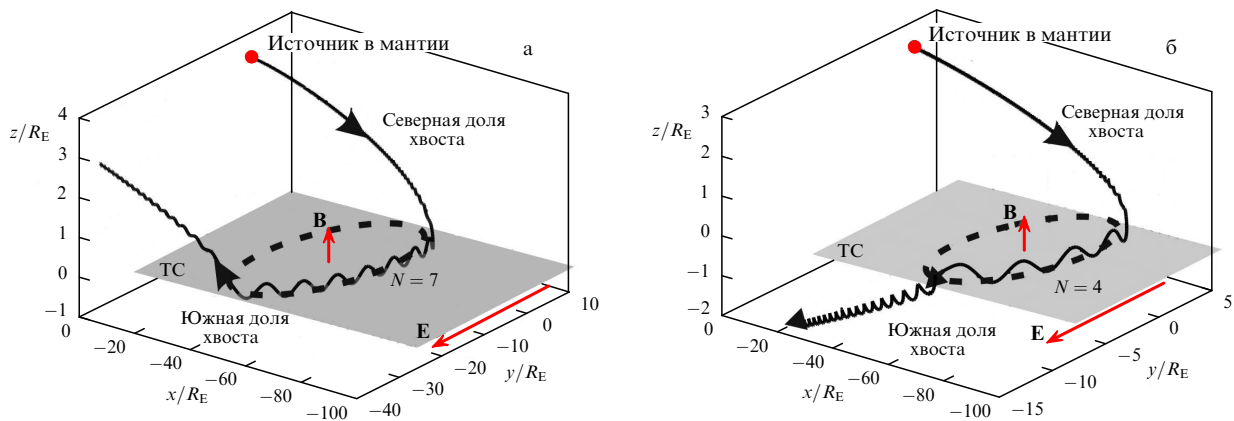


Рис. 30. Пример двух траекторий неадиабатических ионов при их резонансном взаимодействии с ТС хвоста магнитосферы Земли. Ионы попадают в ТС из источника, расположенного в магнитосферной мантии. (а) Ускорение ионов в резонансном источнике с нечётным номером, $N = 7$. (б) Ускорение ионов в резонансе с чётным номером, $N = 4$ [167].

ластей хвоста и уже замкнутые (пересоединённые) силовые линии, населённые горячей и практически изотропной по питч-углам плазмой плазменного слоя (ПС). В присепаратрисном слое с конечной толщиной (рис. 31а) часто наблюдаются бимлеты, ускоренные до энергий, в несколько сотен или тысяч раз превышающих начальные энергии заряженных частиц, поступающих в ТС. Эта область получила название пограничного плазменного слоя (ППС) [168].

На рисунке 31б приведён пример наблюдения бимлетов спутником Geotail на расстоянии около 280000 км от Земли. Спутник двигался из южной части ПС в сторону высокоширотной доли хвоста и в течение почти 21 мин (примерно с 13:34:30 до 13:55:20 UT) находился в ППС, наблюдая бимлет, движущийся к Земле вдоль силовых линий магнитного поля со средней скоростью $V_{\parallel} \approx 1000 \text{ км с}^{-1}$. Бимлет был коллимирован как по энергии, так и по питч-углам (см. функции распределения ионов по скоростям на рис. 31б).

В отличие от ионов, электроны, наблюдаемые в ППС, имели изотропную функцию распределения, аналогичную их функции распределения в ПС. Изотропные функции распределения электронов, наблюдаемые в ППС одновременно с ускоренными коллимированными ионными пучками, свидетельствуют о том, что источники резонансного ускорения ионов находятся в ТС в области уже замкнутых силовых линий магнитного поля, имеющего малую, но ненулевую величину B_z [161, 169]. Иными словами, резонансное ускорение ионов в ТС не связано с процессом магнитного пересоединения, и оно может происходить достаточно далеко от X-линии. Необходимым для ускорения бимлетов является только выполнение условия неадиабатичности ($\kappa < 1$) и резонансного условия (29).

ППС имеет огромное значение для магнитосферной физики, так как наблюдаемые в нём функции распределения заряженных частиц по скоростям отражают процессы трансформации энергии, происходящие в удалённых областях ТС. Кроме того, область ППС является "транспортным каналом", по которому энергия и импульс плазмы переносятся из дальних областей ТС к Земле. В частности, ускоренные пучки заряженных частиц высыпаются в высокоширотной авроральной обла-

сти [170–172] и могут вносить вклад в интенсификацию авроральных свечений.

Несмотря на столь "тонкие" кинетические эффекты взаимодействия частиц с ТС, приводящие к появлению резонансных областей ускорения, это явление носит достаточно устойчивый характер. Многочисленные спутниковые наблюдения показали, что длительность существования бимлетов в ППС хвоста может составлять несколько десятков минут, т.е. их ускорение носит квазистационарный характер [163, 169, 173]. В работе [174] показано, что источники резонансного ускорения ионов в ТС действительно достаточно устойчивы к возмущениям магнитного поля: резонансные условия сохраняются даже при высоком уровне магнитных флуктуаций, $\Delta B/B \sim 1,0$.

В работе [161] на основе крупномасштабной кинетической модели было выполнено моделирование неадиабатического взаимодействия ионов с ТС в широкой окрестности дальней X-линии. Было установлено, что резонансные условия взаимодействия (29) выполняются только в локализованных областях ТС, находящихся на различных расстояниях от Земли (x). Энергии бимлетов ΔW , генерированных в различных резонансных источниках, находящихся на различных радиальных расстояниях от Земли, будут различаться, согласно (26), из-за наличия радиальной зависимости компоненты магнитного поля в ТС $B_z(x)$. Двигаясь к Земле, бимлеты, ускоренные в различных резонансных источниках, будут смещаться к нейтральной плоскости ТС (вдоль направления z) из-за наличия дрейфа в скрещённых электрическом (E_y) и магнитном (B_x) полях. В результате возможно пересечение бимлетов, имеющих различные энергии, в некоторой точке (x, z) в ППС (рис. 32). Подобное явление действительно неоднократно наблюдалось в ППС хвоста [175].

Один из таких примеров приведён на рис. 32а. На энерго-временной спектрограмме протонов, измеренной прибором CIS/CODIF (Cluster Ion Spectrometry/Composition and Distribution Function analyser) [176] спутника Cluster-4, чётко видны два движущихся к Земле вдоль силовых линий магнитного поля бимлета с энергиями примерно 5 и 30 кэВ, наблюдаемые в ППС в течение около 2,5 мин. Этим бимлетам соответствуют два изо-

