

К 100-летию СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ СЕРГЕЯ ИВАНОВИЧА СЫРОВАТСКОГО

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Тонкие и сверхтонкие токовые слои:
путешествие вглубь сингулярности Сыроватского *Л.М. Зелёный, Х.В. Малова, Е.Е. Григоренко,
В.Ю. Попов, О.О. Царёва, М.В. Леоненко

Рассматривается история исследования тонких токовых слоёв в космической плазме, с протонными толщинами, которые в рамках магнитогидродинамической (МГД) теории считались сингулярными структурами — бесконечно тонкими МГД-разрывами. Отмечается особая роль работ С.И. Сыроватского и его группы в развитии теории и экспериментальных исследований нестационарных тонких токовых слоёв применительно к солнечным вспышкам. Научные многоспутниковые миссии (Интербол, Cluster, MMS) позволили заглянуть внутрь "сингулярностей", оценить сложнейшие процессы накопления, трансформации и высвобождения энергии в них. Накопление данных наблюдений многоспутниковых космических миссий и развитие теоретических моделей тонких слоёв позволили изучить их сложную внутреннюю структуру с иерархическим вложением более тонких токовых слоёв внутрь более широких. Динамика плазмы даже в не очень тонком слое уже не может описываться в МГД-приближении и, как минимум, требует раздельного описания движения электронов и ионов. Особую сложность, в силу их большого ларморовского радиуса (который может превышать толщину слоя), представляет описание ионов. Здесь большую роль сыграла так называемая квазиadiaбатическая теория описания движения заряженных частиц при наличии резких магнитных градиентов. Выявлена ключевая роль тонких вложенных структур как триггеров взрывного магнитного пересоединения и преобразования свободной энергии магнитных полей в энергию волн и потоков ускоренных частиц. Подробно освещена актуальная тема наблюдения и интерпретации свойств сверхтонких токовых слоёв с электронными масштабами, которые могут быть как частью многоуровневых вложенных структур, так и самостоятельными нестационарными множественными образованиями, с которыми в горячей бесстолкновительной магнитосферной плазме связаны процессы диссипации магнитной энергии. Быстрая эволюция и распады этих слоёв ведут к ускорению электронов и формированию новых слоёв, также распадающихся и рождающих новые тонкие токовые структуры, т.е. пересоединение на малых электронных масштабах по-прежнему идёт, но происходит в нетривиальном каскадном режиме. Несколько десятилетий уже прошло со времени создания С.И. Сыроватским МГД-модели динамического токового слоя. Поучителен опыт совершенствования как экспериментальной техники, так и теоретического аппарата, которые позволили заглянуть внутрь этих удивительных структур.

Ключевые слова: бесстолкновительная космическая плазма, тонкие токовые слои, метастабильность, магнитное пересоединение, сверхтонкие электронные слои, электронная тиринг-мода, каскадное пересоединение

PACS numbers: 52.40.Kh, **94.05.** – aDOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2025.03.039950>Л.М. Зелёный^(1,a), Х.В. Малова^(1,2,b), Е.Е. Григоренко^(1,c),
В.Ю. Попов^(1,3,4,d), О.О. Царёва^(1,e), М.В. Леоненко^(1,f)⁽¹⁾ Институт космических исследований РАН,

ул. Профсоюзная 84/32, 117997 Москва, Российская Федерация

⁽²⁾ 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

⁽³⁾ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
физический факультет,

Ленинские горы 1, стр. 2, 119991 Москва, Российская Федерация

⁽⁴⁾ Национальный исследовательский университет
"Высшая школа экономики",

ул. Мясницкая 20, 101000 Москва, Российская Федерация

E-mail: ^(a) zelenyi@iki.rssi.ru, ^(b) hmalova@yandex.ru,^(c) elenagrigenko2003@yandex.ru, ^(d) popov@math380b.phys.msu.su,^(e) olga8.92@mail.ru, ^(f) makarleonen@gmail.com

Статья поступила 20 июня 2025 г.

Содержание

1. Введение (808).

1.1. Токовые слои в космосе: стационарные или динамические? Дилемма: "нейтральный слой или течение Петчека"? 1.2. Динамический токовый слой Сыроватского как решение проблемы солнечных вспышек и процессов пересоединения в космосе.

2. Структура и динамические свойства предельно тонких токовых слоёв в космической плазме (811).

2.1. Ионные токовые слои: обнаружение и свойства. 2.2. Природа метастабильности. Следствие борьбы идей — необходимость построения нового класса моделей тонких токовых слоёв.

3. Внутри сингулярности: ионный масштаб, создание универсальной аналитической теории тонких токовых слоёв (815).

* Обзор написан на основе доклада, представленного на Научной сессии Отделения физических наук Российской академии наук 5 марта 2025 г. (см. УФН **195** (8) 793 (2025)).

© Л.М. Зелёный, Х.В. Малова, Е.Е. Григоренко,
В.Ю. Попов, О.О. Царёва, М.В. Леоненко 2025

3.1. Особенности динамики частиц в токовом слое хвоста магнитосферы во время геомагнитных возмущений. 3.2 Модель тонких токовых слоёв — новый класс магнитоплазменных равновесий. Оценка характерной толщины. 3.3. Учёт электростатических эффектов. 3.4. Развитие теории. Свойства тонких токовых слоёв и кинетические модели. 3.5. Ионная тиринг-неустойчивость как механизм высвобождения энергии и магнитного пересоединения в метастабильных тонких токовых слоях.

4. Внутри сингулярности: электронный масштаб, свертонкие слои (824).

4.1. Наблюдения с высоким разрешением: свертонкие электронные слои в космосе. Миссия MMS. 4.2. Многомасштабная модель свертонкового электронного слоя с замагниченными и размагниченными частицами. 4.3. Электронная тиринг-мода. Роль многомасштабности и вложенности в развитии процессов каскадного пересоединения в космической плазме. Вклад протонной и электронной популяций в процессы дробления магнитных островов и диссипации энергии.

5. Заключение (831).

Список литературы (832).

1. Введение

1.1. Токовые слои в космосе: стационарные или динамические?

Дилемма: "нейтральный слой или течение Петчека"?

Начиная с 1960-х годов большое внимание научного сообщества космофизиков было приковано к ожесточённой дискуссии между сторонниками моделей стационарного пересоединения [1–4] и динамических токовых слоёв [5–7]. В те годы благодаря наземным и спутниковым наблюдениям была выявлена важнейшая роль токовых слоёв (ТС) в преобразовании запасённой в них магнитной энергии в тепловую и кинетическую энергию плазмы. Возникла необходимость объяснить процессы вспышек на Солнце, а также разнообразные процессы во время геомагнитных возмущений (здесь и далее речь пойдёт о наиболее изученных и поддающихся однозначной интерпретации проявлениях геомагнитных суббурь, таких как полярные сияния и высыпания потоков энергичных частиц в хвосте и авроральной области). Про интерпретацию полученных данных с точки зрения резистивности бесстолкновительной плазмы в космосе известный американский ученый Чарльз Кеннел написал статью [8], которая называлась "What we have learned from the magnetosphere" ("Что мы узнали из магнитосферы"). В ней он выделил три новых физических явления, о которых до этого многие учёные-космофизики не знали: бесстолкновительные ударные волны, взаимодействие волн с частицами и пересоединение. Специфика этих задач в формулировке Кеннела была связана с тем, что космическая плазма в принципе практически бесстолкновительна, никакой резистивной диссипации там нет, и поэтому придётся каким-то весьма сложным образом решать задачу при отсутствии резистивности. Классик магнитной гидродинамики Ханнес Альвен в своих работах [9, 10] и устных высказываниях вообще сформулировал отрицательное видение этой проблемы, которое состояло в том, что никакого магнитного пересоединения не может происходить, магнитные силовые линии — тоже под вопросом, и, в конечном счёте, вообще отверг постановку задачи о пересоединении как неправильную.

В то же время можно выделить другую "партию" учёных, придерживающихся противоположной точки зрения и высказывающих идеи о возможности перезамыкания магнитных силовых линий (например, [11]). К 1960-м годам были сформулированы прорывные идеи [12, 13] для объяснения механизма неустойчивости хвоста магнитосферы Земли и механизма возбуждения магнитных бурь и суббурь. Как раз в 1960–1970-е годы советский учёный Сергей Иванович Сыроватский также занимался этой тематикой и сделал ряд ярких работ по динамике токовых слоёв [5–7, 14, 15]. Идеи, которые последовательно развивал Сыроватский, — это идеи формирования нестационарного токового слоя, которые были необходимы для объяснения вспышечной активности Солнца, выбросов ускоренной плазмы и перестройки магнитных полей после вспышек в фотосфере и короне.

Параллельно на западе многие учёные также весьма активно начали интересоваться процессами пересоединения. Основной вопрос состоял в том, как можно быстро "разорвать" и пересоединить магнитные поля в бесстолкновительной плазме, изменив их топологию. Известно, что для разрыва магнитных силовых линий нужно нарушение в виде диссипации, или нарушение в замороженности, т.е. в области разрыва магнитного поля плазма должна иметь проводимость. Были предложены разные модели с разнообразными магнитными конфигурациями, учёными принимались во внимание разные физические факторы, которые могли увеличить оценки скорости пересоединения.

Простейшая модель стационарного (вынужденного) процесса перезамыкания (аннигиляции) магнитных полей в космической плазме была предложена Паркером и Свитом [1–3], в которой плазма с замороженным магнитным полем $\mathbf{B}_0$ под действием электрического поля $\mathbf{E}$ переносила силовые линии со скоростью $\mathbf{u} \sim \mathbf{E} \times \mathbf{B}_0$ к особой X -точке, по обе стороны от которой магнитные поля $\mathbf{B}_0$ были направлены в противоположные стороны. Основная схема модели Паркера–Свита показана на рис. 1а. В малой окрестности диффузионной области (назовем её X -линией) происходит нарушение замороженности, силовые линии рвутся и перезамыкаются, что сопровождается изменением их топологии. Диссипация запасённой в магнитном поле энергии осуществляется на масштабе $l = L/\sqrt{\text{Re}_m}$, где L — толщина слоя, а Re_m — магнитное число Рейнольдса. Оценки темпа пересоединения в этой модели были малы, они не согласовывались с наблюдаемыми высокими темпами спонтанного пересоединения в хромосферных вспышках и мощными выбросами энергии.

Немного позднее Петчек [4] предложил более сложную стационарную модель вынужденного пересоединения, в которой от диффузионной области вокруг X -линии отходят две пары стационарных ударных волн, как показано на рис. 1б. Обе модели на рис. 1 показаны в стандартной геоцентрической солнечно-магнитосферной системе координат (GSM), которая обычно используется для описания геомагнитного поля. В ней ось X направлена от Земли к Солнцу, ось Y — с востока на запад, ось Z — вдоль геомагнитного диполя. Более подробное описание системы координат и её положения по отношению к магнитосфере Земли будет дано ниже. На рисунке 1 разноразнонаправленные магнитные поля с плазмой дрейфуют сверху и снизу по направлению к X -линии. В диффузионной области происходит размораживание поля

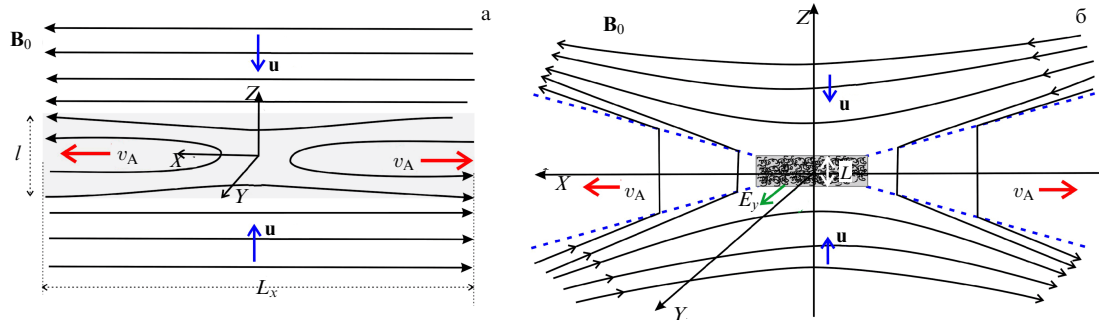


Рис. 1. Модели Паркера – Свита (а) и Петчека (б), изображённые в GSM-системе координат магнитосферного хвоста. Ось X направлена от Земли к Солнцу. Чёрными сплошными линиями показаны магнитные силовые линии, поступающие в область пересоединения со скоростью u (синие стрелки) и выходящие из неё после пересоединения с альвеновской скоростью (красные стрелки). На рисунке б показано направление электрического поля E_y в зоне пересоединения и толщина зоны L .

с последующим пересоединением магнитных силовых линий. Аннигиляция магнитного поля сопровождается диссипацией энергии, её преобразованием в кинетическую и тепловую энергию плазмы. Стоячие ударные волны обеспечивают эффективный разворот, ускорение плазмы и вынос её по обе стороны от X -линии с намного большей скоростью, чем в модели Паркера – Свита [1–3]. Скорость перезамыкания M в модели Петчека можно оценить как $M = u/v_A$, где u — скорость втекания плазмы в область разрыва, v_A — альвеновская скорость. Модель Петчека с более высокой скоростью пересоединения оказалась весьма привлекательной для объяснения разнообразных процессов в космической плазме, когда нужно было объяснить высвобождение большого количества энергии за малые промежутки времени в космических вспышках. Однако позднее выяснилось, что темпы перезамыкания в модели Петчека всё равно недостаточны для объяснения наблюдаемых вспышечных и других процессов. Особенно это было заметно при численном моделировании процессов пересоединения в бесстолкновительной плазме, для которой характерна низкая резистивность. Чтобы обеспечить нужный темп перезамыкания, приходилось учитывать аномальное сопротивление, турбулентность, различные кинетические эффекты [16, 17].

Но оказалось, что в предложенной Петчеком модели магнитного пересоединения в диссипативной области малого размера темп пересоединения всё равно недостаточно высокий, для того чтобы обеспечить высокую скорость, наблюдаемую в эксперименте. Модель Петчека начали повсеместно модифицировать, учитывать резистивные механизмы, которые могли бы изменить скорость в сторону увеличения [16–20]. Постепенно появилось понимание, что стационарные модели в принципе не могут описывать происходящие в космической плазме взрывные процессы спонтанного магнитного пересоединения, сопровождающиеся импульсными процессами высвобождения энергии. Происходящие в космосе процессы принципиально нестационарны: вслед за формированием и эволюцией ТС неизбежно наступает фаза разрыва, сопровождаемая магнитным пересоединением, которое только в некоторых очень идеализированных случаях может реализовываться достаточно близко к описанию Петчека.