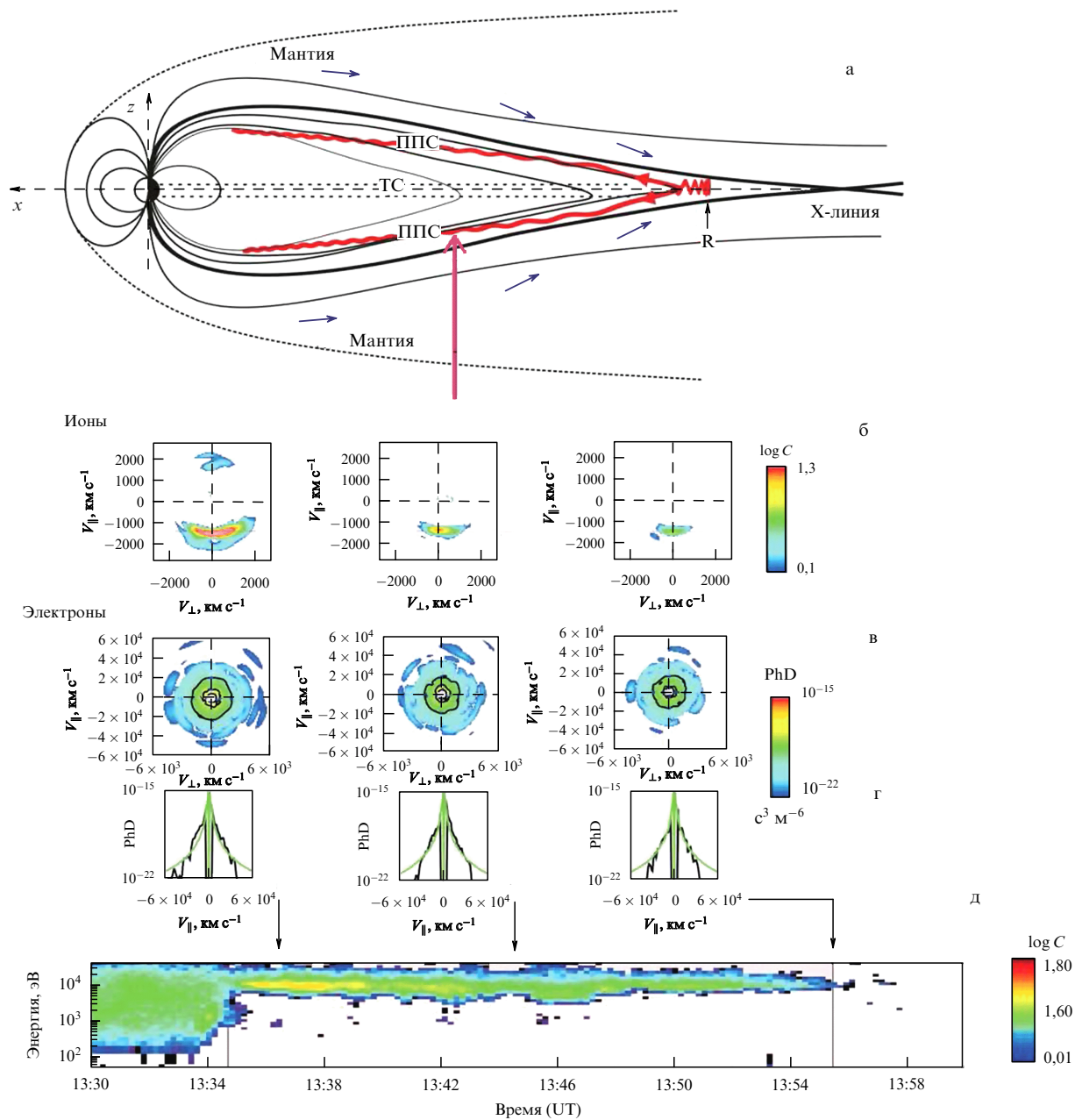


Рис. 31. (В цвете онлайн.) (а) Схематическое изображение сценария ускорения ионов в резонансном источнике R, расположенном в ТС хвоста вдали от магнитной X-линии. Холодные ионы, поступающие из мантии (показаны синими стрелками) в ТС, испытывают в источнике R сильное ускорение и инжектируются в ППС, формируя коллимированный по энергиям и питч-углам бимлет (показан красной кривой), движущийся к Земле вдоль силовых линий магнитного поля. Магнитная сепаратриса изображена жирной чёрной кривой. (в–д) Пример наблюдения бимлета спутником Geotail (12.12.1994): (б) двумерные функции распределения ионов по скоростям (C — число отсчётов за время измерения одного спектра, горизонтальная пунктирная линия показывает, что параллельная скорость бимлетов не меняется в течение времени измерения); (в) двумерные функции распределения электронов по скоростям в плоскости (V_{\perp} , V_{\parallel}) и (г) их одномерные срезы вдоль магнитного поля (PhD (phase distribution) — фазовая плотность); (д) энерго-временная спектрограмма ионов [169], на которой период наблюдения бимлета отмечен вертикальными штриховыми линиями.

лированных максимума в пространстве скоростей (см. одномерные срезы функций распределения протонов вдоль направления магнитного поля). Такая "мультиплетная" структура ППС, состоящая из двух, а возможно из нескольких, бимлетов, имеющих существенно разные энергии, может быть сформирована только благодаря одновременному функционированию в ТС нескольких изолированных резонансных источников ускорения.

Таким образом, область ТС, в которой компонента магнитного поля, перпендикулярная слою (B_z), мала

для того, чтобы выполнялось условие неадиабатичности $\kappa < 1$, является неоднородной с точки зрения кинетических особенностей траекторий неадиабатических ионов и состоит из локализованных в пространстве областей сильного рассеяния и нагрева ионов и областей резонансного ускорения ионов, из которых в ППС, практически без рассеяния, инжектируются коллимированные пучки — бимлеты. Если область неадиабатической динамики ионов в ТС достаточно велика, то в ней могут одновременно функционировать несколько локализо-

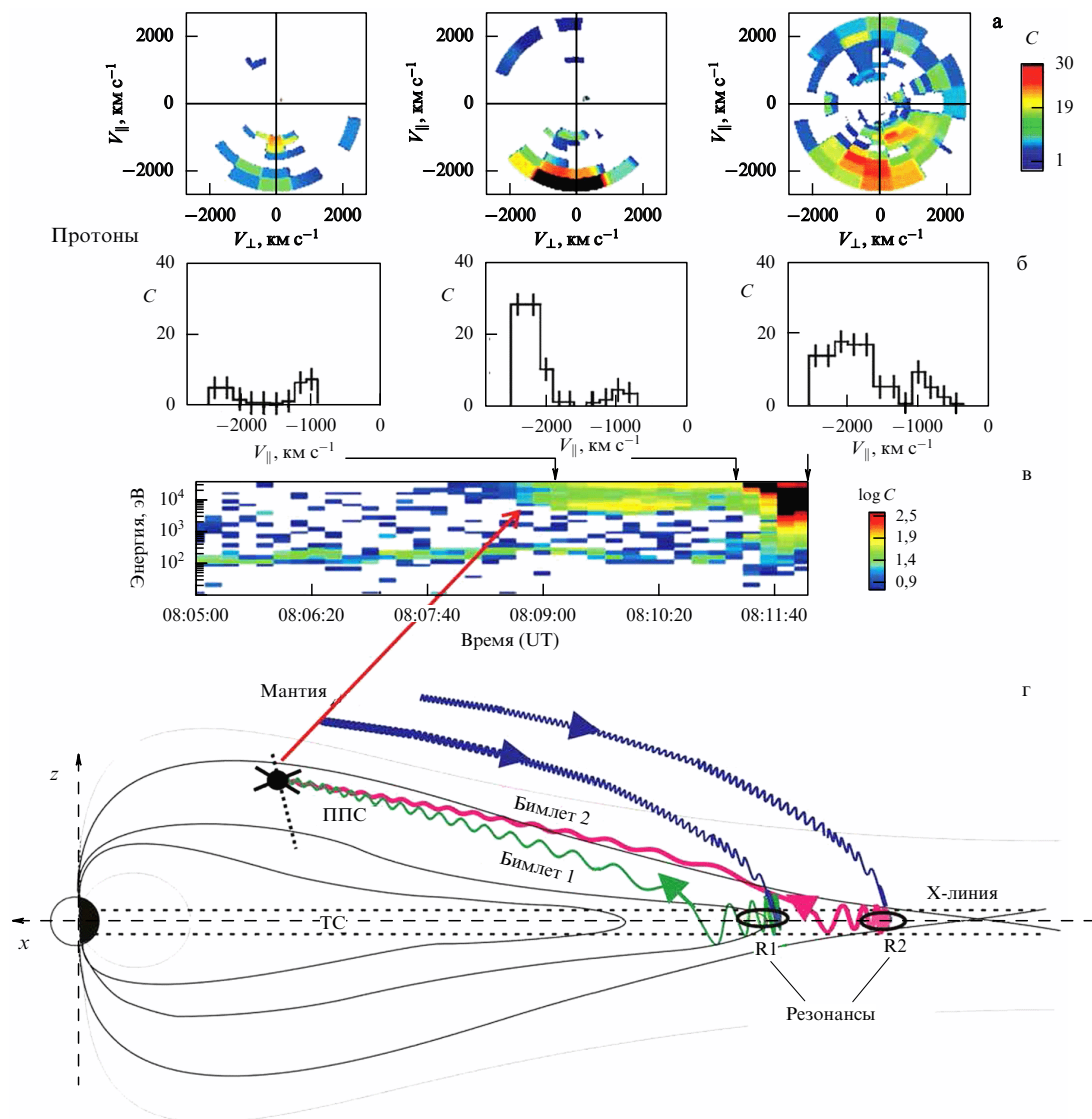


Рис. 32. (В цвете онлайн.) Пример наблюдения пересечения двух бимлетов в ППС хвоста спутниками Cluster (01.09.2003). (а) 2D-функции распределения протонов по скоростям в плоскости $(V_{\perp}, V_{\parallel})$, (б) их 1D-срезы вдоль магнитного поля, измеренные прибором CIS/CODIF [176] спутника Cluster-4 в моменты времени, показанные красными стрелками (C — число отсчётов за время измерения одного энергетического спектра); (в) энерго-временная спектрограмма протонов [175]; (г) схематическое изображение пересечения двух бимлетов в ППС хвоста, ускоренных в двух изолированных резонансных источниках, R1 и R2, расположенных в области замкнутых силовых линий магнитного поля ТС дальней области хвоста.

ванных и изолированных друг от друга резонансных областей ускорения.

Для существования по крайней мере двух изолированных друг от друга источников резонансного ускорения ионов необходимо, чтобы характерный пространственный масштаб L градиента магнитного поля $\Delta B_z(x)$ в ТС, где находятся эти источники, превышал максимальный ларморовский радиус ионов ρ_M , ускоренных в источнике с нормальной компонентой магнитного поля B_z :

$$B_z \left(\frac{\Delta B_z}{L} \right)^{-1} > \rho_M. \quad (30)$$

В хвосте магнитосферы Земли условия неадиабатичности ионов и условия (30) обычно одновременно выполняются при наличии "длинного хвоста", когда магнитная X-линия формируется в его дальней области (на радиальных расстояниях от Земли более 600000 км) [169,

177] (рис. 33а). Такая магнитосферная конфигурация обычно имеет место во время спокойных или слабозмущённых геомагнитных периодов.