Альтернативной точкой зрения на процессы пересоединения, по сравнению с моделью Петчека, явилась модель Сергея Ивановича Сыроватского [5–7, 14, 15]. Именно школа Сыроватского ввела в научный обиход

представление о том, что эволюция плазменных течений в высокопроводящей плазме в магнитной гидродинамике обязательно должна приводить к формированию токовых слоёв — нестационарных сингулярных токовых структур [19–21]. С.И. Сыроватский первым понял и описал роль ТС как аккумулятора магнитной энергии. Для объяснения эволюции магнитных петель в солнечной короне, вспышечных процессов и энергосвободения им была построена довольно простая аналитическая модель в приближении сильного магнитного поля, в которой центральную роль играл токовый слой переменной длины в виде плоской поверхности разрыва, разделяющей магнитные поля противоположной направленности. С помощью этой простой модели была вычислена запасаемая слоем магнитная энергия по простой формуле [20]:

$$w = \int (B^2 - h_0^2 r^2) \frac{dV}{8\pi} = \frac{h_0^2 b^4}{32} \left(\ln \frac{4l^2}{b^2} - \frac{1}{2} \right) = \frac{LJ^2}{2c^2},$$

где B — величина магнитного поля с обеих сторон слоя, h_0 — градиент внешнего магнитного поля вблизи нулевой линии, r — координата вдоль слоя, b — полуширина токового слоя, J — поверхностный ток в слое, l — характерный размер контура, замыкающего ток в слое, c — скорость света. Когда система накапливает энергию, ТС утоньшается, в результате чего ток усиливается, а это вызывает расширение слоя в плоскости тока и рост энергии в нём.

На рисунке 2 схематически показаны характерные конфигурации модели Сыроватского в два момента времени: (*) — в начале зарождения X -точки, (**) — в процессе развития ТС и его эволюции.

Процесс пересоединения в модели Сыроватского происходит в нейтральном ТС и носит динамический нестационарный характер. В начальный момент времени (*), показанный на рис. 2, образуется конфигурация магнитного поля с X -точкой, похожая на модель Петчека. Возникающее под действием электрического и магнитного полей дрейфовое течение плазмы направлено к нейтральной линии и имеет кумулятивный характер, т.е. накапливается в её окрестности. Поток в замороженной в плазму магнитного поля в окрестности X -точки не успевает разморозиться и пересоединиться, происходит его уплотнение, а следовательно, начинается накопление магнитной энергии в этой области, согласно формуле (1) из [20]. Как следствие — ТС сужается в Z -направлении и удлиняется вдоль X -координаты

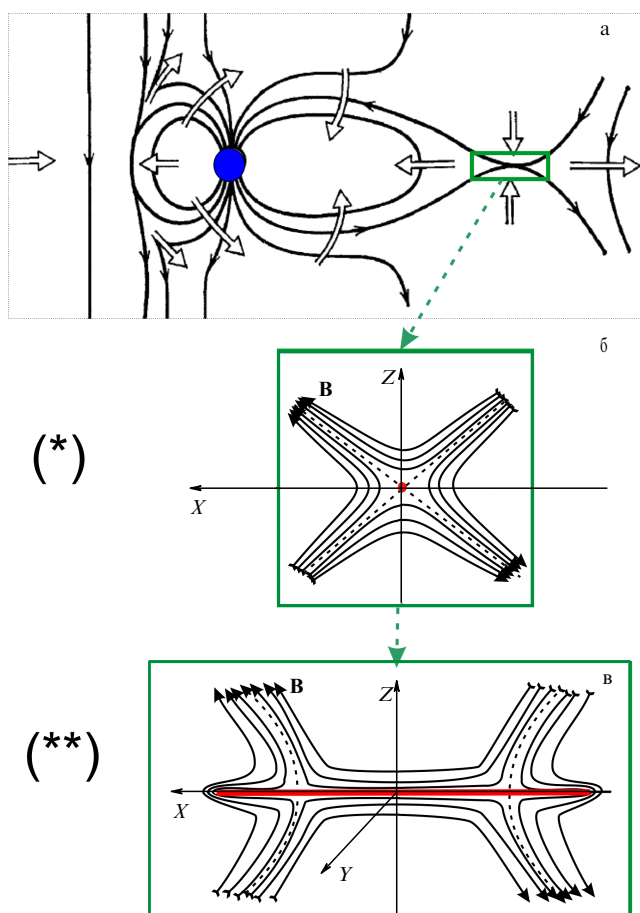


Рис. 2. Модель эволюции магнитосферы Данжи [12] во время геомагнитного возмущения: (а) широкие полые стрелки показывают движение магнитных силовых линий — пересоединение на дневной стороне, переброску их на ночную сторону и утоньшение ТС хвоста с образованием X -линии (ТС выделен зеленым прямоугольником; центр X -линии помечен красной точкой на рис. б). Схематически показаны структура образованной магнитными силовыми линиями (**В**) X -линии в начальный момент времени (*) (б) и развитие ТС Сыроватского (ТС покрашен красным цветом) в последующие моменты времени (**) (в). На рисунке показана также упомянутая в тексте GSM-система координат.

(рис. 2, момент (**)). Согласно модели Сыроватского, удлинение ТС в X -направлении происходит до тех пор, пока слой не разорвётся под влиянием так называемой тиринг- (разрывной) неустойчивости, при которой излишки запасённой в слое магнитной энергии трансформируются в энергию ускорения и нагрева плазменных частиц. Возникающие при разрыве слоя мощные индукционные электрические поля носят импульсный характер. В результате их воздействия плазменные частицы могут за короткие времена быстро ускоряться до высоких энергий. Как оказалось, именно нестационарная модель Сыроватского, несмотря на достаточно весомые упрощающие предположения, хорошо согласуется с данными наблюдений вспышек в солнечной короне и прямых измерений космическими аппаратами магнитных возмущений в хвосте магнитосферы Земли [20, 22–25].

Отметим, что данная модель получила блестящее подтверждение своей правильности в лабораторных экспериментах и исследованиях, начатых в 1970-е годы Сыроватским в ФИАНе (Физическом институте Академии наук им. П.Н. Лебедева) и продолжающихся до

настоящего времени в лаборатории ИОФРАН (бывшего подразделения ФИАН, ныне — Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН) под руководством Анны Глебовны Франк [25]. В лабораторных условиях было воспроизведено кумулятивное течение плазмы, приводящее к конфигурации с нейтральным ТС, глубоко изучены механизмы развития неустойчивости и разрыва токового слоя, сопровождающегося сильными импульсными электрическими полями и ускорением заряженных частиц. Для адаптации модели к галактическим и звёздным системам были предложены её модификации, в которых скорость пересоединения была ещё более быстрой, чем в изначальной постановке [21, 25–30].

1.2. Динамический токовый слой Сыроватского как решение проблемы солнечных вспышек и процессов пересоединения в космосе

Несмотря на очевидное преимущество нестационарной модели Сыроватского, дилемма "нейтральный слой или течение Петчека" просуществовала в науке достаточно долго. Лишь через два десятилетия после начала дискуссии о нейтральном слое видный специалист по магнитной гидродинамике Д. Бискамп в известной книге *Нелинейная магнитная гидродинамика* [31] детально сравнил две альтернативные научные школы, изучающие процессы МГД-пересоединения, — западную школу Петчека и восточную школу Сыроватского, отметив, что теория Сыроватского даёт на качественном уровне правильную картину происходящих в космосе процессов, несмотря на то что модель достаточно сильно идеализирована. Немного позднее Бискамп показал некорректность граничных условий модели Петчека [32, 33]. Это важное утверждение фактически положило конец многолетним спорам о приоритетах научных подходов. Таким образом, развитие модели Петчека оказалось тупиковым путём, а модель Сыроватского — успешной, применимой к описанию природных явлений. Сформулируем основные достижения, связанные с моделью Сыроватского, и её значимость для современных космических исследований:

1) Сыроватский первым понял и описал роль ТС в бесстолкновительной плазме как аккумулятора магнитной энергии, в котором она может накапливаться, а затем спонтанно высвобождаться;

2) благодаря модели Сыроватского прояснён вопрос о том, каким образом течения плазмы в сильных неоднородных магнитных полях способствуют формированию нейтральных (токовых) слоёв и как происходит в них концентрация магнитной энергии, приводящая к неустойчивости;

3) хотя формально идеальная МГД, которая использовалась в модели Сыроватского, привела бы к образованию сингулярной поверхности, он обратил внимание на то, что развитие известных к тому времени тиринг-неустойчивостей (бесстолкновительной или резистивной) приведёт, в конечном счёте, к спонтанному разрушению ТС и вспышечным явлениям, при которых энергия аннигилирующего магнитного поля трансформируется в энергию плазмы;

4) были объяснены процессы быстрой перестройки магнитных полей в областях солнечных вспышек, возникновения ускоренных частиц и солнечных космических лучей, генерации космических лучей в сверхновых звёздах, ядрах галактик и квазаров [34].

В конечном счёте, стала ясна важность учёта кинетических эффектов в плазме, что способствовало дальнейшему исследованию внутренней структуры и динамики тонких ТС в космосе [35], которые ещё в 1960-е годы считались бесконечно тонкими МГД-разрывами, или сингулярностями. В то время среди теоретиков, развивающих модели плазмы в разных приближениях, бытовала шутка: "МГД против кинетики — всё равно что плотник супротив столжара...".

Подводя итоги исторического экскурса, можно сказать, что поставленный в своё время ребром вопрос о необходимости решения дилеммы пересоединения и выборе между нейтральным слоем [5, 6] или течением Петчека [4] в окрестности диффузионной области, с точки зрения наблюдений *in situ* современными космическими миссиями с высоким разрешением был однозначно решён в пользу исследований, основанных на идеях кумулятивного накопления энергии, нестационарного магнитного пересоединения в токовых слоях и трансформации магнитной энергии в кинетическую и тепловую энергию частиц плазмы, развитых С.И. Сыроватским, его учениками и последователями. Эти представления во многом определили развитие не только теоретических моделей, но также и общих представлений о сложнейших процессах в космосе, происходящих на разных масштабах Вселенной, — от земной магнитосферы и гелиосферы до астросфер звёзд и галактических магнитных полей [16, 20, 21, 25, 29, 30].

2. Структура и динамические свойства предельно тонких токовых слоёв в космической плазме

2.1. Ионные токовые слои: обнаружение и свойства

В 1962 г. Норманн Несс [36] на основании экспериментальных наблюдений геомагнитного поля описал форму земной магнитосферы как сильно поджатый на дневной стороне магнитный диполь и сильно вытянутую на ночной стороне недипольную магнитную структуру, напоминающую обтекаемый солнечным ветром (СВ) кометный хвост. Схематически магнитосфера в разрезе показана на рис. 3. Вытянутая на ночной стороне Земли магнитосферная структура называется магнитосферным хвостом. Хвост вытягивается за счёт квазивязкого взаимодействия потока СВ с дипольным магнитным полем Земли, как показано на рисунке. В плоскости симметрии хвоста располагается плоский ТС, где с утренней стороны на вечернюю течёт ток плотности J_y , самосогласованно поддерживающий разнонаправленные магнитные поля в северной и южной половинах — долях магнитосферы (см, например, обзор [35]), а также наблюдается крупномасштабное электрическое поле E_y . Толщина ТС в спокойных условиях составляет от одного до нескольких радиусов Земли R_E ($R_E \approx 6400$ км). Нормальная компонента магнитного поля — остаточная от вытянутого дипольного поля — присутствует в ТС хвоста вплоть до расстояний более $100R_E$ — области дальней нейтральной линии, где перекинутые в хвост, пересоединённые с геомагнитным полем, линии СВ отсоединяются от магнитосферы и уносятся в солнечный ветер. В области за дальней нейтральной линией нормальная магнитная компонента ослабевает и сравнивается с уровнем флуктуаций [35, 37]. На рисунке 3 также пока-

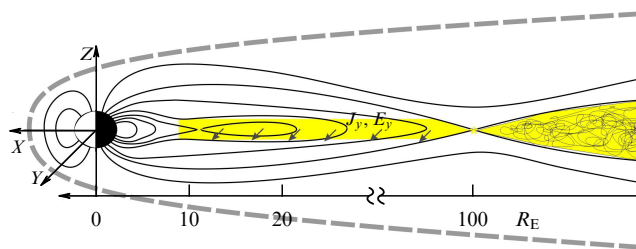


Рис. 3. Схематическое изображение магнитосферы Земли и используемой для её описания GSM-системы координат. На нижней оси показаны примерные расстояния в хвосте, вплоть до $100R_E$, где располагается дальняя X-линия. На расстояниях примерно $(12-15)R_E$ может происходить магнитное пересоединение во время суббури с образованием замкнутого плазмоида. Для расстояний более $100R_E$ характерна сильная турбулентность электромагнитного поля, существенное ослабление нормальной магнитной B_z -компоненты и её хаотические колебания. На дальней нейтральной линии происходит обратный процесс отсоединения СВ от геомагнитного поля. Серой штриховой линией обозначена магнитопауза — граница, отделяющая магнитосферу планеты от СВ. В экваториальной плоскости хвоста стрелками показаны направления крупномасштабного электрического поля и плотности тока.

зана GSM-система координат, в которой ось X направлена от центра Земли к Солнцу, ось Z — вдоль геомагнитного диполя на север, ось Y — с утра на вечер.

Во время геомагнитных возмущений на расстояниях порядка $(10-15)R_E$ в хвосте магнитосферы может происходить образование X-линии, приводящее к магнитному пересоединению и возникновению плазмоедов (одного или нескольких) — магнитных островов с плазмой, что также показано на рис. 3. После открытия хвоста магнитосферы довольно долго, в течение нескольких десятилетий, оставалось непонятным, где именно и в какой форме реализуются механизмы, обеспечивающие спонтанное развитие процессов высвобождения энергии в магнитосфере и крупномасштабные возмущения геомагнитного поля. Развитие теоретических моделей и представлений о динамике магнитосферы при взаимодействии с СВ [12, 13, 38] позволило сделать оценки количества энергии, поступающей из него внутрь магнитосферы перед геомагнитными возмущениями (порядка 10^{24} эрг), и началось исследование конкретных механизмов диссипации магнитосферной энергии, её трансформации в тепловую и кинетическую энергию плазменных потоков [39–41].

В 1990-е годы рассматривались и обсуждались два основных сценария накопления–высвобождения энергии, которые можно было выделить при изучении геомагнитных возмущений: 1) прямое высвобождение энергии; 2) её опосредованное высвобождение после закачки в магнитосферу [42–44]. Прямое высвобождение энергии начинается почти сразу после начала её накопления в магнитосфере. Опосредованное высвобождение происходит после некоторой задержки (так называемой фазы накопления или подготовки суббури), составляющей от 30 мин до 2 ч, а иногда и больше. Следует отметить, что высвобождение энергии происходит быстро, и это намного более короткое время по сравнению с фазой её накопления. Процесс взрывного начала суббури в магнитосфере называется, соответственно, взрывной фазой. Ещё раз отметим, что под магнитосферными возмущениями мы имеем в виду, в первую очередь, магнитосферные суббури как относительно слабые геомагнитные

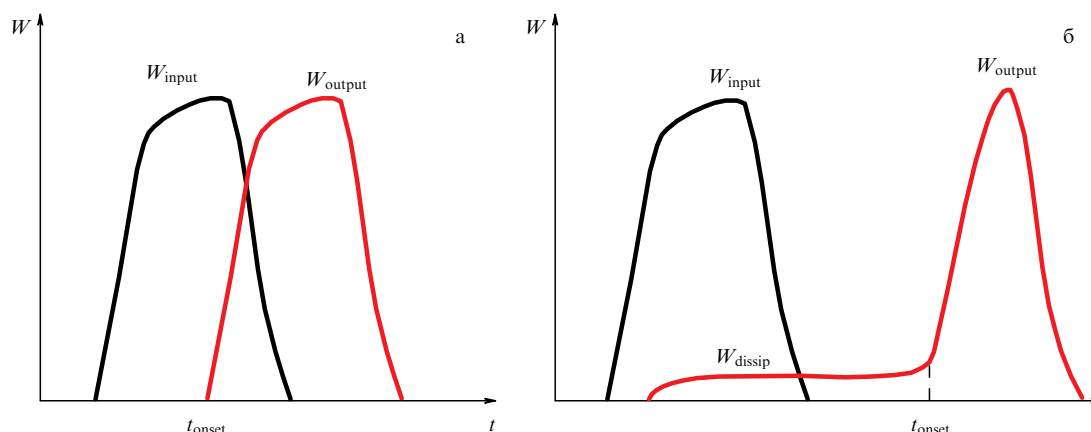


Рис. 4. Два сценария накопления в магнитосфере энергии W_{input} и высвобождения энергии W_{output} в магнитосфере Земли: прямой (а) и опосредованный (б). Во втором сценарии в процессе внесения энергии в магнитосферу выделяется диссипативная энергия W_{dissip} , а начало онсета (взрывного начала) суббури может происходить в момент времени t_{onset} существенно позже того, как энергия W_{input} поступит в систему.

возмущения, наиболее простые для интерпретации. Магнитные бури выделяют намного больше энергии, а процесс её высвобождения может иметь очень сложную динамику, трудную для объяснений. Тем не менее отметим, что механизмы, лежащие в основе суббуревых/буревых активизаций и диссипации энергии, имеют единую природу: накопление энергии $\rightarrow$ магнитное пересоединение $\rightarrow$ трансформация энергии $\rightarrow$ её последующая диссипация. Схематически два сценария процесса накопления–высвобождения энергии как функции времени показаны на рис. 4 а, б.

Согласно наблюдательным данным, второй сценарий трансформации энергии (рис. 4б) реализуется в магнитосфере чаще, чем первый. Второй сценарий позволяет провести аналогию с солнечными вспышками. Так, сначала ему соответствует период накопления энергии [45]. На начальном этапе может возникать небольшая диссипация, но позднее происходит резкое взрывообразное выделение энергии, которое имеет место как в солнечных вспышках, так и в геомагнитном хвосте во время магнитных суббурь. Аналогичные явления аккумуляции энергии, а затем спонтанного взрывного её выброса были зарегистрированы и в лабораторных экспериментах. Основной задачей было понять природу этой метастабильности и её объяснить. Однако сделать это в рамках магнитогидродинамической теории оказалось невозможным. Вопрос о том, какая именно магнитосферная структура в бесстолкновительной плазме может накапливать такие большие количества энергии, а потом спонтанно и быстро высвободить их, встал перед исследователями со всей остротой.

В 1990-е годы наряду с теоретическими подходами стали активно развиваться космические наблюдения. Так, был запущен и работал в 1995–2000 гг. отечественный многоспутниковый проект "Интербол" (Interball) [46]. "Интербол" состоял из двух спутниковых пар, которые находились довольно далеко друг от друга, — во внешней и приполярной областях магнитосферы. С их помощью были получены новые интересные результаты, касающиеся плазменной конвекции и суббуревой динамики в магнитосфере Земли [47]. Ещё в конце 1980-х и начале 1990-х годов в ближней части хвоста магнитосферы Земли были обнаружены тонкие токовые слои (ТТС) — плоские, практически одномерные, токовые

структуры толщиной порядка от одного до нескольких протонных гирорадиусов [52–61]. Например, данные от двух близко расположенных космических аппаратов ISEE1 и ISEE2 позволили зарегистрировать ТТС толщиной в $0,2R_E$ ($R_E \approx 6400$ км — радиус Земли), расположенный внутри более широкого плазменного слоя хвоста толщиной в несколько R_E [57, 59]. Как правило, такие токовые структуры регистрировались в хвосте магнитосферы в подготовительной фазе суббури и также в его отдалённой части на расстояниях более $100–150R_E$ от Земли [62]. Иногда толщины ТТС оказывались даже менее протонного гирорадиуса. Эти открытия вызвали большой интерес международного научного сообщества и во многом определили запуск в 2000-е годы многоспутниковых миссий [48, 63], целью которых было изучение локальных и глобальных динамических процессов в магнитосфере Земли.

Важную роль сыграли несколько многоспутниковых проектов. Первым был проект Cluster. Эта миссия, запущенная Европейским космическим агентством в 2000 г., осуществила большой прорыв в спутниковых исследованиях ТС. Миссия Cluster состояла из четырёх спутников с идентичным набором научной аппаратуры [48]. Вблизи апогея орбиты спутники образовывали тетраэдрическую конфигурацию, которая поддерживалась с достаточно хорошей точностью. Благодаря четырёхточечным измерениям магнитного поля в трёх ортогональных плоскостях впервые удалось вычислить ротор магнитного поля и определить вектор плотности электрического тока. Достаточно быстрые пересечения ТС спутниковым квартетом Cluster позволили измерить пространственный профиль плотности тока в направлении нормали к слою и исследовать его форму. Пространственное разделение спутников изменялось от нескольких сотен до примерно 10000 км, благодаря чему удалось зарегистрировать и исследовать токовые слои ионных масштабов (например, [49, 50]). Однако расстояния, на которые были разведены спутники Cluster, не позволили наблюдать ТС с толщинами менее протонного гирорадиуса и, тем более, исследовать их пространственную структуру. В 2007 г. была запущена миссия из пяти космических аппаратов THEMIS (проект NASA) для исследования проявлений магнитосферных суббурь, в том числе для изучения токовых слоёв, в разных обла-

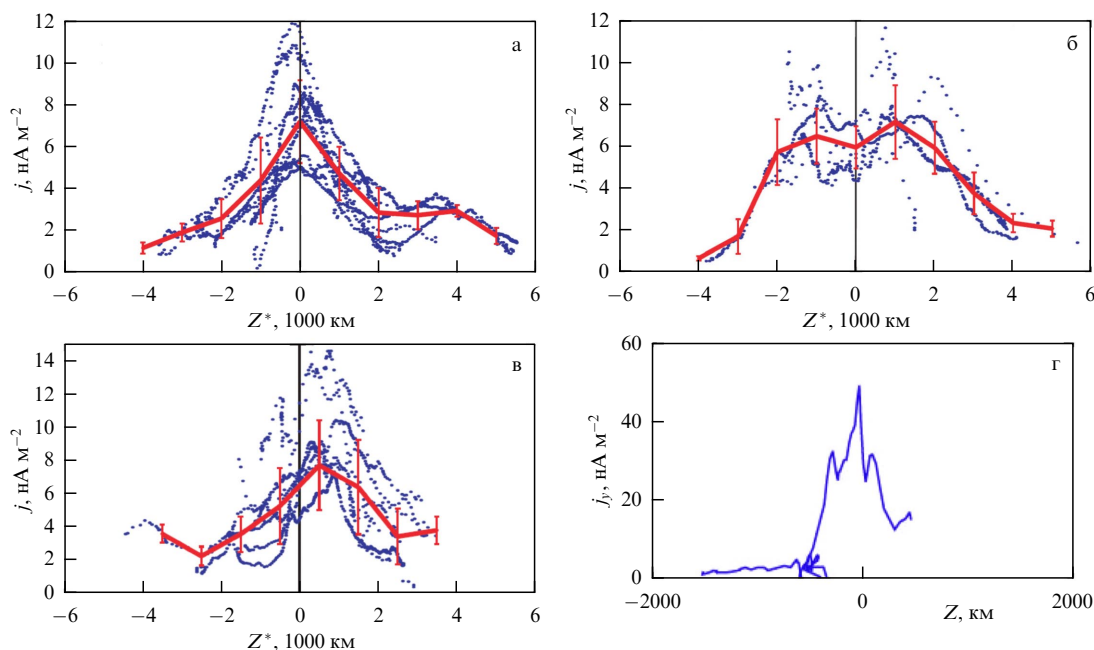


Рис. 5. Разновидности наблюдаемых профилей плотности тока, зарегистрированных спутниками Cluster в хвосте магнитосферы Земли: (а) с одним максимумом, (б) с двумя максимумами, (в) асимметричные (адаптировано из работы [71]), (г) с тремя максимумами (адаптировано из [72]). (а–в) Красные кривые показывают усреднённые по данным наблюдений профили плотности тока.

стях магнитосферы и на разных расстояниях от Земли. Позднее эта миссия продолжила исследования под именем ARTEMIS, с её помощью были получены интересные результаты по плазменно-магнитным процессам на уровне орбиты Луны. Немного позднее, в 2015 г., был запущен похожий на Cluster американский проект Magnetospheric Multiscale (MMS), идеологически повторивший спутниковую конфигурацию Cluster, однако с в десятки раз меньшими расстояниями между спутниками. Спутники MMS впервые позволили наблюдать и детально исследовать сверхтонкие токовые слои (СТС), толщины которых составляли всего несколько гирорадиусов тепловых электронов, а в некоторых случаях были даже меньше [51]. Мы обсудим результаты этих исследований в разделе 4.

Важно отметить, что многомасштабные конфигурации с вложенными ТТС наблюдались не только в хвосте магнитосферы Земли [52–61], но и на магнитопаузе, головной ударной волне, в солнечном ветре [64–66] и в магнитосферах других планет Солнечной системы — Меркурия, Марса, Юпитера [67–70]. В работах [71, 72] проведена классификация разных форм наблюдаемых профилей ТТС. В работах [73, 74] было замечено, что для ТТС характерны заметные отрицательные диамагнитные "крылья" плотности тока на краях слоя, обусловленные диамагнитными дрейфовыми токами квазизахваченной плазмы вблизи области размагничивания частиц. Маркерами дрейфовых токов явились локальные максимумы на профилях магнитного поля (овершуты), обрамляющие основной максимум тока в центре ТС. Также были зарегистрированы ТС с асимметричными профилями [71], связанными, возможно, с асимметрией источников плазмы и/или асимметрией рассеяния частиц плазмы в ТТС в присутствии магнитной шировой компоненты B_y (например, [35, 75–77] и приведённые там ссылки). Было показано, что для ТТС характерны не только колоколообразные или пикообраз-

ные профили плотности тока, но также и двух-, и трёхпиковые распределения [71, 35]. С помощью космических миссий было показано существование бифурцированных (расщеплённых) ТТС, асимметричных и многомасштабных слоёв с интенсивным тонким токовым слоем вблизи нейтральной плоскости, вложенным в более толстый слой с меньшей плотностью тока [61, 71, 72]. Все наблюдения указывали на универсальную природу физических механизмов, ответственных за самосогласованное формирование ТТС.

На рисунке 5 схематически показаны характерные обобщённые профили плотности тока с одним, двумя и тремя максимумами, которые наблюдались спутниками Cluster в хвосте магнитосферы Земли во время магнитных суббурь (адаптировано из работ [71, 72]). Объяснение наблюдаемого разнообразия тонких токовых структур предлагалось в рамках многих развиваемых аналитических и численных моделей (см., например, обзор [35]). Однако наиболее последовательный подход по объяснению разнообразия профилей магнитного поля и плотности тока был сделан в рамках кинетической модели ионного ТС, внутри которого вложен ещё более тонкий электронный слой [78, 79]. Результаты этой модели были дополнены и подтверждены численным моделированием [77, 80]. Достигнутые представления о структуре тонких токовых структур стали первыми успешными проникновениями теоретической мысли внутрь тангенциальных разрывов, которыми считались ТТС с точки зрения МГД-теории, главенствовавшей в то время в космофизике [31–33, 81–83]. Модификации аналитической модели с учётом магнитных шировых (сдвиговых) компонент разного происхождения позволили ещё детальнее рассмотреть внутреннюю структуру тонких слоёв с учётом магнитного сдвига (шира), считавшихся в МГД-теории вращательными разрывами [76, 77, 84].

Таким образом, с развитием теоретических представлений, основанных на наблюдательных данных, ТТС в

космической плазме перестали выглядеть для исследователей бесконечно тонкими разрывами, а "приобрели" конечную толщину. Стали активно развиваться одно- и двумерные модели тонких слоёв [35, 78, 79, 85–88]. В частности, для изучения устойчивости ТС исследователи применяли простую и удобную аналитическую модель Харриса [89], к которой несамосогласованно добавляли постоянную в пространстве нормальную магнитную компоненту B_z [45, 90]. Однако, как мы покажем более детально в разделе 3.4, такая модель оказалась неподходящей для описания устойчивости ТТС (см. обзоры [91, 92]), и постепенно круг её применения сузился, в основном, до задач с трассированием частиц в заданном поле (например, [93]).