С уменьшением L соседние резонансные источники ускорения бимлетов начинают приближаться друг к другу, и при нарушении условия (30) происходит слияние соседних резонансных источников ускорения (рис. 33б). При дальнейшем уменьшении L все резонансы сливаются и образуют один общий источник ускорения ионов, в котором из-за сильного градиента $B_z(x)$ формируется широкий по параллельным скоростям ускоренный пучок. Наличие сильного градиента $B_z(x)$ характерно для ТС в окрестности ближней магнитной X-линии (рис. 33в), которая, как правило, формируется во время возмущённых геомагнитных условий [178, 179].

Таким образом, изменение крупномасштабной конфигурации геомагнитного хвоста (переход от конфигурации с дальней X-линией к магнитной топологии с

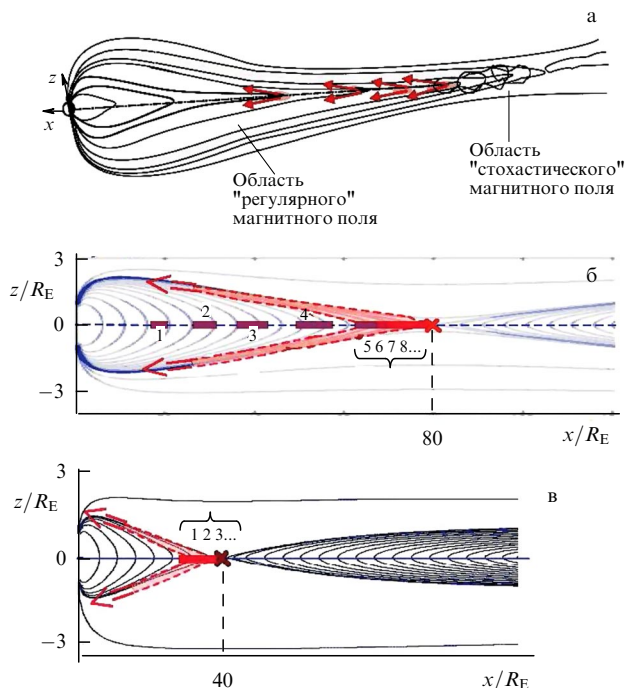


Рис. 33. (В цвете онлайн.) Схематическое изображение механизма слияния резонансных источников ускорения в ТС магнитосферного хвоста. (а) Магнитная конфигурация хвоста с областью пересоединения (возможно, стохастической), расположенной в дальнем ТС. В обширной области L со слабым градиентом магнитного поля, $B_z(\Delta B_z/L)^{-1} \gg \rho_M$, расположенной с земной стороны от области пересоединения, одновременно функционирует несколько изолированных резонансных источников ускорения. (б) Приближение магнитной X-линии к Земле и усиление градиента магнитного поля $B_z(\Delta B_z/L)^{-1} \sim \rho_M$ способствует слиянию соседних резонансных источников ускорения (показаны красными прямоугольниками). (в) Магнитная конфигурация хвоста с ближней X-линией: сильный градиент магнитного поля $B_z(\Delta B_z/L)^{-1} < \rho_M$. Все источники резонансного ускорения бимлетов слились в один общий источник вблизи X-линии, в котором происходит ускорение мощного ионного пучка с широкой по параллельным скоростям функции распределения.

ближней X-линией) отражается на кинетических особенностях динамики ионов и их ускорении в ТС: резонансный режим ускорения во множественных локализованных источниках ТС трансформируется в хорошо известный режим ускорения мощного и широкого по параллельным скоростям ионного пучка вблизи области магнитного пересоединения.

5. Заключение

В настоящем обзоре отражены основные достижения последних лет в теории и экспериментальных наблюдениях сравнительно тонких токовых слоёв в магнитосферной плазме [19, 20–22, 43, 65, 69, 104, 112]. В действительности ТТС представляют собой универсальные структуры разных локализаций, имеющие общие свойства, такие как многомасштабность, многокомпонентность и метастабильность, независимо от их локализации: в короне Солнца, в хвостах магнитосфер планет Солнечной системы или в астрофизической плазме [6–10, 19, 32–35]. ТТС с неизбежностью возникают на границах плазм и магнитных полей с разными свойствами, обуславливая динамическое многообразие и изменчивость магнитоплазменных структур в космосе вследствие развития в них неустойчивостей и магнит-

ного пересоединения, сопровождающихся в свою очередь плазменной турбулентностью, переносом и нагревом частиц плазмы.

Необходимо отметить, что работы по исследованиям ТТС в космической плазме во многом берут своё начало из первых работ Сергея Ивановича Сыроватского по МГД-моделированию пересоединяющегося токового слоя в солнечной короне [12–16]. Эти работы оказали решающее влияние на выяснение природы вспышечной активности Солнца и позволили объяснить наблюдаемые закономерности. Виталий Лазаревич Гинзбург, хотя он непосредственно и не занимался проблемой солнечных вспышек, понимал её важность и активно способствовал продвижению научных исследований по магнитному пересоединению [11] в ТС в теоретическом отделе ФИАН, который он возглавлял в течение почти двух десятилетий.

За прошедшие десятилетия знания о природе пограничных токовых структур значительно углубились. Многоспутниковые миссии, такие как Cluster, позволили исследовать тонкую структуру ТТС в хвосте магнитосферы Земли [20–22]. Параллельно с экспериментальными наблюдениями в 2000-е годы развивалась теория ТТС [19, 80–84, 88–98]. Была создана новая гибридная модель тонких токовых равновесий, позволившая детально исследовать тонкую структуру ТТС, динамику частиц в них и оценить параметрические области неустойчивостей. Так, был разрешён парадокс абсолютной устойчивости ТС, который противоречил имевшимся представлениям о развитии разрывной неустойчивости как триггера глобальных возмущений магнитосферы Земли — магнитных суббурь. С помощью гибридной модели было найдено объяснение свойства метастабильности ТТС, когда процессы неустойчивости и пересоединения возникают спонтанно на фоне относительно стабильного квазиравновесного состояния [30]. Развитие теории ТТС позволило вывести основные закономерности внутренней структуры ТТС из законов динамики частиц в этих структурах и кинетических свойств плазмы. В настоящем обзоре мы старались отразить этот аспект исследований структуры ТТС, в частности показать, что механизмы формирования в космической плазме таких интереснейших явлений, как ускоренные бимлеты, сложные немонотонные профили плотности тока и магнитного поля ТТС и самоорганизация в них магнитной шировой компоненты, являются следствием кинетических особенностей ТС, связанных со сложной нелинейной динамикой заряженных частиц.

Авторы благодарят О.В. Мингалёва и И.В. Мингалёва за плодотворные обсуждения и предоставленные рисунки. Работа Х.В.М. поддержана грантами РФФИ 14-02-01269 и 14-02-00769, а также программой П-9 РАН, работа Е.Е.Г. — Программой президиума РАН (I.П7), работа В.Ю.П. — грантами РФФИ 16-02-00479 и 14-05-91000 АНФ-а, работа Л.М.З. — грантом РФФИ 16-52-16009 НЦНИЛ_a.

Приложение. Особенности построения модели одномерного тонкого токового слоя и систем уравнений токового равновесия

Рассмотрим уравнения простейшей одномерной модели ТТС, в которой рассматриваются три компоненты магнитного поля $\mathbf{V} = \{B_x(z), B_y, B_z\}$, зависящие от од-

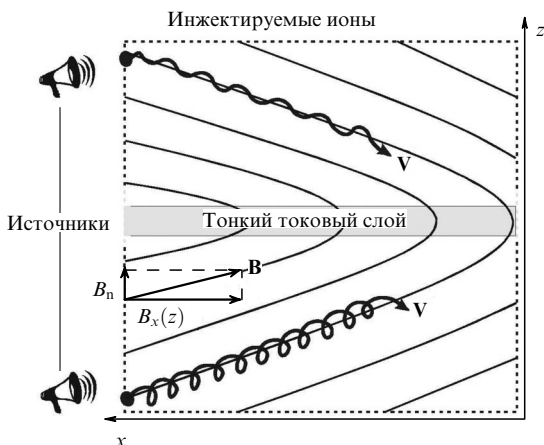


Рис. 34. Схема модели тонкого токового слоя. Из плазменных источников, расположенных на бесконечности, взаимопроницающие потоки плазмы поступают к нейтральной плоскости ТС. Показаны магнитные силовые линии и разложение вектора магнитного поля на тангенциальную и нормальную составляющие, а также траектории двух протонов, движущихся из северного и южного источников.