В начале 2000-х годов были построены самосогласованные аналитические модели ТТС [78, 79, 94, 95], разработаны численные самосогласованные модели [77, 80]. Благодаря новым наблюдательным данным в хвосте магнитосферы, широко применяемая в космофизике эмпирическая модель Цыганенко-89, ранее не позволявшая описывать магнитосферу на ночной стороне удалённо от Земли, была модифицирована с учётом ТС магнитосферного хвоста, что существенно расширило область её применения [96]. Прояснилась роль ТТС как энергетических резервуаров, способных запасать и высвобождать энергию солнечного ветра [35, 63, 91, 92, 97, 98]. Отметим, что почти все обнаруженные в хвосте магнитосферы ТТС наблюдались в стадии подготовки суббури, в их конфигурациях обязательно присутствовала нормальная к слою компонента магнитного поля, характерная для хвоста. Такие слои поддерживались потоками втекающей с двух сторон плазмы с выраженной потоковой анизотропией ионов (см., например, [72], а также подробные обзоры [35, 67, 91] и приведённые там ссылки).

Ниже приведены основные свойства ТТС по данным наблюдений спутников Cluster [24, 26, 49, 71, 72] (для наглядности основные моменты выделены жирным шрифтом).

1. ТТС имеет **малую толщину** $L \sim \rho_i \sim 250–1000$ км (где ρ_i — ионный гирорадиус) и высокую плотность тока ~ 10 нА м⁻². Силовые линии очень сильно вытянуты. Так, отношение величины нормальной магнитной компоненты к тангенциальной составляет примерно 1/10.

2. Доминирующими носителями тока из-за значительной разницы температур $T_i/T_e \geq 5$ обычно являются **ионы** [55–57] на разомкнутых орбитах [55, 99, 100], в то время как в распространённой модели слоя [89] ионы и электроны вносят соизмеримые вклады в плотность тока.

3. Профиль плотности тока **вложен** внутрь более широкого профиля плотности плазмы [22, 59].

4. Плазменные потоки, питающие ТТС, могут обладать **потоковой анизотропией**, от сильной до умеренной и слабой. От этой величины зависит внутренняя структура ТТС и, соответственно, наблюдаемые профили характерных величин [35, 101].

5. Измерения спутников Cluster [24, 49, 63, 102] в ближней к Земле области магнитосферного хвоста ($\sim (15–20)R_E$) регистрировали как **нерасщеплённые, так и расщеплённые (бифурцированные) профили** плотности тока (с одним, двумя и тремя максимумами плотности тока в центре слоя) [71, 72]. Это отличает данный тип

ТС от упомянутой модели [89], где протоны и электроны поддерживают вместе одинаковый колоколообразный профиль плотности плазмы с одним максимумом, совпадающий по пространственному масштабу с распределением плотности тока.

6. В процессе наблюдений ТТС можно встретить **симметричные и асимметричные** профили плотности тока относительно нейтральной плоскости $z = 0$. Причины этой асимметрии до сих пор точно не установлены [71, 103], хотя модель может дать предположительный ответ на этот вопрос [104–106].

7. ТТС проявляет метастабильность: он может быть **устойчив длительное время** (от 15 мин до 2 ч) в течение начальной фазы суббури, но в дальнейшем в нём могут **развиваться разнообразные неустойчивости**, приводящие к вертикальным колебаниям (флаппингу) слоя, возникновению турбулентности и, в конечном счёте, к разрыву слоя и пинчеванию токовых нитей с образованием магнитных островов. Эти явления неизменно являются спутниками магнитосферных возмущений, магнитных суббурь и бурь [91, 92, 98, 107–109].

2.2. Природа метастабильности.

Следствие борьбы идей — необходимость построения нового класса моделей тонких токовых слоёв

В разделе 2.1 было отмечено, что формирование ТТС может сопровождаться его последующей эволюцией и, в конечном счёте, развитием в нём разрывной моды, которая может спонтанно развиться и разрушить слой. В работах [35, 45, 91, 97, 110] было показано, что разрыв слоя и магнитное пересоединение в нём — важнейшие процессы, инициирующие взрывную фазу магнитосферной суббури. Во время взрывной фазы накопленная в хвосте энергия магнитного поля преобразуется в кинетическую и тепловую энергию потоков плазмы (см., например, [111–114]). Интересно, что в ТТС ионы размагничены и движутся вдоль характерных квазиadiaбатических траекторий, а электроны, наоборот, замагничены. Далее мы покажем, что это различие в динамике токонесущих частиц является важным фактором, определяющим метастабильность слоя.

В первых моделях ТС в хвосте традиционно использовалась одномерная модель токового равновесия Харриса [89], которая математически проста и удобна для аналитических выкладок: единственная тангенциальная компонента магнитного поля $B_x(z)$ меняет знак, обращаясь в нуль в нейтральной плоскости ТТС. Так, в системе координат GSM (см. рис. 3) профиль магнитной тангенциальной компоненты имеет вид $B_x(z) = B_0 \tanh(z/L)$ (L — толщина ТС, B_0 — величина магнитного поля на его краях), а профили плотности тока и плазмы описываются, соответственно, выражениями $j_y(z) = j_0/\cosh^2(z/L)$ и $n_{e,i}(z) = n_{0e,i}/\cosh^2(z/L)$ (j_0 и $n_{0e,i}$ — плотность тока и плотности протонов (i) или электронов (e) в центре слоя).

Наиболее подходящей на роль триггера суббури считается тиринг- (разрывная) мода, в результате которой слой рвётся, разбивается на токовые нити, и в хвосте магнитосферы может формироваться цепочка магнитных островов (см. рис. 2 и 3). Однако в начале исследований геомагнитных возмущений основной вопрос при рассмотрении разрывной неустойчивости состоял в том, что механизмы нарушения в замороженности в бесстолкнительной плазме были практически неизвестны, а без их

учёта процессы спонтанного или вынужденного пересоединения становятся невозможными.

На роль диссипативного механизма было предложено затухание Ландау тиринг-волны на электронах [115, 116]. Подобная концепция в 1974 г. была уточнена в работе [90], где была принята во внимание слабая нормальная компонента магнитного поля B_z , присутствующая в хвосте. Выяснилось, что сколь угодно малая нормальная компонента магнитного поля B_z полностью разрушает затухание Ландау на электронах, но при этом слабо влияет на ионную моду. Обнаружилось также, что магнитная компонента B_z , замагничивающая электроны [97], способствует так называемому эффекту электронной сжимаемости, при котором в системе происходит сильная стабилизация неустойчивости [117]. Это происходит из-за того, что излишек свободной энергии, накопленный в ТТС, тратится на сжатие/разрежение замагниченной электронной компоненты при прохождении тиринг-волны в системе. Данный эффект очень сильный, он делает ТС практически полностью устойчивым по отношению к разрывным возмущениям в хвосте магнитосферы [131]. Таким образом, идея электронной тиринг-моды как триггера пересоединения в ТС сместилась в сторону ионной тиринг-моды.

Выведенная таким образом концепция полной стабильности хвоста, однако, противоречила экспериментальным наблюдениям. В процессе ожесточённых дебатов на эту тему в работе 1976 г. [97] было показано, что обнаруженный эффект электронной сжимаемости оставляет узкие "щели" в пространстве параметров, где развитие неустойчивости возможно. Полученный результат хорошо согласовывался со сценарием протекания магнитосферной суббури в случае метастабильного ТС, в котором на фазе накопления энергии происходит развитие неустойчивости, приводящей к разрыву.

Последующие уточнения выявили, что эффект электронной сжимаемости в некоторых конфигурациях может быть силён (см., например, обзоры [35, 45, 91]), и в течение ещё двух десятилетий усилия теоретиков были направлены на преодоление эффекта электронной сжимаемости. Для этого были привлечены всевозможные механизмы, например, турбулентность, питч-угловая диффузия электронов на вистлерах [110, 118, 119], стохастические эффекты [120, 121], волновые возмущения [122, 123], учёт популяции пролётных электронов в ТС [124, 125], комбинированная неустойчивость [126] и многие другие. Ни одна из предложенных моделей не смогла объяснить физически понятный сценарий процесса накопления – высвобождения энергии в магнитосферном хвосте, который согласовывался бы с данными наблюдений [127–130].

В работе [131], рассуждая о том, существует ли вообще ионный тиринг, авторы утверждали, что исследования ионной тиринг-неустойчивости зашли в тупик. Работы [90, 117] фактически завершили многолетнюю дискуссию выводом о том, что применяемая для теоретического анализа модель Харриса [89] с учётом ненулевой нормальной компоненты не годится для описания метастабильного ТС магнитосферного хвоста. Действительно, несамосогласованный учёт нормальной компоненты магнитного поля в модели Харриса полностью разрушает данное равновесие и магнитную топологию в нём [45]. Условие изотропии тензора давлений также неприменимо для описания тонких токовых структур с

толщиной порядка протонного гирорадиуса [101]. Стало понятно, что необходимо создавать новую кинетическую (или гибридную) модель для адекватного описания токовых слоёв с толщинами порядка протонных гирорадиусов $L \sim \rho_i$, а для равновесного баланса нужно учитывать анизотропию давлений. При этом встал вопрос о том, какой тип движения характерен для плазменных популяций, формирующих ТТС. В следующем разделе мы рассмотрим основные представления о структуре тонких слоёв и динамике частиц в них.

Окончательный ответ оказался проще, чем ожидалось, — подсказка пришла из *in situ* эксперимента. Профили тока в токовых структурах, полученные спутниковой системой Cluster [24], мало напоминали простые харрисовские колоколообразные распределения [89, 132–135], а представляли собой узкие вложенные структуры. Подобные слои обладают гораздо большей свободной энергией по сравнению с харрисовскими слоями, и этого может быть достаточно, чтобы преодолеть стабилизирующее влияние электронной сжимаемости. В разделе 3 мы подробно рассмотрим как структуру ТТС, так и механизмы развития неустойчивостей в подобных токовых слоях.

3. Внутри сингулярности: ионный масштаб, создание универсальной аналитической теории тонких токовых слоёв

3.1. Особенности динамики частиц в токовом слое хвоста магнитосферы во время геомагнитных возмущений

Согласно общепринятым сегодня моделям магнитосферной конвекции и взаимодействия магнитосферы Земли с СВ (см. [12, 13], а также рис. 2), подтверждённым данными наблюдений, в спокойных геомагнитных условиях ТС хвоста магнитосферы представляет собой практически изотропную плазменную конфигурацию, в которой поперечные (по z) масштабы изменения магнитного поля много больше масштабов протонных гирорадиусов. Благодаря этому, в спокойные геомагнитные периоды можно считать все частицы плазмы замагниченными. Их дрейфовые токи формируют и самосогласованно поддерживают ТС хвоста. Приход южного ММП приводит к активному пересоединению магнитных силовых линий на дневной магнитопаузе и поступлению энергии СВ внутрь магнитосферы. Усиление магнитного потока в хвосте магнитосферы вызывает сжатие ТС на большом протяжении до примерно ионной толщины с образованием ТТС, после чего он может потерять устойчивость. Спонтанное развитие тиринг- (разрывной) неустойчивости приводит к многомасштабным нестационарным процессам взрывного магнитного пересоединения в хвосте, к образованию магнитных островов (или жгутов), усилению плазменной конвекции. Триггером всех этих процессов является разрыв утоньшённого ТС, который в процессе сжатия приобретает совершенно новые свойства по сравнению с его состоянием в невозмущённое время.

Поскольку структура ТТС после сжатия кардинально меняется, кратко охарактеризуем динамику заряженных частиц в нём, что должно показать причины формирования пространственной иерархии вложенных, наподобие матрешки, токовых слоёв внутри плазменного слоя —

самой широкой структуры по сравнению с ТТС. Вложенность и возможное наличие нескольких пиков и провалов на профилях плотности плазмы и тока — характерные свойства ТТС, проявляющиеся не только в магнитосфере Земли, но и в магнитосферах планет, солнечном ветре, в турбулентной плазме в космосе. Поскольку для описания структуры ТТС применима кинетическая модель, начнём с рассмотрения характерных особенностей движения отдельных протонов и электронов, отличающихся от классической динамики частиц, движение которых полностью замагничено (т.е. полностью контролируется магнитным полем). Таково, например, движение частиц плазмы во внутренних областях магнитосферы. Для описания же немагнитного движения частиц, когда становятся неприменимыми все привычные понятия, связанные с приближением ведущего центра, была создана новая квазиadiaбатическая теория [120] движения частиц (см. обзор [135]), в основу которой положено приближённое сохранение инварианта действия I_z , впервые предложенное Соннерупом [134].

Движение заряженных частиц в магнитной конфигурации с искривлёнными магнитными силовыми линиями управляется параметром адиабатичности $\kappa = \sqrt{R_c/\rho_L}$, где R_c — минимальный радиус кривизны силовых линий, ρ_L — максимальный ларморовский радиус частицы [35, 120, 135]. Частицы с $\kappa > 1$ замагничены, и их движение полностью контролируется величиной и направлением магнитного поля. Частицы с $\kappa < 1$ не полностью им контролируются, их динамика может быть хаотической в области κ меньше или порядка 1, а при $\kappa \ll 1$ становится квазиadiaбатической [120, 135], о чём мы подробнее расскажем ниже.

Таблица иллюстрирует основные характеристики скоростей частиц и поддерживаемых ими давлений в областях с $\kappa > 1$ и $\kappa < 1$. Левая колонка таблицы характеризует область $\kappa > 1$, когда для описания движения частиц может быть применено приближение ведущего центра: заряженные частицы скользят вдоль магнитных силовых линий и одновременно, благодаря силе Лоренца, совершают гировращение. Их полная скорость может быть разложена в цилиндрической координатной системе на перпендикулярную к магнитному полю и параллельную составляющие, а также фазу вращения φ . Если в системе нет диссипации энергии, то при движении таких частиц приближённо сохраняются соответственно

поперечный и продольный инварианты движения, т.е. магнитный момент μ и продольный инвариант J . Тензор давлений замагниченной плазмы имеет диагональный вид, а характерный вид баланса натяжений показан в нижнем левом столбце таблицы. Поскольку частицы могут рассеиваться в плазме, благодаря питч-угловой диффузии, продольная скорость может трансформироваться и переходить в поперечную, что также показано в нижней строке левой колонки. Заметим, что питч-угловое рассеяние не меняет общего диагонального вида тензора натяжений в рассматриваемой области изменения параметра адиабатичности.

Иная картина наблюдается для высокоэнергичных плазменных частиц, чьё движение слабо контролируется магнитным полем, а величина параметра адиабатичности $\kappa < 1$. В ТТС магнитосферного хвоста область минимальной кривизны магнитных силовых линий и максимальных ларморовских радиусов частиц приходится на нейтральный слой, где происходит обращение по направлению тангенциальной компоненты магнитного поля $B_x(z \approx 0) \rightarrow 0$. Как следствие, при вхождении в нейтральный слой величина параметра адиабатичности уменьшается до значений $\kappa < 1$. В зависимости от энергий частиц их гировращение может сменяться хаотической динамикой, которая описывается в рамках квазиadiaбатической теории [135]). На рисунке 6а представлены три основные характерные траектории размагнитченных протонов в окрестности ТТС: пролётные, квазизахваченные и полностью захваченные [135–137].

На краях слоя потоки ионов и электронов характеризуются потоковой анизотропией $\varepsilon = v_T/v_D$, где v_T и v_D — соответственно тепловая и дрейфовая скорости частиц плазмы. Более энергичные протоны, влетающие в нейтральный слой, могут стать пролётными [99, 100] и покинуть ТС после однократного его пересечения. На границе нейтрального слоя, называемой сепаратрисой, они размагнитчиваются, описывают полуокружность в поле B_z , одновременно совершая быстрые вертикальные осцилляции. Их траектории на этом участке называются меандровыми, или серпантинными. Описав полуокружность, пролётные протоны снова замагнитчиваются и покидают слой. Во время меандрового движения они переносят элементарные токи в y -направлении и тем самым вносят вклад в общий ток. Основные характерные траектории протонов показаны на рис. 6 вместе с

Таблица. Сравнение основных характеристик движения заряженных частиц и тензора натяжений в плазме при разных значениях параметра адиабатичности κ

Параметр адиабатичности	$\kappa > 1$	$\kappa < 1$
Приближение	Ведущего центра	Квазиadiaбатическое
Скорость частицы и система координат	$\mathbf{v} \rightarrow (v_\perp, v_\parallel, \varphi)$ Система координат — цилиндрическая	$\mathbf{v} \rightarrow (v_0, \alpha_0, \beta_0)$ Система координат — сферическая
Инварианты движения	$\mu = \frac{W_\perp}{B} \cong \text{const}$ $J = \frac{1}{2\pi} \oint v_\parallel dl \cong \text{const}$	$I_z = \frac{1}{2\pi} \oint p_z dz \cong \text{const}$ [99] $I_x = \frac{1}{2\pi} \oint p_x dx \cong \text{const}$ [91, 120, 135]
Баланс натяжений	$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{1}{c} [\mathbf{j} \times \mathbf{B}] - \nabla \begin{pmatrix} p_\perp & 0 & 0 \\ 0 & p_\perp & 0 \\ 0 & 0 & p_\parallel \end{pmatrix}$ $p_\parallel \rightarrow p_\perp$	$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{1}{c} [\mathbf{j} \times \mathbf{B}] - \nabla \begin{pmatrix} p_{xx} & p_{xy} & p_{xz} \\ p_{yx} & p_{yy} & p_{yz} \\ p_{zx} & p_{zy} & p_{zz} \end{pmatrix}$ $\frac{1}{c} [\mathbf{j} \times \mathbf{B}]_x = \frac{dp_{xz}}{dz}$

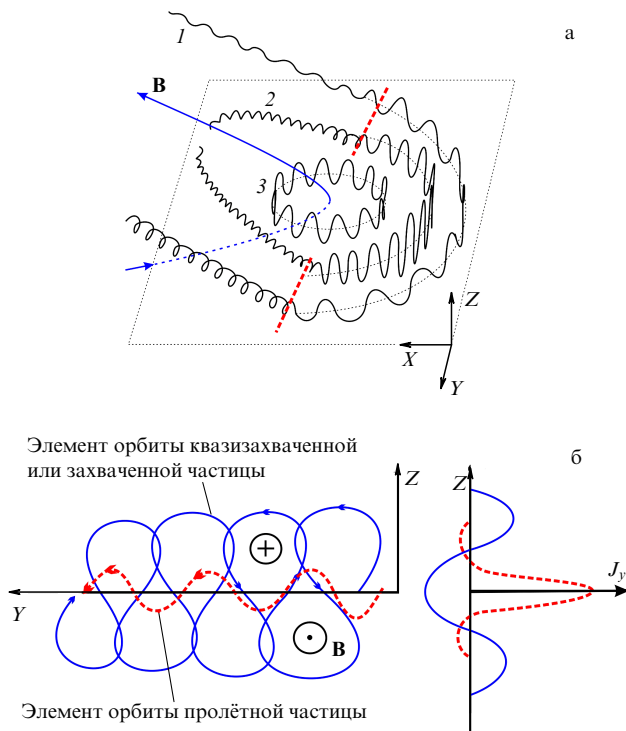


Рис. 6. (а) Три возможных типа траекторий в ТТС: разомкнутые (1), квазизамкнутые (2) и полностью захваченные (3) орбиты (показаны в системе координат GSM). Плоскость слоя обозначена тонкой пунктирной линией. Толстой штриховой красной линией обозначены сепаратрисы, на которых тип движения частиц меняется с "непересекающего" нейтрального слоя ($z = 0$) на "пересекающий". Синей линией показана магнитная силовая линия **B**. (б) Элементы квази-адиабатических орбит в нейтральной области: красная штриховая линия соответствует пролётной орбите, синяя сплошная линия — захваченной или квазизахваченной. Поддерживаемые частицами профили плотности тока показаны справа, соответственно красной штриховой и сплошной синей линиями. Петляющие траектории квазизахваченных частиц в центре слоя имеют отрицательные по y скорости, поэтому плотность поддерживаемого ими тока в этой области — отрицательная, а на краях слоя — положительная.

создаваемыми ими профилями плотности плазмы и тока.

Менее энергичные квазизахваченные ионы также размагничиваются при входе в слой и описывают полукруговость в поле B_z . На выходе из ТТС они захватываются магнитным полем, дрейфуют в отрицательном по y направлению и возвращаются снова в токовый слой (пример такой орбиты, называемой также "огурцовой", показан на рис. 6а). Количество "возвратов" конечно и зависит от соотношения частот быстрого и медленного движений, но в какие-то моменты времени протоны могут рассеяться по питч-углу, вылететь из ТТС и покинуть его. В силу замкнутости траекторий квазизахваченные частицы тока не переносят, хотя могут перераспределять профиль основного положительного тока. Из-за их особой динамики в нейтральном слое может наблюдаться отрицательный локальный ток в плоскости симметрии слоя [132], что можно видеть на рис. 6.

Третий тип орбит, показанный на рис. 6, принадлежит полностью захваченным частицам, не связанным с поступающим в слой потоком плазмы. Это самые низкоэнергичные частицы, которые движутся по квазизамкнутым (или полностью замкнутым) "восьмёрочным" или "ринговым" орбитам. Они никогда не пересекают сепаратрисы, а полный ток от них нулевой, как у квазизахваченных частиц. Однако, если плотность этих частиц достаточно велика, то они могут участвовать в перераспределении полного тока, а их локальные токи, противоположные основному, могут быть достаточно большими.

Возвращаясь к таблице, обратим внимание на правую колонку, где сверху вниз показаны характеристики движения частиц с $\kappa < 1$. Можно отметить, что скорость частицы во время меандрового движения представима в сферической системе координат через полную скорость v_0 и направляющие углы α_0 и β_0 . Магнитные моменты у подобных частиц не сохраняются, однако приближённо сохраняется квазиадиабатический инвариант движения I_z — аналог магнитного момента:

$$I_z = \oint p_z dz \approx \text{const}. \quad (1)$$

Здесь p_z — обобщённый импульс частицы [120, 133–135]. В нейтральной области ТТС степени свободы по x и z "расцепляются": медленное вращение вдоль x -координаты накладывается на быстрые осцилляции вдоль z , что можно видеть на рис. 6. При пересечении сепаратрис движения у частиц могут происходить малые скачки квазиадиабатического инварианта движения ΔI_z . В хвосте магнитосферы скачки адиабатических инвариантов заряженных частиц были оценены как [120]

$$\Delta I_z \cong \mp \frac{3}{2} \kappa \sqrt{1 - I_z^{4/3}} \ln 2 |\cos \theta_{\text{sep}}|, \quad (2)$$

где κ — параметр адиабатичности, θ_{sep} — фаза частицы при пересечении сепаратрисы. При $\kappa \ll 1$ они много меньше величины самого инварианта I_z : $\Delta I_z \ll I_z$ [35, 120, 135].

Если частица квазизахвачена и совершает многократные колебания вокруг ТС, то может сохраняться также её продольный инвариант I_x [88]. Движение пролётных и квазизахваченных частиц с приближённым сохранением инварианта I_z (1) было названо квазиадиабатическим. Тензор натяжений в плазме с подобными частицами является анизотропным [101], а не гиротропным, как в замагниченной плазме, что можно видеть из сравнения левой и правой колонок таблицы.

Из сказанного выше следует, что параметр κ является ключевым в динамике частиц. Для протонов с $\kappa \ll 1$ скачки инвариантов движения при вхождении в слой малы по сравнению с величинами самих инвариантов ($\Delta I_z \ll I_z$). Такие ионы в массе своей однократно взаимодействуют с ТС и являются пролётными, они же являются основными носителями тока в y -направлении. В работе [120] их квазиадиабатическое движение было впервые детально рассмотрено и применено к хвосту магнитосферы Земли. На основе этого рассмотрения развита и исследована теория ТТС [78, 79, 94, 95], основанная на приближённом сохранении инвариантов движения. У ионов с $\kappa \leq 1$ скачки инвариантов движения ΔI_z при пересечении сепаратрис могут быть существенно большими, поэтому их движение рассматривается как хаотическое, квазизахваченное. При $\kappa \sim 1-3$ и особенно при $\kappa > 3$ [120, 136, 137] ларморовские радиусы частиц становятся существенно меньшими по сравнению с размерами магнитной неоднородности в нейтральном

слое, поэтому движение частиц будет практически замагниченным, а для их описания применимо приближение ведущего центра [35].

3.2. Модель тонких токовых слоёв — новый класс магнитоплазменных равновесий.

Оценка характерной толщины

После открытия магнитосферного хвоста долгое время считалось, что на низких широтах в экваториальной области находится толстый (с характерным масштабом много больше тепловых ионных гирорадиусов) ТС, поддерживаемый дрейфовыми токами замагниченной плазмы [138 – 140]. В аналитических моделях, описывающих такой "толстый" ТС, равновесие между магнитным полем и плазмой поддерживается за счёт градиентов давления плазмы. Такие модели, как правило, двумерные [141]. В 1965 г. Спейсер опубликовал пионерскую работу [99], в которой предположил, что ТС в хвосте магнитосферы не всегда толстый, он может быть и тонким, и впервые предположил, что протоны вблизи нейтральной плоскости могут изменять тип движения, переходя на меандровые (серпантинные) траектории. Позднее Иствуд в работе [100] провёл численное моделирование с помощью трассирования частиц в магнитном поле, позволившее оценить толщину сравнительно тонкого слоя в хвосте магнитосферы во время геомагнитных возмущений, исходя из вида меандровых протонных траекторий. Первые аналитические оценки толщины ТТС были сделаны в работах [142, 143], где толщина тонкого ионного слоя L_i оказалась сравнимой с дрейфовым ларморовским радиусом протона ρ_{iD} (или даже меньше него) и примерно равной $L_i \approx \rho_{iD} \varepsilon^{4/3} = \rho_{iT} \varepsilon^{1/3}$ (где $\varepsilon = v_T/v_D$ — потоковый параметр, $\rho_{iT} = \rho_{iD} \varepsilon$ — тепловой гирорадиус протона (см. раздел 3.1)). Данная оценка хорошо согласуется с наблюдениями в случае сильной плазменной анизотропии, когда $\varepsilon \equiv v_T/v_D < 1$. В предельном случае сверхсильной потоковой анизотропии и условия $v_T/v_D < B_z/B_0$ [135, 144] скачки инвариантов частиц оказываются большими ($\Delta I_z \sim I_z$ или даже $\Delta I_z > I_z$), а толщина слоя зависит от отношения величин нормальной и тангенциальной магнитных компонент: $L_i \approx \rho_0 (B_z/B_x)^{4/3}$. В другом предельном случае $v_T/v_D \gg 1$ толщина слабоанизотропного ТТС — порядка теплового гирорадиуса частицы $L \sim \rho_T$ [101].

Новый взгляд на динамику частиц был учтён в первых подходах к созданию моделей ТТС, сначала несамосогласованных [145, 162], позднее — самосогласованных численных и аналитических моделей ТТС [146, 147], которые появились как модели сжатия ТС хвоста под действием крупномасштабного электрического поля. Усилия по созданию модели ТТС завершились созданием одномерной равновесной модели, в которой электростатические эффекты не были учтены (электроны считались нейтрализующим фоном) [94, 95], при этом была учтена ионная анизотропия давлений в ТТС и квазиadiaбатическая динамика. Фактически был построен новый класс одномерных моделей ТТС, в которых натяжение магнитных силовых линий в x -направлении уравновешено силой инерции ионов, пересекающих плоскость ТС. Одномерность слоя означает, что он плоский и настолько тонкий, что можно считать его структурой, полностью лежащей в плоскости $\{x, y\}$, а все значимые характеристики зависят только от поперечной к слою z -координаты. Весь ТТС поддерживается взаимопрони-

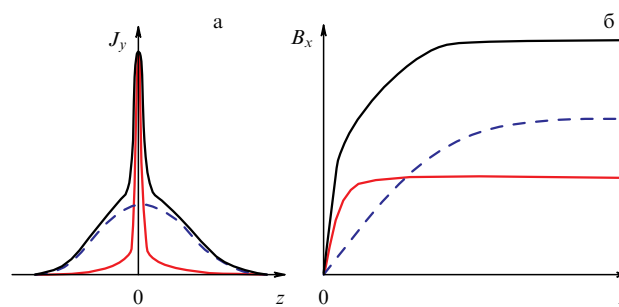


Рис. 7. Схематическое изображение структуры вложенного ТТС: (а) профили полной плотности тока (чёрная линия), плотности тока электронов (красная линия) и протонов (синяя штриховая линия). (б) Профили самосогласованного тангенциального магнитного поля, поддерживаемого электронами и ионами (показаны соответственно сплошной красной и штриховой синей линиями) и полное магнитное поле (чёрная сплошная кривая). (Рисунок адаптирован из работы [78].)