ной поперечной z -координаты. Тангенциальная компонента магнитного поля $B_x(z)$ меняет знак в экваториальной плоскости $z = 0$. Размеры неоднородностей шировой B_y -компоненты и нормальной B_z -компоненты магнитного поля часто могут иметь глобальный пространственный размер в магнитосферном хвосте. Плазменное равновесие в ТТС может поддерживаться за счёт баланса между натяжением силовых линий магнитного поля и конечной инерцией ионов [88–90]. При построении модели делаются следующие общие предположения, основанные на данных наблюдений в хвосте магнитосферы.

1. Токовый слой поддерживается взаимопроницающими потоками плазмы, поступающими в него из северного и южного источников плазмы (магнитосферной мантии). Схематически ТС и направления потоков инжектируемых в него частиц плазмы изображены на рис. 34.

2. Величина тангенциального магнитного поля B_x на краях ТС достаточно медленно изменяется вдоль хвоста магнитосферы, поэтому в модели её можно считать постоянной на границах слоя, $B_x(L) = \text{const}$. Нормальная компонента магнитного поля в хвосте полагается постоянной в пространстве и малой по сравнению с тангенциальной компонентой: $B_z/B_x(L) \approx 0,1$. В конфигурации с внешним шировым магнитным полем его величина B_y^E считается меньшей, чем $B_x(L)$ на краях слоя, в результате чего магнитное поле в нейтральной плоскости является недостаточно сильным для того, чтобы полностью замagnetить ионы.

3. ТТС рассматривается в системе координат де Хоффмана–Теллера [89], движущейся равномерно по направлению к Земле со скоростью $V_d = cE_y/B_z$, в которой электрическое поле в хвосте магнитосферы E_y (в направлении утро–вечер) равно нулю.

4. Протонная популяция состоит из двух основных типов частиц: спейсеровских частиц, т.е. протонов на открытых траекториях, и квазизахваченных ионов, движущихся вдоль квазизамкнутых траекторий (полностью захваченные частицы не учитываются); при движении частиц обоих сортов приближённо сохраняются квази-

адиабатические интегралы движения $I_z = (2\pi)^{-1} \oint p_z dz$ [36, 167, 181]. Квазизахваченные ионы не могут переносить полный ток через слой, но могут его локально перераспределять так, что ТС будет утолщаться, а профиль плотности плазмы станет двугорбым с локальным минимумом плотности тока в нейтральной плоскости. Спейсеровские ионы рассматриваются как основные носители протонного тока.

5. ТТС является "толстым" по сравнению с гирорадиусами электронов, таким образом, для описания их динамики можно применить приближение ведущего центра. Предполагается, что электроны достаточно быстро распределяются вдоль магнитных силовых линий, чтобы обеспечивать квазинейтральность, поэтому их распределение можно считать бoльцмановским [90]. Дрейфовое движение электронов происходит максимально быстро в нейтральной плоскости вследствие дрейфа кривизны (в области с минимальной кривизной магнитных силовых линий).

6. В системе выполняется условие квазинейтральности $n_i \approx n_e$, что позволяет учесть электростатические эффекты. Крупномасштабное электрическое поле E_y исключается из рассмотрения переходом к системе отсчёта де Хоффмана–Теллера, движущейся к Земле со скоростью $v_{\text{днт}} = cE_y/B_z$. Учитывается компонента амбиполярного электростатического поля $E_z(z)$, возникающая из-за различия динамики электронов и ионов [90].

Важнейшим вопросом при решении системы уравнений Власова–Максвелла является форма функции распределения пролётных частиц плазмы. Обозначим функции распределения частиц, приходящих из северного и южного полушарий, через f_1 и f_2 , а коэффициенты отражения частиц — как r_1 и r_2 соответственно. Тогда распределение спейсеровских ионов в каждом полушарии примет вид

$$f_{z>0} = \begin{cases} f_1, & v_{\parallel} < 0, \\ r_1 f_1 + (1 - r_2) f_2, & v_{\parallel} > 0, \end{cases} \quad (31)$$

$$f_{z<0} = \begin{cases} r_2 f_2 + (1 - r_1) f_1, & v_{\parallel} < 0, \\ f_2, & v_{\parallel} > 0. \end{cases} \quad (32)$$

Функции распределения ионов на краях ТС выбраны в виде смещённых максвелловских распределений:

$$f_{1,2}(\mathbf{v}) = \frac{n_{01,2}}{(\sqrt{\pi} v_{T1,2})^3 (1 + \text{erf } \varepsilon_{1,2}^{-1})} \times \exp \left[-\frac{(v_{\parallel} \pm v_{D1,2})^2 + v_{\perp}^2}{v_{T1,2}^2} \right] dv. \quad (33)$$

Здесь мы используем следующие обозначения: $\varepsilon_{1,2} = v_{D1,2}/v_{T1,2}$, где $v_{T1,2}$ и $v_{D1,2}$ — тепловая и потоковая скорости плазмы в северном и южном полушариях соответственно; знаки плюс и минус соответствуют потокам в отрицательном ($v_{\parallel} < 0$) и положительном ($v_{\parallel} > 0$) направлениях вдоль x -координаты. Для простоты можно предположить, что источники плазмы идентичны, т.е. $n_{01} = n_{02} \equiv n_0$, $v_{D1} = v_{D2} \equiv v_D$, $v_{T1} = v_{T2} \equiv v_T$, $\varepsilon_{1,2} \equiv \varepsilon$, а коэффициенты r_1 и r_2 различны. Коэффициенты преломления равны $1 - r_1$ и $1 - r_2$ соответственно. Коэффициенты r_1 и r_2 являются внешними в модели, их значения могут быть взяты из результатов трассирования пучка протонов в модели обращённого поля и определения среднего по популяции коэффициента отражения от ТС [96]. Построение системы

уравнений для тонкого токового равновесия подробно описано в работе [90]. Здесь мы приводим основную гибридную (электроны и ионы рассматриваются в рамках соответственно полужидкостного и кинетического подходов) систему стационарных уравнений Власова–Максвелла в виде

$$\begin{aligned} \frac{df_{1,2}(\mathbf{v}, z)}{dz} &= 0, \\ \frac{dB_x}{dz} &= \frac{4\pi}{c} \left[\int v_y (f_{z>0}(\mathbf{v}, z) + f_{z<0}(\mathbf{v}, z) + f_{\text{trap}}(\mathbf{v}, z)) d^3v + j_e(z) \right], \\ B_x(z) \Big|_{z=L} &= B_0, \quad \varphi(z) \Big|_{z=L} = 0, \end{aligned} \quad (34)$$

где B_0 — величина магнитного поля вне ТС, φ — электростатический потенциал, j_e — электронная плотность тока. Функцию распределения квазизахваченной плазмы $f_{\text{trap}}(\mathbf{v}, z)$ можно выбрать не зависящей от положения источника в виде теплового максвелловского распределения,

$$f_{\text{trap}} = \frac{n_0}{(\pi^{1/2} v_T)^3 [1 + \text{erf}(v_D/v_T)]} \exp\left(-\frac{v_D^2 + v_0^2}{v_T^2}\right). \quad (35)$$

Эта функция должна сшиваться с функциями распределения спейсеровских ионов (33) при значении квазиadiaбатического инварианта $I_z = mv_0^2/\omega_0$, которое разделяет пролётные ($I_z \leq mv_0^2/\omega_0$) и квазизахваченные ($I_z > mv_0^2/\omega_0$) частицы в фазовом пространстве инвариантов I_z [97, 167]. Исследование влияния квазизахваченной плазмы с помощью введения весового коэффициента перед функцией f_{trap} в уравнении (34) проведено в работах [92, 93]. Третье и четвёртое уравнения в (34) представляют собой граничные условия для магнитного и электростатического потенциалов.

С учётом интегралов движения квазиadiaбатический инвариант I_z имеет вид

$$I_z = \frac{m}{2\pi} \oint v_z dz = \frac{m}{2\pi} \oint \sqrt{v^2 - \frac{2e}{m} \varphi - v_x^2 - v_y^2} dz.$$

Вне ТТС его можно представить как

$$\begin{aligned} I_z &= \frac{2m}{\pi} \int_{z_0}^{z_1} \left[v^2 + \frac{2e}{m} (\varphi(z) - \varphi(z')) - \left(v_x - \frac{e}{mc} B_y(z - z') \right)^2 - \right. \\ &\quad \left. - \left(v_y + \frac{e}{mc} \int_{z'}^z B_x(z'') dz'' \right)^2 \right]^{1/2} dz. \end{aligned} \quad (36)$$

Пределы интегрирования по z в (36) определяются как решения уравнения, полученного приравнением нулю подынтегрального выражения

$$\begin{aligned} -\frac{e}{mc} \int_z^{z_{0,1}} B_x(z'') dz'' &= v_y \pm \left\{ v^2 + \frac{2e}{m} (\varphi(z) - \varphi(z_{0,1})) - \right. \\ &\quad \left. - \left[v_x + \frac{e}{mc} B_y(z - z_{0,1}) \right]^2 \right\}^{1/2}. \end{aligned} \quad (37)$$

При этом должно выполняться дополнительное условие: если получено решение $z_0 < 0$, то его следует положить равным нулю ($z_0 = 0$) в уравнении (34).