кающими потоками пролётных ионов с сильной продольной анизотропией. В нейтральной плоскости ионы размагничиваются и движутся вдоль серпантинных петляющих траекторий [35]. В таком слое тензор давлений, уравнивающий ТС и поддерживающий его стационарное состояние, является анизотропным [80, 101, 105, 132].

В историческом плане самосогласованная модель без учёта электростатических эффектов была впервые предложена в работах [94, 95] в 2000 г., а своё развитие получила в 2004 г., когда были учтены электростатические поля, требующиеся для поддержания квазинейтральности плазмы при взаимодействии электронной и ионной популяций [78]. Оказалось, что пространственная структура ТС в простейшем приближении может рассматриваться как практически одномерная магнитоплазменная структура, равновесие которой обеспечивается балансом между магнитным натяжением и силой инерции ионов, пересекающих токовый слой. Общая структура ТТС показана схематически на рис. 7, где на рис. 7а можно видеть профили полной плотности тока (чёрная сплошная кривая), плотности тока электронов (красная кривая) и протонов (синяя штриховая линия) как функции поперечной к слою z -координаты. Соответствующие профили тангенциального магнитного поля, поддерживаемого всеми частицами и отдельными плазменными популяциями, показаны на рис. 7б. На рисунках чётко выделяются два масштаба токов: узкий электронный и более широкий — протонный. Это одна из основных характеристик ТТС, называемая вложенностью, когда узкий электронный ток замагниченных электронов вложен внутрь более широкого ионного токового слоя, поддерживаемого размагниченными ионами на квазиadiaбатических орбитах. Динамика разных плазменных популяций внутри ТТС может существенным образом различаться — это отличительная особенность данного типа токовых слоёв.

Таким образом, по сравнению со старыми изотропными моделями токового слоя магнитосферного хвоста модель ТТС оказалась новым типом плазменного равновесия, поддерживаемого размагниченными квазиadiaбатическими протонами и замагниченными электронами. Далее мы покажем, что равновесные ТС с анизотропными потоками на краях слоя по своим свойствам

принципиально отличаются от описанных равновесий типа [89, 138, 139, 148].

Рассмотрим, как формируется основная структура ТТС. В модели делается предположение, что толщина токового слоя (вдоль Z -координаты) много меньше его протяжённости вдоль X - и Y -координат, поэтому ТС практически однороден в направлении Земля–Солнце и утро–вечер в упомянутой солнечно-магнитосферной GSM-системе координат (напомним, что ось X направлена от Земли к Солнцу, ось Z — с юга на север вдоль геомагнитного диполя, ось Y — с востока на запад). Перейдя в систему де Хоффмана–Теллера, можно считать модель квазистационарной и не учитывать электрическое поле конвекции E_y , а также процессы ускорения частиц, связанные с наличием этого поля.

Величина ионного параметра k в хвосте достаточно мала, поэтому динамика ионов в ТС может рассматриваться как квазиadiaбатическая [120]. Пролётные ионы считаются основными носителями тока. Магнитное поле имеет две компоненты — нормальную и тангенциальную: $\mathbf{B} = \{B_x(z), 0, B_z\}$, где $B_z = \text{const}$. Для такой конфигурации магнитного поля система уравнений Власова–Максвелла $\text{rot } \mathbf{B} = (4\pi/c)\mathbf{J}$, $d\mathbf{f}/dt = 0$ сводится к одномерной системе уравнений для $B_x(z)$, зависящей только от z -координаты:

$$\begin{cases} \frac{dB_x}{dz} = \frac{4\pi}{c} \left\{ e \int v_y f_p(z, \mathbf{v}) d^3\mathbf{v} + j_{ey}(z) \right\}, \\ B_x(\pm L) = B_{x0}, \quad B_y = 0, \quad B_z = \text{const}, \end{cases} \quad (3)$$

где $f_p(z, \mathbf{v})$ — функция распределения протонов на краях ТС, c — скорость света, $B_{x0} = |B_x(z) \rightarrow \infty|$, j_{ey} — электронный дрейфовый ток.

Условие квазиadiaбатичности означает, что при движении пролётной частицы в конфигурации магнитного поля ТТС сохраняются следующие интегралы движения: полная энергия $W_0 = mv^2/2 + e\varphi$, обобщённый импульс движения $P_y = mv_{y0} - (e/c)A_y(x, z)$ и квазиadiaбатический инвариант $I_z = \oint p_z dz$, преобразуемый к виду [35, 95]

$$I_z(\mathbf{v}, z) = \frac{2m}{\pi} \int_{z_0}^{z_1} \left(v_y^2 + v_z^2 + 2e\{\varphi(z) - \varphi(z')\} - \left\{ v_y + \frac{e}{mc} \int_z^{z'} B_x(z'') dz'' \right\}^2 \right)^{1/2} dz' \quad (4)$$

с пределами интегрирования, которые определяются из условия обращения в нуль подкоренного выражения в интеграле (или $v_z = 0$).

Функция распределения ионов, выбранная в виде смещённого максвелловского распределения вне ТС ($z \rightarrow \pm\infty$) [143, 149], имеет вид

$$f_p(\mathbf{v}) = \frac{n_0}{(\pi^{1/2}v_T)^3 (1 + \text{erf}(v_D/v_T))} \times \exp \left\{ -\frac{(v_{\parallel} - v_D)^2 + v_{\perp}^2}{v_T^2} \right\}. \quad (5)$$

Здесь $v_{\parallel}$ и $v_{\perp}$ — проекции скорости ионов соответственно вдоль и поперёк направления магнитного поля, v_D — средняя скорость потока плазмы из источника, расположенного на бесконечности, v_T — тепловая скорость. Для связи функции распределения протонов с её асимптоти-

ческой формой вне слоя можно использовать соотношение $I_z = (2mc/e)\mu$ между инвариантом движения частицы I_z и её магнитным моментом $\mu = mv_{\perp}^2/2B_0$ вне слоя [94]. Тогда можно перейти к функции распределения пролётных протонов, записанной через интегралы движения в виде $f_p(\mathbf{v}) \rightarrow f(W_0, I_z)$, т.е.

$$f(W_0, I_z) = \frac{n_1}{(\pi^{1/2}v_T)^3 (1 + \text{erf}(v_D/v_T))} \times \exp \left\{ -\left[\left(\sqrt{\frac{2W_0}{m} - \frac{\omega_0}{m} I_z} - v_D \right)^2 + \frac{\omega_0}{m} I_z \right] v_T^{-2} \right\}, \quad (6)$$

где $\omega_0 = eB_0/mc$ — гирочастота вращения иона вне токового слоя, $I_z \leq mv_0^2/\omega_0$.

В таком виде она может быть обобщена на всё пространство ТС. Для квазизахваченных частиц с инвариантами движения $I_z > mv_0^2/\omega_0$ тепловое распределение Максвелла переписывается аналогичным образом:

$$f_{\text{trap}} = \frac{n_0}{(\pi^{1/2}v_T)^3 (1 + \text{erf}(v_D/v_T))} \exp \left\{ -\frac{v_D^2 + (\omega_0/m)I_z}{v_T^2} \right\}. \quad (7)$$

Обе функции сшиваются при значении инварианта $I_z = mv_0^2/\omega_0$.

3.3. Учёт электростатических эффектов

Рассмотрим подробнее, как учтены электростатические эффекты в модели анизотропного магнитоплазменного тонкого равновесия [78] и каким образом реализуется взаимодействие электронной и ионной популяций. Так как электроны считаются замагниченными, то их можно рассматривать в так называемом полужидкостном приближении с анизотропным тензором давлений (детальный вывод уравнений можно увидеть в [78] и [35]). Также предполагается, что электронное движение вдоль силовых линий достаточно быстрое, для того чтобы сохранять бoльцмановское равновесие в присутствии электростатического потенциала и зеркальной силы $-\mu\nabla B$. Учитывается условие квазинейтральности $n_i \approx n_e$, а также принимается во внимание ненулевая компонента амбиполярного электрического поля $E_z \neq 0$ (при этом предполагается, что $E_y = 0$).

В полужидкостном приближении движение электрона может быть описано в направлении перпендикулярном магнитному полю как жидкость, а в параллельном направлении — в приближении ведущего центра:

$$m_e \frac{d\mathbf{v}_{e\perp}}{dt} = -e \left(\mathbf{E}_{\perp} + \frac{[\mathbf{v}_e \times \mathbf{B}]}{c} \right) - \frac{\nabla_{\perp} p_e}{n_e}, \quad (8)$$

$$m_e \frac{dv_{e\parallel}}{dt} = -eE_{\parallel} - \frac{\nabla_{\parallel} p_e}{n_e} - \mu\nabla_{\parallel} B, \quad (9)$$

где $(-e)$ — заряд электрона. Последний член в (9) — выталкивающая диамагнитная сила, действующая на электроны с магнитным моментом μ , $p_e = p_{\perp}\delta_{ij} + (p_{\parallel} - p_{\perp})h_i h_j$ — тензор электронного давления с единичным вектором $\mathbf{h} = \mathbf{B}/B$ вдоль направления магнитного поля, $B = \sqrt{B_x^2 + B_z^2}$ — полное магнитное поле. Пренебрегая инерцией быстрого движения электронов в параллельном направлении и делая замену $E_{\parallel} = -\nabla\varphi$, можно получить из (9) уравнение вида

$$\nabla\varphi(s) = \frac{1}{en_e} \nabla_{\parallel} p_e + \frac{\mu\nabla_{\parallel} B(s)}{e}, \quad \varphi(\infty) \equiv \varphi_0 = 0, \quad (10)$$

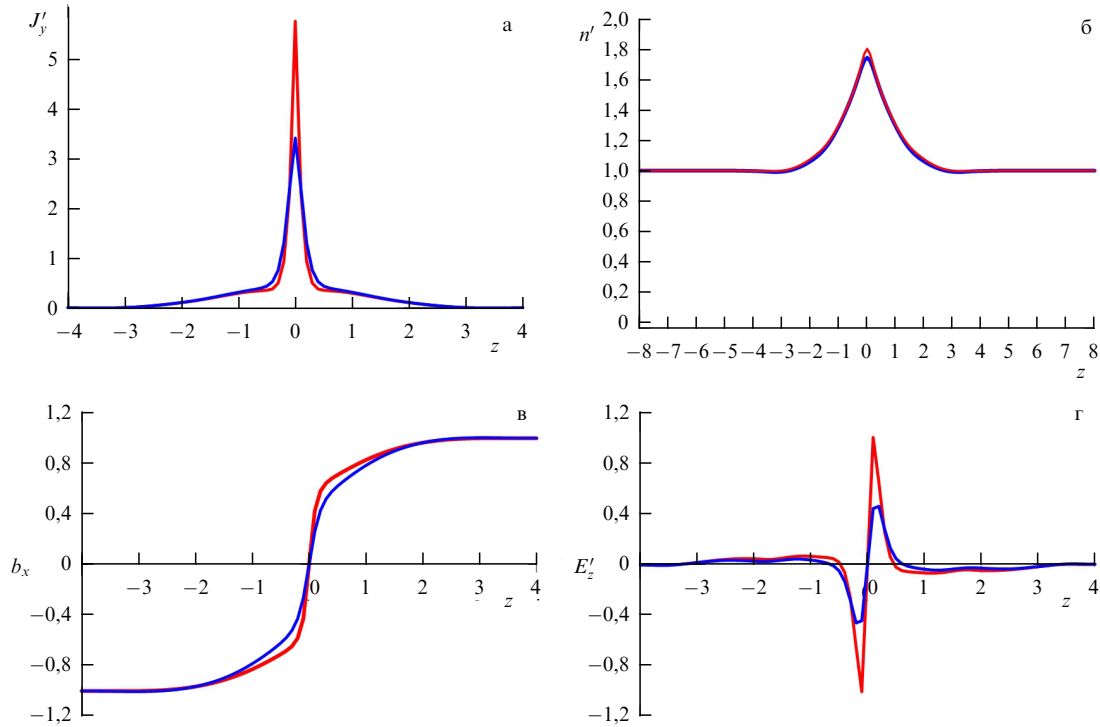


Рис. 8. Самосогласованные профили основных нормированных характеристик вложенного ТС как функции поперечной координаты z (расчёты адаптированы из [78]), рассчитанные для $\varepsilon_i = 1$ (для всех графиков): (а) плотность тока $J'_y(z)$, (б) плотность плазмы $n'(z)$, (в) тангенциальная магнитная компонента $b_x(z)$, (г) амбиполярное электрическое поле $E'_z(z) = -\partial\varphi/\partial z$. Расчёты сделаны при параметре потоковой анизотропии $\varepsilon_i \equiv v_{Ti}/v_{Di} = 1$ для величин безразмерной компоненты нормального магнитного поля $b_z = B_z/B_0 = 0,05$ (красные кривые) и $b_z = 0,3$ (синие кривые).

где s — криволинейная координата вдоль силовой линии и выполняется условие квазинейтральности $n_e(\mathbf{r}, \varphi(\xi)) = n_i(\mathbf{r}, \varphi(\xi)) = n$. Для изотермических электронов уравнение (10) приобретает вид распределения Больцмана:

$$\frac{n_e(s)}{n_0} = \exp \left[\frac{e(\varphi(s) - \varphi_0) - \mu(B(s) - B_0)}{T_e} \right]. \quad (11)$$

Для вычисления величины плотности тока в перпендикулярном к магнитному полю направлении можно использовать уравнение для дрейфовых электронных токов:

$$\mathbf{j}_{e\perp} = -en_e c \frac{[\mathbf{E} \times \mathbf{h}]}{B} + \frac{c}{B} [\mathbf{h} \times \nabla_{\perp} p_{e\perp}] + \frac{c}{B} (p_{e\parallel} - p_{e\perp}) [\mathbf{h} \times (\mathbf{h} \nabla) \mathbf{h}], \quad \mathbf{h} = \frac{\mathbf{B}}{B}. \quad (12)$$

Первое и второе слагаемые в уравнении (12) описывают дрейфовое движение замагниченных электронов под действием скрещенных электромагнитных полей и токи намагничивания, связанные с градиентом плотности плазмы поперёк слоя [35]. Последнее слагаемое в (12) описывает ток кривизны электронов в области максимальной кривизны силовых линий.

Введение нормализованных переменных: z -координаты $Z = z\omega_0/\varepsilon_i^{4/3} v_{Di}$, скорости частицы $\mathbf{w} = \mathbf{v}/(v_{Di}\varepsilon_i^{2/3})$, магнитного поля $\mathbf{h} = \mathbf{B}/B_0$ ($B_0 = B_x(L_i)$, L_i — граница ТТС), плотности тока $J'_y(Z) = j_y \varepsilon_i^{-2/3}/(en_0 v_{Di})$, плотности плазмы $n' = n/n(L_i)$ и электрического поля $E'_z = cE_z/(\varepsilon_i^{2/3} B_0 v_{Di})$ — позволяет описывать ТТС с помощью сравнительно небольшого набора свободных параметров, среди которых основными являются $\varepsilon_i =$

v_{Ti}/v_{Di} — потоковая ионная анизотропия (v_{Ti} и v_{Di} — соответственно тепловые и потоковые скорости ионов) и $b_z = B_z/B_0$ — величина нормализованной компоненты нормального магнитного поля. Для обычных условий магнитосферного хвоста ионный потоковый параметр ε_i меньше или порядка единицы, поэтому фактически переменная Z нормирована на ионный гирорадиус на краях ионного ТС.

Совместное решение системы уравнений Власова — Максвелла для ионов и упрощённых МГД-уравнений для электронов (4)–(12) позволило получить самосогласованные решения равновесной задачи, полностью согласованные с данными наблюдений ТС магнитосферного хвоста [77, 78, 80]. На рисунке 8 показаны рассчитанные самосогласованные нормированные профили основных характеристик ТТС как функций от поперечной к слою z -координаты. Рисунок 8а показывает распределение в ТТС плотности тока, рис. 8б — плотности плазмы; рис. 8в — тангенциальной магнитной компоненты магнитного поля $b_x(z)$ и рис. 8г — величины амбиполярного электрического поля E_z . Расчёты проведены для двух значений нормальной магнитной компоненты магнитного поля в ТТС $B_z/B_0 = 0,05$; 0,3 и показаны соответственно красными и синими линиями (расчёты адаптированы из работы [78]). Сравнение профилей рис. 8а и б демонстрирует вложенность токового слоя внутри плазменного слоя: профили ионной плотности тока на краях слоя спадают до нуля, а плотность плазмы на краях слоя выходит на постоянный уровень. На рисунках 8а и в чётко выделяются электронный и ионный масштабы, характерные для областей доминирования электронов и ионов. Им соответствуют разные

величины производных плотности тока и магнитного поля в областях $z \approx 0$ и $z \approx L_i$, т.е. можно сказать, что узкий электронный слой вложен внутрь более широкого ионного слоя. Также из рис. 8а, в видно, что интенсивности электронного и ионного токов существенно зависят от величины нормальной магнитной компоненты b_z : чем она больше, тем меньше становятся плотности токов обоих вложенных слоёв, поддерживаемых квазиadiaбатическими частицами и замагниченными электронами [78, 150]. Это объясняется тем, что частицы всё сильнее замагничиваются в области сильного магнитного поля. Рисунок 8г показывает распределение в ТТС амбиполярного электрического поля E_z , способствующего поддержанию вложенной структуры ТТС как единого целого в нейтральной области.

Учёт в ТТС таких плазменных компонент, как тяжёлые ионы, квазизахваченные частицы [73, 74, 79], а также учёт магнитного шира (внешнего или самосогласованного [76, 77]) и асимметричных источников плазмы [75] позволил исследовать этот совершенно новый тип владовского равновесия с многократно вложенными друг в друга токовыми слоями разных масштабов. Благодаря этому свойству модель [35, 79] получила название "модели матрёшки".

С вложенными моделями тонких слоёв ионных масштабов была связана нетривиальная проблема получения аналитической оценки толщины вложенного электронного слоя. Дело в том, что в гибридной модели вложенного ТТС [35, 78] первоначально электроны рассматривались как полностью замагниченная популяция частиц. Это было связано с имеющимися в то время данными спутников Cluster, которые, как отмечено в разделе 2.1, позволяли различать в основном ионные масштабы, а вложенные электронные ТС можно было выделить по косвенным признакам. Хотя нормальная компонента магнитного поля B_z в ТТС мала, оценки параметра адиабатичности электронов в работах [55, 56] говорили о том, что, в отличие от малого ионного параметра, электронный параметр адиабатичности $\kappa_e > 1$, т.е. динамика электронов в ТТС управляется магнитным полем. В силу этого естественным образом можно было предположить, что электроны большей частью замагничены и распределены по закону Больцмана [78], а значит, для описания их динамики можно использовать как МГД-подход, так и приближение ведущего центра. Однако в этих двух подходах оценка толщины вложенного электронного слоя, поддерживаемого замагниченными частицами, невозможна из-за отсутствия учёта движения, поперечного к магнитному полю. В течение долгого времени, несмотря на активное развитие гибридной модели ТТС, скейлинг электронных слоёв отсутствовал. Оценки толщины электронного слоя, вложенного внутрь ионного слоя, были получены в работах [151, 152] спустя два десятилетия. В этих работах удалось не только сделать оценки масштабов электронных токовых слоёв, но и показать их тесную взаимосвязь с внешними ионными слоями.

В работах [151, 152] была использована простая аналитическая модель ТТС: $\mathbf{B} = B_x(z)\mathbf{e}_x + B_y\mathbf{e}_y + B_z\mathbf{e}_z$. В [151] сдвиговая магнитная компонента B_y не учитывалась ($B_y = 0$). Позднее в работе [152] удалось изучить её влияние, а также учесть анизотропию электронной компоненты, вводя $\beta_a = 4\pi(p_{e\parallel} - p_{e\perp})/B^2$ как свободный параметр ($B(z) = (B_x^2(z) + B_y^2 + B_z^2)^{1/2}$, $p_{e\parallel}$, $p_{e\perp}$ — соответ-

ственно продольная и поперечная компоненты тензора электронного давления). Напомним, что конфигурации, в которых $B_y \neq 0$, называются шировыми (от англ. shear — сдвиг). В них плоскости, в которых лежат магнитные силовые линии, наклонены по отношению к нормали, построенной к нейтральной плоскости. Задачей являлось нахождение самосогласованного профиля тангенциальной компоненты $B_x(z)$. Входными параметрами модели, кроме величины нормальной компоненты B_z и электронной анизотропии β_a , были плотность плазмы $n(z)$ и T_e , T_i — температуры электронов и протонов соответственно. Эти параметры однозначно определяли ионную инерционную длину $\delta_i = c/\omega_{pi}$ (ω_{pi} — ионная плазменная частота) и ионный ларморовский радиус ρ_{in} в поле нейтрального слоя B_z .

Учёт магнитного шира, т.е. фактически угла наклона α магнитных силовых линий по отношению к нормали в экваториальной плоскости ($\alpha = \arctan(B_y/B_z)$), позволил оценить частоту крупномасштабного вращения протонов в плоскости $z = 0$:

$$\Omega_{L\min} = \frac{e\sqrt{B_y^2 + B_z^2}}{mc} = \frac{B_n}{B_0} \omega_0 \frac{1}{\cos \alpha}, \quad (13)$$

где $\omega_0 = eB_0/mc$, $B_0 \equiv B(L_i)$, L_i — толщина ионного слоя. Зная гирочастоту на краях ТТС $\omega_{B\max} = eB(L_i)/mc$, удалось определить параметр адиабатичности протонов:

$$\kappa = \frac{\Omega_{L\min}}{\omega_{B\max}} = \frac{b_n}{\cos \alpha} \sqrt{\frac{L}{\rho_0}}, \quad b_n = \frac{B_n}{B_0}. \quad (14)$$

Для нахождения масштаба электронного тока использовалось уравнение Ампера

$$\text{rot } \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} (\mathbf{j}_i + \mathbf{j}_e). \quad (15)$$

Здесь $\mathbf{j}_i$ — плотность тока, поддерживаемого квазиadiaбатическими ионами, $\mathbf{j}_e$ — плотность тока, поддерживаемого электронными дрейфами в нейтральной области. Дрейфовые электронные токи рассматриваются в приближении ведущего центра:

$$\mathbf{j}_{e\perp} = \frac{c}{B(z)} [\mathbf{h} \times \nabla_{\perp} p_{e\perp}] + \frac{c}{B(z)} (p_{e\parallel} - p_{e\perp}) [\mathbf{h} \times (\mathbf{h} \nabla) \mathbf{h}], \quad (16)$$

$$\mathbf{h} = \frac{\mathbf{B}}{|\mathbf{B}|}.$$

В магнитной конфигурации с широм оценка электронного тока (16) приобретает вид

$$|\mathbf{j}_{e\perp}| \approx c\Delta p_e \frac{B_z}{B^4} \frac{\partial B_x}{\partial z} \frac{B_z}{\cos \alpha}, \quad B = \sqrt{B_x^2(z) + B_y^2 + B_z^2}. \quad (17)$$

Это соотношение позволило, в конечном счёте, оценить величину y -компоненты электронного тока:

$$j_{ey} = \frac{j_{e\perp}}{\cos \alpha} = c\Delta p_e \frac{B_z^2}{B^4} \frac{\partial B_x}{\partial z} \frac{1}{\cos^2 \alpha}. \quad (18)$$

Параметр анизотропии β_a входит в условие шланговой устойчивости в виде

$$p_{e\parallel} - p_{e\perp} = \frac{\beta_a B^2}{4\pi} \quad (19)$$

и лежит в интервале значений $0 < \beta_a < 1$, при этом граница шланговой неустойчивости определяется условием $\beta_a = 1$. Окончательно удалось упростить уравнение (15) и преобразовать к виду

$$\frac{dB_x}{dz} = \frac{4\pi}{c} j_{iy} \left(1 - \frac{\beta_a}{\cos^2 \alpha} \frac{B_n^2}{B^2} \right)^{-1}. \quad (20)$$

После введения следующих безразмерных переменных: $\tilde{z} = z/\lambda$ (где $\lambda = \delta_i^2/\rho_{in}$, $\delta_i = c/\omega_{pi}$, $\rho_{in} = v_{Ti}/\Omega_{Zi}$, $\Omega_{Zi} = eB_z/m_i c$, $v_{Ti} = \sqrt{2kT_i/m_i}$ — тепловая скорость иона, m_i — его масса) и $b(\tilde{z}) = B_x/B_0 \leq 1$, $b_0 = B_0/B_z > 1$, интегрирование уравнения (20) дало такие оценки для скейлинга магнитного поля в шировой конфигурации в области доминирования электронного тока (при малых $\tilde{z}$): $b(\tilde{z}) \sim [3\tilde{z}/(b_0^3 \cos^2 \alpha)]^{1/3}$ для сильной электронной анизотропии и $b(\tilde{z}) \sim \tilde{z}/b_0(1 - \beta_a)$ при умеренной и слабой анизотропии давления электронов. Масштаб ионного слоя определяется асимптотическим значением магнитного поля $B_0 = B_x(z \rightarrow L_i)$, где L_i — толщина ионного слоя ($L_i \geq \delta_i$).

Таким образом, для двух предельных случаев электронной анизотропии получены окончательные оценки толщин электронного слоя. В пределе сильной анизотропии скейлинг электронного слоя имеет вид [152]

$$L_e \sim \frac{\lambda}{3 \cos \alpha}, \quad \beta_a \geq 1, \quad (21)$$

а в случае умеренной и слабой анизотропии $\beta_a < 1$ получаем:

$$L_e \sim \frac{1 - \beta_a}{\cos \alpha} \lambda \quad (22)$$

самого электронного слоя: $L_e \approx \lambda / \cos \alpha$ (где $\lambda = c^2/\omega_{pi}\rho_{in}$ — ионная инерционная длина, c — скорость света, ω_{pi} — ионная плазменная частота, $\rho_{in} = v_{Ti}/\Omega_{in}$ — ларморовский радиус вращения протона в поле B_z , v_{Ti} — тепловая ионная скорость, Ω_{in} — частота вращения протона в поле B_z) в ситуации, когда отсутствует характерный масштаб движения самих электронов. Можно показать, что на границе применимости описания электронов в приближении ведущего центра ($\kappa_e = 1$) характерная толщина электронного слоя L_e становится в точности равной электронному ларморовскому радиусу [152].

Проведённый анализ иллюстрирует сложные нелинейные связи вложенных друг в друга электронного и ионного токовых слоёв, формирующих общую токовую структуру.

3.4. Развитие теории. Свойства тонких токовых слоёв и кинетические модели

Дальнейшее развитие аналитической модели [78, 79, 132, 152] и переход к её двумерной структуре были реализованы в работе [88], которая позволила оценить структуру ТТС на большом протяжении хвоста в зависимости от меняющейся с расстоянием величины нормальной магнитной компоненты B_z . Оказалось, что с ростом к Земле нормальной компоненты в системе возрастала плотность захваченной магнитным полем плазмы, которая ток в хвосте не поддерживает, но приводит к расщеплению профилей плотности тока и формированию разнообразных конфигураций с двумя максимумами плотности тока, обрамлёнными отрицательными мини-

мумами [132]. При этом электронный ток имел наиболее глубокое вложение внутри ТС и создавал узкий пик плотности тока в центральной части слоя. Остальные особенности профилей были обусловлены динамикой захваченных и квазизахваченных в слое частиц. Модель ТТС позволила исследовать и объяснить механизмы образования трёх типов токовых слоёв: с одним, двумя и тремя максимумами, асимметричные структуры [24, 35, 72], т.е. все основные особенности наблюдаемых ТТС, перечисленные в разделе 2.1.