Используя соотношение, которое связывает магнитный момент частицы $\mu \equiv mv_{\perp}^2/(2B_0)$ и адиабатический инвариант I_z вне ТТС $\mu = (e/2mc)I_z$, функцию распре-

деления источников можно представить в терминах инвариантов движения $\{v_0, I_z\}$ ($v_0 = \sqrt{2W_0/m}$, где W_0 — полная энергия частиц) и экстраполировать эту функцию на всё пространство с помощью теоремы Лиувилля [89]:

$$\begin{aligned} f_{1,2}(\mathbf{v}) &= \frac{n_0}{(\pi v_T)^3 (1 + \text{erf } \varepsilon^{-1})} \times \\ &\times \exp \left\{ -\frac{1}{v_T^2} \left[\left(\sqrt{v_0^2 - \frac{\omega_0}{m} I_z - \frac{2e}{m} \varphi \pm v_D} \right)^2 + \frac{\omega_0}{m} I_z \right] \right\}. \end{aligned} \quad (38)$$

Аналогичный подход используется для преобразования функции распределения квазизахваченной плазмы (35). Второе уравнение в (34) может быть приведено к следующему виду:

$$\begin{aligned} \frac{dB_x}{dz} &= \frac{4\pi}{c} \left\{ \int v_y [f_{z>0}(W_0(\mathbf{v}), I_z(\mathbf{v}, z)) + \right. \\ &\quad \left. + f_{z<0}(W_0(\mathbf{v}), I_z(\mathbf{v}, z)) + f_{\text{trap}}] d^3v + j_e(z) \right\}. \end{aligned} \quad (39)$$

Электроны в ТТС, в отличие от протонов, являются полностью замагниченными, поэтому они могут вносить вклад в ток поперёк хвоста в виде своего дрейфа.

Ниже сформулируем основной вывод соответствующих уравнений полужидкостного приближения. В общем виде уравнение движения электронов в жидкостном приближении с учётом зеркальной силы имеет вид

$$m_e \frac{d\mathbf{u}_e}{dt} = -e \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{u}_e \times \mathbf{B}] \right) - \frac{\text{div } \hat{\mathbf{P}}_e}{n_e} - \mu \nabla B, \quad (40)$$

где m_e и e — масса и заряд электрона, \mathbf{u}_e и n_e — электронные гидродинамическая скорость и концентрация, $B = |\mathbf{B}|$, μ — средний магнитный момент электронов, $\hat{\mathbf{P}}_e$ — электронный тензор давлений. Будем считать электроны жидкостью с гиротропным тензором давлений

$$\hat{\mathbf{P}}_e = p_{e\perp} \hat{\mathbf{I}} + (p_{e\parallel} - p_{e\perp}) \mathbf{b} \otimes \mathbf{b}, \quad (41)$$

где $\hat{\mathbf{I}}$ — единичный тензор, $\mathbf{b} \otimes \mathbf{b}$ — диадный тензор, образованный единичным вектором вдоль магнитного поля $\mathbf{b} = \mathbf{B}/B$ [102]. Тогда

$$\begin{aligned} \text{div } \hat{\mathbf{P}}_e &= \nabla_{\perp} p_{e\perp} + (p_{e\parallel} - p_{e\perp}) (\mathbf{b}, \nabla) \mathbf{b} + \\ &\quad + (p_{e\parallel} - p_{e\perp}) \mathbf{b} \text{ div } \mathbf{b} + (\mathbf{b}, \nabla p_{e\parallel}) \mathbf{b} \end{aligned} \quad (42)$$

и из уравнения движения с учётом равенства $\text{div } \mathbf{b} = -(\mathbf{b}, \nabla B)/B$ получим следующее уравнение вдоль магнитных силовых линий:

$$m_e \frac{d\mathbf{u}_{e\parallel}}{dt} = -e \mathbf{E}_{\parallel} - \frac{\nabla_{\parallel} p_{e\parallel}}{n_e} + \frac{1}{n_e} (p_{e\parallel} - p_{e\perp}) \nabla_{\parallel} (\ln B) - \mu \nabla_{\parallel} B, \quad (43)$$

где $\mathbf{E}_{\parallel} = -\nabla_{\parallel} \Phi(z)$, $\Phi(z)$ — электростатический потенциал. Плотность ортогональной магнитному полю компоненты тока замагниченных электронов, согласно дрейфовой теории для рассматриваемого случая, в нулевом приближении определяется как

$$\begin{aligned} \mathbf{j}_{e\perp} &= -en_e c \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{b}}{B} + \frac{c}{B} [\mathbf{b} \times \nabla_{\perp} p_{e\perp}] + \\ &\quad + \frac{c}{B} (p_{e\parallel} - p_{e\perp}) [\mathbf{b} \times (\mathbf{b}, \nabla) \mathbf{b}]. \end{aligned} \quad (44)$$

Считая процесс установления равновесия изотермическим, используем уравнения состояния

$$p_{e\parallel} = n_e T_{e\parallel}, \quad p_{e\perp} = n_e T_{e\perp}. \quad (45)$$

Уравнения (42), (43), пренебрегая инерцией электронов, можно записать в виде

$$T_{e\parallel} \nabla_{\parallel} (\ln n_e) = e \nabla_{\parallel} \Phi + (T_{e\parallel} - T_{e\perp}) \nabla_{\parallel} (\ln B) - \mu \nabla_{\parallel} B. \quad (46)$$

Интегрирование уравнения (46) от z до $+\infty$ с учётом условия квазинейтральности

$$n_e(z) = n_i(z), \quad (47)$$

условий на бесконечности в (8) и предположения $\mu = \text{const}$ даёт равенство

$$T_{e\parallel} \ln \frac{n_0}{n_e(z)} = e(\Phi_0 - \Phi(z)) + (T_{e\parallel} - T_{e\perp}) \ln \frac{B}{B(z)} - \mu(B_0 - B(z)), \quad (48)$$

которое можно представить в виде, аналогичном бoльцмановскому распределению для изотермических электронов:

$$\frac{n_e(z)}{n_0} = \left(\frac{B(z)}{B_0} \right)^{1 - T_{e\perp}/T_{e\parallel}} \exp \left[\frac{e(\Phi(z) - \Phi_0) - \mu(B(z) - B_0)}{T_{e\parallel}} \right]. \quad (49)$$

Таким образом, в модели электроны в параллельном магнитному полю направлении рассматриваются как жидкость, а в перпендикулярном — в приближении ведущего центра. Такой подход мы называем "полужидкостным". При сделанных упрощениях электроны удовлетворяют бoльцмановскому приближению. Для учёта электронов необходимо введение трёх дополнительных входных параметров: $T_{e\perp}$, $T_{e\parallel}$ и μ .

Заметим, что в правой части уравнения (39) функции распределения зависят только от интегралов движения частиц, а электронный ток получен в бoльцмановском приближении [90] (34)–(49) с учётом анизотропии электронного давления. Принимая во внимание, что $\mathbf{V} = -\text{rot} \mathbf{A}$, где \mathbf{A} — вектор-потенциал, уравнение (39) можно переписать в виде уравнения Грэда–Шафранова $-\text{rot} \mathbf{A} = (4\pi/c) \mathbf{j}(\mathbf{A})$, особенностью которого является наличие нелокальных (интегральных) зависимостей, связанных с квазиadiaбатическими инвариантами движения.

После введения безразмерных переменных $(x, y, z) = (x^*, y^*, z^*) \omega_0 / \varepsilon^{4/3} v_D$, где x^* , y^* и z^* — размерные координаты (в обзоре безразмерная координата z иногда обозначается как ζ), $J_y = en_0 v_D \varepsilon^{2/3} j_y$, $b_{x,y,z} = B_{x,y,z} / B_0$ и $n = \tilde{n} / n_0$ (здесь $\omega_0 = eB_0 / (mc)$ — гирочастота протона, $B_0 = (B_{x0}^2 + B_{y0}^2 + B_{z0}^2)^{1/2}$ — полное магнитное поле на границе ТТС, J_y — плотность тока через слой, $\varepsilon = v_T / v_D$, v_T и v_D — тепловая и дрейфовая скорости плазмы на краях ТТС) система уравнений (34)–(49) оказывается зависящей от нескольких свободных параметров [90], в частности от потоковой анизотропии ε и нормальной компоненты магнитного поля b_z . Часть параметров при этом может быть определена из граничных условий, которые для ТТС удобно задавать вдали от нейтральной плоскости. Так, было показано, что выполнение граничных условий в системе уравнений (34) для ТТС влечёт за собой выполнение условия маргинальной

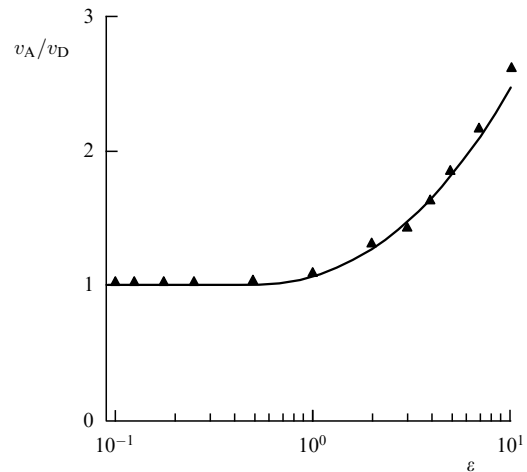


Рис. 35. Проверка условия маргинальной устойчивости ТТС [88]: аналитическая зависимость отношения альвеновской скорости к дрейфовой v_A/v_D от параметра $\varepsilon = v_T/v_D$ показана сплошной кривой, полученная из численных расчётов — треугольниками.

шланговой устойчивости [88, 89, 101, 182]

$$p_{\parallel 0} - p_{\perp 0} = \frac{B_0^2}{4\pi}, \quad (50)$$

где $p_{\parallel 0}$ и $p_{\perp 0}$ — параллельная и перпендикулярная компоненты тензора давления плазмы вне ТС. Как показано в работах [88, 101, 182], это условие является прямым следствием баланса сил вдоль оси симметрии магнитосферного хвоста x . Более того, в работе [101] показано, что для максвелловского распределения вида (33) условие (50) сводится к следующему:

$$\frac{v_A}{v_D} = \sqrt{1 + \frac{\varepsilon}{1 + \text{erf} \varepsilon^{-1}} \frac{\exp \varepsilon^{-2}}{\pi^{1/2}}}. \quad (51)$$

Здесь $v_A = B_0 / \sqrt{4\pi n_0 m}$ — альвеновская скорость (или скорость магнитозвуковых волн). Таким образом, выполнение соотношений (50) и (51) может служить тестом правильности нахождения численного самосогласованного решения задачи. Рисунок 35, на котором сравниваются результаты численного решения уравнений (34)–(44) и значения выражения (51), иллюстрирует результаты проверки условия шланговой устойчивости (50). Как видно из рисунка, теоретические и численные результаты хорошо согласуются между собой, т.е. необходимое для равновесия условие шланговой устойчивости в одномерном равновесном ТТС выполняется с высокой точностью, что было подтверждено в более поздних работах [88, 157].

Список литературы

1. Гинзбург В Л *Физике и астрофизике. Статьи и выступления* (М.: Наука, 1992); Пер. на англ. яз.: Ginzburg V L *The Physics of a Lifetime. Reflections on the Problems and Personalities of 20th Century Physics* (Berlin: Springer, 2001)
2. Гинзбург В Л *УФН* **169** 419 (1999); Ginzburg V L *Phys. Usp.* **42** 353 (1999)
3. Гинзбург В Л *УФН* **108** 749 (1972); Ginzburg V L *Sov. Phys. Usp.* **15** 839 (1973)
4. Гинзбург В Л, Ландау Л Д *ЖЭТФ* **20** 1064 (1950); Пер. на англ. яз.: Ginzburg V L, Landau L D, in Landau L D *Collected Papers* (Oxford: Pergamon Press, 1965) p. 546

5. Гинзбург В Л *УФН* **167** 429 (1997); Ginzburg V L *Phys. Usp.* **40** 407 (1997)
6. Гинзбург В Л *УФН* **174** 1240 (2004); Ginzburg V L *Phys. Usp.* **47** 1155 (2004)
7. Гинзбург В Л *УФН* **62** 37 (1957)
8. Гинзбург В Л, Сыроватский С И *УФН* **71** 411 (1960); Ginzburg V L, Syrovatskii S I *Sov. Phys. Usp.* **3** 504 (1961)
9. Гинзбург В Л, Сыроватский С И *УФН* **88** 485 (1966); Ginzburg V L, Syrovatskii S I *Sov. Phys. Usp.* **9** 223 (1966)
10. Гинзбург В Л *УФН* **163** (7) 45 (1993); Ginzburg V L *Phys. Usp.* **36** 587 (1993)
11. Франк А Г *УФН* **180** 982 (2010); Frank A G *Phys. Usp.* **53** 941 (2010)
12. Сыроватский С И *УФН* **62** 247 (1957)
13. Сомов Б В, Сыроватский С И "Нейтральные токовые слои в плазме" *Труды ФИАН Т. 74* (Под ред. Н Г Басова) (М.: Наука, 1974) с. 14; Somov B V, Syrovatskii S I "Neutral current sheets in plasmas" *Proc. Lebedev Phys. Inst.* Vol. 74 (Ed. N G Basov) (New York: Consultants Bureau, 1976) p. 13
14. Сомов Б В, Сыроватский С И *Изв. АН СССР Сер. физ.* **39** 375 (1975); Somov B V, Syrovatskii S I *Bull. Acad. Sci. USSR Phys. Ser.* **39** (2) 109 (1975)
15. Сыроватский С И *Вестн. АН СССР* (10) 33 (1977)
16. Artemyev A V et al. *J. Geophys. Res. Space Phys.* **118** 2789 (2013)
17. Сыроватский С И *ЖЭТФ* **60** 1727 (1971); Syrovatskii S I *Sov. Phys. JETP* **33** 933 (1971)
18. Spreiser T W *J. Geophys. Res.* **70** 4219 (1965)
19. Зеленый Л М и др. *Физика плазмы* **37** 137 (2011); Zelenyi L M et al. *Plasma Phys. Rep.* **37** 118 (2011)
20. Sergeev V A et al. *J. Geophys. Res.* **98** 17345 (1993)
21. McPherron R L et al., in *Quantitative Modeling of Magnetosphere-Ionosphere Coupling Processes* (Eds Y Kamide, R A Wolf) (Kyoto, Japan: Kyoto Sangyo Univ., 1987) p. 252
22. Runov A et al. *Geophys. Res. Lett.* **30** 1579 (2003)
23. Sun W-J et al. *Geophys. Res. Lett.* **42** 3692 (2015)
24. Halekas J S et al. *Geophys. Res. Lett.* **33** L13101 (2006)
25. Сомов Б В *УФН* **180** 997 (2010); Somov B V *Phys. Usp.* **53** 954 (2010)
26. Arons J *Space Sci. Rev.* **173** 341 (2012)
27. Lembège B, Pellat R *Phys. Fluids* **25** 1995 (1982)
28. Pellat R, Coroniti F V, Pritchett P L *Geophys. Res. Lett.* **18** 143 (1991)
29. Lui A T Y *Space Sci. Rev.* **113** 127 (2004)
30. Zelenyi L et al. *J. Atmos. Solar Terr. Phys.* **70** 325 (2008)
31. Галеев А А, Зеленый Л М *ЖЭТФ* **70** 2133 (1976); Galeev A A, Zelenyi L M *Sov. Phys. JETP* **43** 1113 (1976)
32. Lui A T Y et al. *J. Geophys. Res.* **97** 1461 (1992)
33. Pulkkinen T I et al. *J. Geophys. Res.* **99** 5793 (1994)
34. Somov B V, Verneta A I *Space Sci. Rev.* **65** 253 (1993)
35. Леденцов Л С, Сомов Б В *УФН* **185** 113 (2015); Ledentsov L S, Somov B V *Phys. Usp.* **58** 107 (2015)
36. Büchner J, Zelenyi L M *J. Geophys. Res.* **94** 11821 (1989)
37. Зеленый Л М, Григоренко Е Е, Федоров А О *Письма в ЖЭТФ* **80** 771 (2004); Zelenyi L M, Grigorenko E E, Fedorov A O *JETP Lett.* **80** 771 (2004)
38. Edmondson J K et al. *Astrophys. J.* **707** 1427 (2009)
39. Baryshnikova Y et al. *Astron. Astrophys.* **177** 27 (1987)
40. Beck R et al. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **34** 155 (1996)
41. Вуков А et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **289** 1 (1997)
42. Вуков А et al. *Acta Astron. Geophys. Univ. Comenianae* **19** 13 (1997)
43. Бескин В С *УФН* **167** 689 (1997); Beskin V S *Phys. Usp.* **40** 659 (1997)
44. Romanova M M et al. *Astrophys. J.* **588** 400 (2003)
45. Васько И Ю, Попов В Ю *Вестн. МГУ. Сер. 3. Физ. Астрон.* **67** (1) 38 (2012); Vasko I Yu, Popov V Yu *Moscow Univ. Phys. Bull.* **67** (1) 37 (2012)
46. Priest E, Forbes T *Magnetic Reconnection MHD Theory and Applications* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2000); Пер. на русск. яз.: Прист Э, Форбс Т *Магнитное пересоединение: магнитогидродинамическая теория и приложения* (М.: Физматлит, 2005)
47. Forbes T G *J. Geophys. Res.* **105** (A10) 23153 (2000)
48. Rojoga S, Huang T S *Adv. Space Res.* **32** 2641 (2003)
49. Webb D F, Howard T A *Living Rev. Solar Phys.* **9** 3 (2012)
50. Сомов Б В, Сыроватский С И *УФН* **120** 217 (1976); Somov B V, Syrovatskii S I *Sov. Phys. Usp.* **19** 813 (1976)
51. Гинзбург В Л и др. *УФН* **131** 73 (1980); Ginzburg V L et al. *Sov. Phys. Usp.* **23** 274 (1980)
52. Parker E N *J. Geophys. Res.* **62** 509 (1957)
53. Petschek H E, in *The Physics of Solar Flares. Proc. of the AAS/NASA Symp. on the Physics of Solar Flares, 28–30 October, 1963, Greenbelt, MD* (Eds W N Hess) (Washington, DC: NASA Science and Technical Information Division, 1964) p. 425
54. Shibata K, Magara T *Living Rev. Solar Phys.* **8** 6 (2011)
55. Sturrock P A *Nature* **211** 695 (1966)
56. Hirayama T *Solar Phys.* **34** 323 (1974)
57. Kopp R A, Pneuman G W *Solar Phys.* **50** 85 (1976)
58. Bazilevskaya G A *Space Sci. Rev.* **186** 409 (2014)
59. Solanki S K *Astron. Astrophys. Rev.* **11** 153 (2003)
60. Buchner J *Space Sci. Rev.* **122** 149 (2006)
61. Bemporad A et al. *Astrophys. J.* **638** 1110 (2006)
62. Ness N F *J. Geophys. Res.* **70** 2989 (1965)
63. Petrukovich A A et al. *Space Sci. Rev.* **188** 311 (2015)
64. Tsurutani B T et al. *Earth Planets Space* **61** 555 (2009)
65. Sharma A S et al. *Ann. Geophys.* **26** 1 (2008)
66. Sanny J et al. *J. Geophys. Res.* **99** 5805 (1994)
67. Spreiser T W *J. Geophys. Res.* **70** 1717 (1965)
68. Mitchell D G et al. *Geophys. Res. Lett.* **17** 583 (1990)
69. Runov A et al. *Ann. Geophys.* **23** 1 (2005)
70. Kropotkin A P, Lui A T Y *J. Geophys. Res.* **100** (A9) 17231 (1995)
71. Coppi B, Laval G, Pellat R *Phys. Rev. Lett.* **16** 1207 (1966)
72. Baker D N et al. *J. Geophys. Res.* **101** (A6) 12975 (1996)
73. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Механика* (М.: Физматлит, 2001); Пер. на англ. яз.: Landau L D, Lifshitz E M *Mechanics* (Oxford: Butterworth-Heinemann, 1976)
74. Harris E G *Nuovo Cimento* **23** 115 (1962)
75. Галеев А А, в кн. *Основы физики плазмы* (Под ред. А А Галеева, Р Судана) Т. 1 (М.: Энергоатомиздат, 1983) с. 331; Galeev A A, in *Basic Plasma Physics* (Eds A A Galeev, R N Sudan) (Amsterdam: North-Holland, 1983)
76. Birn J, Sommer R R, Schindler K *J. Geophys. Res.* **82** 147 (1977)
77. Schindler K, in *Earth's Magnetospheric Processes. Proc. of a Symp., Cortina, Italy, August 30–September 10, 1971* (Astrophysics and Space Science Library, Vol. 32, Ed. B M McCormac) (Berlin: Springer, 1972) p. 200
78. Yoon P H, Lui A T Y *J. Geophys. Res.* **109** A11213 (2004)
79. Lui A T Y, Chang C-L, Yoon P H *J. Geophys. Res.* **100** 19147 (1995)
80. Kan J R *J. Geophys. Res.* **78** 3773 (1973)
81. Schindler K, Birn J *J. Geophys. Res.* **107** (A8) 1193 (2002)
82. Birn J, Schindler K *J. Geophys. Res.* **107** (A7) 1117 (2002)
83. Birn J, Sommer R, Schindler K *Astrophys. Space Sci.* **35** 389 (1975)
84. Eastwood J W *Planet Space Sci.* **20** 1555 (1972)
85. Ashour-Abdalla M et al. *J. Geophys. Res.* **99** (A8) 14891 (1994)
86. Kropotkin A P, Domrin V I *J. Geophys. Res.* **101** 19893 (1996)
87. Kropotkin A P, Malova H V, Sitnov M I *J. Geophys. Res.* **102** 22099 (1997)
88. Sitnov M I et al. *J. Geophys. Res.* **105** 13029 (2000)
89. Zelenyi L et al. *Nonlin. Proc. Geophys.* **7** 127 (2000)
90. Zelenyi L M et al. *Nonlin. Proc. Geophys.* **11** 579 (2004)
91. Malova H V et al. *J. Geophys. Res.* **118** 4308 (2013)
92. Zelenyi L M et al. *Geophys. Res. Lett.* **29** 1608 (2002)
93. Зеленый Л М и др. *Космич. исслед.* **40** 385 (2002); Zelenyi L M et al. *Cosmic Res.* **40** 357 (2002)
94. Zelenyi L M et al. *Geophys. Res. Lett.* **33** L05105 (2006)
95. Malova H V et al. *Geophys. Res. Lett.* **34** L16108 (2007)
96. Malova H V et al. *J. Geophys. Res.* **117** A04212 (2012)
97. Zelenyi L M et al. *Ann. Geophys.* **27** 861 (2009)
98. Зеленый Л М и др. *Космич. исслед.* **47** 388 (2009); Zelenyi L M et al. *Cosmic Res.* **47** 352 (2009)
99. Artemyev A V et al. *Ann. Geophys.* **27** 4075 (2009)
100. Мингалев О В и др. *Физика плазмы* **33** 1028 (2007); Mingalev O V et al. *Plasma Phys. Rep.* **33** 942 (2007)
101. Burkhardt G R et al. *J. Geophys. Res.* **97** (A9) 13799 (1992)
102. Мингалев О В и др. *Физика плазмы* **35** 85 (2009); Mingalev O V et al. *Plasma Phys. Rep.* **35** 76 (2009)
103. Kuznetsova M M, Hesse M, Winske D *J. Geophys. Res.* **101** 27351 (1996)
104. Зеленый Л М и др. *УФН* **180** 973 (2010); Zelenyi L M et al. *Phys. Usp.* **53** 933 (2010)
105. Зеленый Л М и др. *УФН* **183** 365 (2013); Zelenyi L M et al. *Phys. Usp.* **56** 347 (2013)
106. Cary J R, Escande D F, Tennyson J L *Phys. Rev. A* **34** 4256 (1986)
107. Нейштадт А И *Прикл. матем. и мех.* **51** 750 (1987); Neishtadt A I *J. Appl. Math. Mech.* **51** 586 (1987)
108. Lui A T Y *J. Geophys. Res.* **98** 13423 (1993)
109. Быков А А, Зеленый Л М, Малова Х В *Физика плазмы* **34** 148 (2008); Bykov A A, Zelenyi L M, Malova H V *Plasma Phys. Rep.* **34** 128 (2008)
110. Pritchett P L, Coroniti F V *J. Geophys. Res.* **97** 16773 (1992)
111. Ashour-Abdalla M et al. *J. Geophys. Res.* **101** 2587 (1996)
112. Runov A et al. *Ann. Geophys.* **24** 247 (2006)

113. Whang Y C *J. Geophys. Res.* **82** 1024 (1977)
 114. Øieroset M et al. *Nature* **412** 414 (2001)
 115. Nakamura R et al. *J. Geophys. Res.* **113** A07S16 (2008)
 116. Buechner J, Kuznetsova M, Zelenyi L M *Geophys. Res. Lett.* **18** 385 (1991)
 117. Zhu Z, Parks G J. *Geophys. Res.* **98** (A5) 7603 (1993)
 118. Delcourt D C, Belmont G J. *Geophys. Res.* **103** 4605 (1998)
 119. Shen C et al. *Ann. Geophys.* **26** 3525 (2008)
 120. Paolo R et al. *Phys. Plasmas* **11** 4102 (2004)
 121. Pritchett P L, Coroniti F V *J. Geophys. Res.* **109** A01220 (2004)
 122. Pritchett P L, Mozer F S J. *Geophys. Res.* **114** A11210 (2009)
 123. Fairfield D H *J. Geophys. Res.* **84** 1950 (1979)
 124. Lui A T Y, in *Magnetospheric Currents. Chapman Conf., Irvington, VA, April 5–8, 1983, Selected Papers* (Washington, DC: American Geophysical Union, 1984) p. 158
 125. Сергеев В А *Геомагн. и аэрономия* **27** 612 (1987)
 126. Kaumaz Z et al. *J. Geophys. Res.* **99** 11113 (1994)
 127. Petrukovich A A *J. Geophys. Res.* **116** A07217 (2011)
 128. Rong Z J et al. *J. Geophys. Res.* **117** A06216 (2012)
 129. Grigorenko E E et al. *J. Geophys. Res.* **118** 3265 (2013)
 130. Eastwood J P et al. *J. Geophys. Res.* **112** A06235 (2007)
 131. Григоренко Е Е и др. *Физика плазмы* **41** 92 (2015); Grigorenko E E et al. *Plasma Phys. Rep.* **41** 88 (2015)
 132. Wang R et al. *J. Geophys. Res.* **117** A07223 (2012)
 133. Deng X H et al. *J. Geophys. Res.* **109** A05206 (2004)
 134. Liu C et al. *J. Geophys. Res.* **118** 2087 (2013)
 135. Shen C et al. *J. Geophys. Res.* **113** A07S21 (2008)
 136. Lee K-W, Hau L-N *J. Geophys. Res.* **113** A12209 (2008)
 137. Kuznetsova M M, Zelenyi L M *Geophys. Res. Lett.* **18** 1825 (1991)
 138. Karimabadi H et al. *J. Geophys. Res.* **110** A03213 (2005)
 139. Hau L-N, Voigt G-H *J. Geophys. Res.* **97** (A6) 8707 (1992)
 140. Belehaki A et al. *Ann. Geophys.* **16** 528 (1998)
 141. Kan J R *J. Geophys. Res.* **112** A01207 (2007)
 142. Cowley S W H *Planet. Space Sci.* **29** 79 (1981)
 143. Birn J, Hesse M *J. Geophys. Res.* **99** 109 (1994)
 144. Hilmer R V, Voigt G-H *J. Geophys. Res.* **92** 8660 (1987)
 145. Kaufmann R L, Chen L, Larson D J *J. Geophys. Res.* **99** 11277 (1994)
 146. Holland D L, Chen J, Agranov A J. *Geophys. Res.* **101** 24997 (1996)
 147. Delcourt D C, Zelenyi L M, Sauvaud J-A *J. Geophys. Res.* **105** 349 (2000)
 148. Artemyev A V, Neishtadt A I, Zelenyi L M *Nonlin. Process. Geophys.* **20** 899 (2013)
 149. Lemaire J, Roth M *Space Sci. Rev.* **57** 59 (1991)
 150. Moses J J et al. *J. Geophys. Res.* **90** 11078 (1985)
 151. Tsyganenko N A, Stern D P, Kaymaz Z *J. Geophys. Res.* **98** (A11) 19455 (1993)
 152. Hau L-N, Erickson G M *J. Geophys. Res.* **100** (A11) 21745 (1995)
 153. Cowley S W H *Planet. Space Sci.* **27** 769 (1979)
 154. Richardson A, Chapman S C *J. Geophys. Res.* **99** 17391 (1994)
 155. Chapman S C, Mouikis C G *Geophys. Res. Lett.* **23** 3251 (1996)
 156. Hoshino M et al. *J. Geophys. Res.* **101** (A11) 24775 (1996)
 157. Мингалев О В и др. *Физика плазмы* **38** 329 (2012); Mingalev O V et al. *Plasma Phys. Rep.* **38** 300 (2012)
 158. Зелёный Л М, Зогин Д В *Космич. исслед.* **28** 430 (1990); Zelenyi L M, Zogin D V *Cosmic Res.* **28** 369 (1990)
 159. Malova H V et al. *J. Geophys. Res.* **118** 4308 (2013)
 160. Nakamura R et al. *Space Sci. Rev.* **122** 29 (2006)
 161. Шабанский В П *Явления в околоземном пространстве* (М.: Наука, 1972)
 162. Ashour-Abdalla M et al. *J. Geophys. Res.* **98** 5651 (1993)
 163. Lyons L R, Speiser T W *J. Geophys. Res.* **87** 2276 (1982)
 164. DeCoster R J, Frank L A *J. Geophys. Res.* **84** 5099 (1979)
 165. Parks G et al. *Geophys. Res. Lett.* **25** 3285 (1998)
 166. Grigorenko E E, Fedorov A O, Zelenyi L M *Ann. Geophys.* **20** 329 (2002)
 167. Sonnerup B U O *J. Geophys. Res.* **76** 8211 (1971)
 168. Зелёный Л М и др. *Письма в ЖЭТФ* **85** 225 (2007); Zelenyi L M et al. *JETP Lett.* **85** 187 (2007)
 169. Eastman T E et al. *J. Geophys. Res.* **89** 1553 (1984)
 170. Grigorenko E E et al. *J. Geophys. Res.* **114** A03203 (2009)
 171. Zelenyi L M, Kovrazhkin R A, Bosqued J M *J. Geophys. Res.* **95** 12119 (1990)
 172. Bosqued J M et al. *J. Geophys. Res.* **98** 19181 (1993)
 173. Sauvaud J-A, Kovrazhkin R A *J. Geophys. Res.* **109** A12213 (2004)
 174. Grigorenko E E, Sauvaud J-A, Zelenyi L M *J. Geophys. Res.* **112** A05218 (2007)
 175. Dolgonosov M S et al. *J. Geophys. Res.* **118** 5445 (2013)
 176. Zelenyi L M et al. *Geophys. Res. Lett.* **33** L06105 (2006)
 177. Rème H et al. *Ann. Geophys.* **19** 1303 (2001)
 178. Grigorenko E E et al. *Space Sci. Rev.* **164** 133 (2011)
 179. Borg A L et al. *Geophys. Res. Lett.* **32** L19105 (2005)
 180. Sergeev V A et al. *Geophys. Res. Lett.* **34** L02103 (2007)
 181. Sonnerup B U O *J. Geophys. Res.* **76** 8211 (1971)
 182. Hill T W, Voigt G-H *Geophys. Res. Lett.* **12** 2441 (1992)

Thin current sheets: from the work of Ginzburg and Syrovatskii to the present day

L.M. Zelenyi^(1,5), H.V. Malova^(1,2), E.E. Grigorenko⁽¹⁾, V.Yu. Popov^(3,1,4)

⁽¹⁾ Space Research Institute, Russian Academy of Sciences, ul. Profsoyuznaya 83/32, 117342 Moscow, Russian Federation

⁽²⁾ M.V. Lomonosov Moscow State University, D.V. Skobel'tsyn Institute of Nuclear Physics, Leninskie gory 1, str. 2, 119991 Moscow, Russian Federation

⁽³⁾ M.V. Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Leninskie gory 1, str. 2, 119991 Moscow, Russian Federation

⁽⁴⁾ Finance University at the Government of the Russian Federation, Leningradskii prosp. 49, 125993 Moscow, Russian Federation

⁽⁵⁾ Moscow Institute of Physics and Technology (State University),

Institutskii per. 9, 141700 Dolgoprudnyi, Moscow region, Russian Federation

E-mail: ^(1,5)lzelenyi@iki.rssi.ru, ^(1,2)hmalova@yandex.ru, ⁽¹⁾elenagrigenko2003@yandex.ru, ^(3,1,4)masterlu@mail.ru

This paper outlines the history and development of the theory of thin current sheets in a collisionless space plasma from the early ideas of V.L. Ginzburg and S.I. Syrovatskii to the present day. The paper reviews the key achievements of quasiadiabatic theory, a theory which provided insight into the fine structure of thin current sheets and enabled comparison with experiment. This comparison showed the quasiadiabatic approach to be more effective than the classical MHD approximation. With the development of quasiadiabatic theory in the last two decades, the existence of a number of new thin current sheet features, such as multi-scaling, metastability and embedding, has been predicted and subsequently in situ confirmed; and the role of individual particle populations in the formation of the current sheet fine structure has been investigated. The role of nonadiabatic effects in accelerating plasma beamlets interacting with current sheets is examined. Asymmetry mechanisms in thin current sheets in the presence of a magnetic shear component are described. A study is carried out of current sheet self-organization processes leading to the formation of a shear magnetic component self-consistent with the currents flowing in the plasma. It is demonstrated that the ongoing development of the theory of thin current structures is a logical continuation of S.I. Syrovatskii and V.L. Ginzburg's ideas on cosmic rays and reconnected current sheets in the solar corona.

Keywords: collisionless space plasma, thin current sheets, quasiadiabatic theory, acceleration and scattering of plasma particles, beamlets

PACS numbers: 52.25.Xz, 94.30.C-, 95.30.Qd

Bibliography — 182 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **186** (11) 1153–1188 (2016)

DOI: 10.3367/UFNr.2016.09.037923

Received 19 September 2016
Physics – Uspekhi **59** (11) (2016)
 DOI: 10.3367/UFNe.2016.09.037923