Можно добавить, что развитие кинетического подхода к моделированию тонких слоёв дало возможность не только объяснить основные, наблюдаемые *in situ* особенности их конфигураций [35, 61, 91, 92], но и предсказать новые свойства, касающиеся их структуры и динамики, которые не могли быть объяснены на основании только данных наблюдений.

1. ТТС имеет ионную толщину (т.е. от сотен до нескольких тысяч километров для 10-кэВных протонов магнитосферного хвоста), но в самом центре его может присутствовать вложенный, на порядок более тонкий, электронный слой толщиной в несколько десятков километров (энергии электронов в хвосте существенно ниже протонных). Ток в ТТС поддерживается втекающими в слой потоками плазмы, весь слой как целое вложен внутрь гораздо более широкого плазменного слоя.

2. Динамика протонов в ТТС — квазиadiaбатическая, как показано в работе [120]. Квазиadiaбатическая динамика определяет внутреннюю структуру токового слоя. Она предполагает размагничивание ионов при входе в токовый слой и их серпантинное движение вдоль полуокружности в нейтральной плоскости, которую частица попеременно пересекает, двигаясь между Северным и Южным полушариями (такая траектория ещё называется меандровой).

3. Поскольку гирорадиусы электронов существенно меньше толщины протонного слоя, был сделан вывод, что электроны полностью замагничены внутри токового слоя [78, 151, 152]. Это обстоятельство свидетельствовало о необходимости учёта в модели амбиполярного электрического поля E_z , возникающего из-за разной динамики плазменных частиц. Благодаря присутствию амбиполярного поля популяция электронов достаточно сильно зависела от свойств протонной популяции, например, от толщины окружающего ионного токового слоя.

4. Ионы (в хвосте магнитосферы к популяции протонов могут присоединяться тяжёлые ионы кислорода) являются основными токнесущими частицами и, как было оценено в [79], поддерживают более 70 % от полного тока. Профиль плотности тока, создаваемого размагниченными квазиadiaбатическими ионами, определяется их динамикой — меандровым движением в нейтральной области, а в целом, — соотношением между популяциями пролётных и квазизахваченных частиц. С их учётом можно предсказать формирование многопиковых профилей плотности тока [35].

5. Асимметрия ТС может определяться, в частности, следующими факторами: асимметрией источников плазмы [75], влиянием шировой магнитной компоненты, присутствующей в ТТС, и, возможно, сезонным изменением наклона магнитного диполя Земли [76, 77].

6. Интегральный электронный ток, амплитуда которого может быть при определённых условиях много

больше, чем у протонного тока, составляет не более 30 % от полного тока в системе [79]. Электронный ток, поддерживаемый токами кривизны электронов, очень узкий, его величина обратно пропорциональна радиусу кривизны магнитных силовых линий в окрестности нейтральной плоскости $z = 0$. При малой толщине даже сильный электронный ток может давать небольшой вклад в полный ток.

7. Для ТТС характерна вложенная структура, при которой узкий электронный ток вложен внутрь более широкого протонного тока, а весь ТС как целое вложен внутрь намного более широкого плазменного слоя. Свойство вложенности является важным и отличительным свойством токовых слоёв. Благодаря ему в системе поддерживается амбиполярное электрическое поле, которое поддерживает ТТС как единое целое, при этом выполняется условие шланговой устойчивости слоя [149].

8. ТТС метастабилен, т.е. устойчив в начале развития суббури, однако под действием возникающей тиринг-неустойчивости он может спонтанно разрушаться [98], вследствие чего в магнитосфере могут происходить многообразные суббуревые возмущения.

С развитием знаний о формировании и динамических свойствах ТТС на основе их наблюдений в магнитосфере возник принципиальный, горячо обсуждаемый вопрос об их роли в развитии магнитосферных возмущений [35, 45, 135]. Как показывают современные наблюдения и результаты моделирования, именно ТТС являются ключевыми структурами, формирующими геомагнитный отклик на взаимодействие магнитосферы с СВ. Основным сценарий формирования ТТС в магнитосфере во время довольно частых магнитных суббурь состоит в следующем: гелиосферный токовый слой имеет сильную складчатость [153, 154]. В областях (секторах) между его складками межпланетное магнитное поле (ММП) может иметь выраженное северное или южное направление. Земля, двигаясь в плоскости эклиптики, периодически пересекает границы между складками (секторы), при этом направление ММП меняется на противоположное. Магнитные суббури всегда начинаются с приходом южного ММП, которое пересоединяется на дневной магнитопause с противоположно направленным геомагнитным полем, а затем пересоединённый магнитный поток перекидывается в хвост. Под действием растущего магнитного поля за время от 0,5 до 2 ч токовый слой хвоста магнитосферы утоньшается от первоначальной толщины в несколько R_E до нескольких сотен или тысяч километров. Образуется протяжённый вдоль хвоста ТТС [35], в котором накапливается избыток свободной энергии [45, 135]. В процессе эволюции в ТТС может развиваться тиринг-неустойчивость, при которой плоский ток распадается на один или несколько токовых жгутов (так называемых плазмоедов). Дрейфовые движения отсоединившихся от геомагнитного поля плазмоедов способствуют их движению в хвост и далее — за пределы магнитосферы. Одновременно возникают движущиеся к Земле волны диполизации магнитного поля [155, 156], восстанавливающие исходную форму магнитосферы. Потоки ускоренных пересоединением частиц высыпаются в атмосферу в область аврорального овала [157, 158]. Суббуря прекращается, когда основная часть энергии, поступившей извне в магнитное поле Земли, диссипирует из магнитосферы вместе с плазмоидами и ускоренными потоками плазмы. Цикл трансформации

энергии завершается восстановлением магнитосферы к исходному состоянию [159], чтобы повториться при следующем внесении в неё избытка энергии из СВ.

3.5. Ионная тиринг-неустойчивость как механизм высвобождения энергии и магнитного пересоединения в метастабильных тонких токовых слоях

Исследование устойчивости квазиadiaбатической модели многомасштабного вложенного ТТС фактически положило конец предшествующим научным дискуссиям об абсолютной устойчивости токового слоя магнитосферного хвоста [45, 92, 98]. В рамках линейной теории устойчивости была оценена устойчивость по отношению к ионной тиринг-моду. Был использован энергетический принцип, согласно которому баланс энергии в возмущённой системе при развитии тиринг-моды можно представить следующим образом [92, 98]:

$$\delta W = W_b + W_{\text{free}} - W_e. \quad (23)$$

Первое слагаемое в правой части (23) отражает затраты энергии на создание возмущённого магнитного поля, приводящего к пересоединению, второе — свободная энергия слоя, обеспечивающая притяжение друг к другу параллельных токовых филаментов, третья — расход энергии на сжатие/разрежение электронной компоненты плазмы (эффект электронной сжимаемости) в присутствии нормальной компоненты B_z . Слагаемое W_{free} фактически определяет запас свободной энергии в ТТС, которая обеспечивает развитие тиринг-возмущения. При оценках $W_{\text{free}} < 0$, в то время как два других слагаемых должны быть положительными, т.е. $W_b, W_e > 0$. Детальный вывод и описание функционала энергии можно найти в [45, 92, 98].

Функционал энергии δW отражает разницу энергий между возмущённым и невозмущённым состояниями токового слоя. Если $\delta W < 0$, то энергия возмущённого состояния ниже, чем невозмущённого, поэтому системе выгоден переход на более низкий энергетический уровень — развитие тиринг-моды возможно, в противоположном случае $\delta W > 0$ слой будет полностью устойчивым. Было показано [98], что свободная энергия в ТТС в несколько раз превышает свободную энергию токового слоя Харриса, и, таким образом, при определённых параметрах системы возможно развитие разрывной моды. Неустойчивыми оказались ТС с малыми значениями величины нормальной магнитной компоненты $B_z \sim \{0,1-0,2\} B_{x0}$ (B_{x0} — тангенциальное поле на краях ТТС), что сопоставимо с наблюдаемыми величинами в магнитосферном хвосте [92].

Исследование устойчивости для разных параметров продемонстрировало ключевую роль вложенных токовых слоёв в развитии магнитных возмущений. В работе [98] исследование гибридной модели ТТС на устойчивость по отношению к тиринг-моду выявило ограниченную область в фазовом пространстве системы, где ТТС является неустойчивым. Снаружи от этой области располагается полностью устойчивая область. Позднее был детально изучен механизм метастабильности токовых слоёв в хвосте магнитосферы Земли [160]. Было показано, что если обозначить характеристики ТС в процессе утоньшения токового слоя хвоста во время магнитосферных суббурь изображающими точками в параметрическом пространстве, то эти изображающие токовый слой точки будут перемещаться в параметрической области

по направлению к области неустойчивости. Попадая в область неустойчивости, предсказанную в рамках развиваемой выше модели, токовые слои разрушаются [160].

Результаты моделирования также показывают, что развитие ионной тиринг-моды ощутимо зависит от температуры электронов T_e (с увеличением T_e она растёт) и от толщины внешнего ионного слоя (чем он тоньше, тем сильнее неустойчивость). В целом было показано, что в ТТС, имеющем чётко определяемую вложенную структуру, развитие неустойчивости обеспечивается развитием ионной тиринг-моды, в то время как характеристики более узкого электронного тока опосредованно могут влиять на пространственно-временную динамику разрыва слоя и начала пересоединения в нём [45].

4. Внутри сингулярности: электронный масштаб, свертонкие слои

4.1. Наблюдения с высоким разрешением:

свертонкие электронные слои в космосе. Миссия MMS
Как отмечалось в разделе 3, многоспутниковые исследования магнитопазменных структур миссиями Cluster и THEMIS стимулировали следующий шаг в развитии спутниковых наблюдений: создание миссии MMS, которая повторила концепцию Cluster в части тетраэдрической четырёхспутниковой конфигурации, но с расстояниями между спутниками в десятки и сотни раз меньшими [161]. Так, например, в ТС геомагнитного хвоста расстояние между спутниками тетраэдра MMS вблизи апогея орбиты составляет ~ 20 км, что примерно равняется нескольким электронным гирорадиусам (ρ_e). Если миссия Cluster была фактически посвящена исследованию ионной кинетики в ТТС, на магнитопазменных границах и в магнитном пересоединении, то миссия MMS поставила своей целью исследование роли электронной физики в формировании и динамике этих структур.

Благодаря высокому временному разрешению измерений магнитного поля и 3D-функций распределения электронов по скоростям в хвосте магнитосферы Земли, а также в ТС магнитопаузы, в магнитослое и на фронте головной ударной волны, впервые удалось наблюдать интенсивные свертонкие токовые слои с толщиной порядка нескольких ρ_e и с плотностью тока в десятки, а иногда и сотни раз превышающей плотность тока в ионном ТТС [162–166]. Было показано, что интенсивные СТС генерируются в основном электронами, потоковая скорость которых, как минимум, в несколько раз превышает соответствующую потоковую скорость ионов.

На рисунке 9 представлен пример наблюдения СТС спутниками MMS 6 июля 2017 г. во время распространения быстрого плазменного потока (БПП), движущегося от Земли со скоростью, достигающей 1000 км с^{-1} [167]. Наличие БПП, направленного от Земли, указывает на присутствие активной X-линии между спутниками MMS и Землёй [49]. В момент наблюдения СТС спутниковый квартет MMS имел координаты $[-24, 0,5, 4,7]R_E$ в системе координат GSE и находился вблизи нейтральной плоскости плазменного слоя (ПС) геомагнитного хвоста. Плотность тока в СТС, измеренная как $\text{rot } \mathbf{B}$ по четырёхточечным измерениям магнитного поля, составляла $J_B \sim 80 \text{ нА м}^{-2}$. Толщина СТС составляла $L \sim 45 \text{ км} \sim 4\rho_e$. Для анализа структуры СТС удобнее

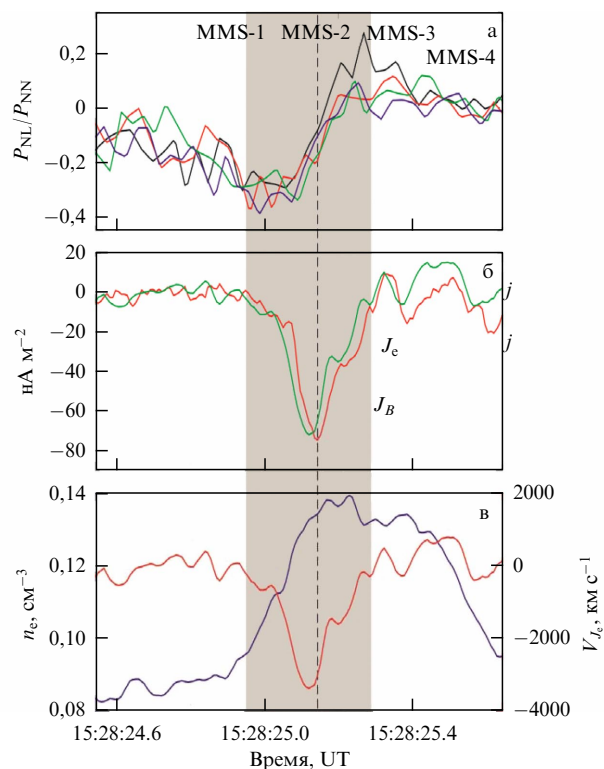


Рис. 9. Наблюдение СТС спутниками MMS 6.07.2017. Сверху вниз показано: (а) временной профиль пространственной вариации недиагональной компоненты тензора давления P_{NL} токонесущей электронной популяции, нормированной на диагональную компоненту P_{NN} , наблюдаемой четырьмя спутниками MMS; (б) временной профиль плотности тока J_B (красная линия) и плотности электронного тока J_e , вычисленного в барицентре спутникового квартета MMS (зелёная линия); (в) временные профили концентрации (синяя линия) и потоковой скорости токонесущих электронов вдоль направления тока в слое (красная линия). Серым затенением показан интервал наблюдения СТС. (Адаптировано из [167].)

использовать локальную систему координат LMN, в которой ось N ориентирована вдоль направления минимальной вариации магнитного поля через слой, определённой с помощью метода Minimum Variance Analysis (MVA) [168]; ось L совпадает с направлением максимальной вариации и ось M дополняет правую тройку ортогональных векторов. В случае 1D ТС ось M совпадает с направлением тока в слое. Из рисунка 9б видно, что временной профиль плотности тока J_B (показан красной линией) почти точно совпадает с временным профилем плотности тока J_e , создаваемого электронами с энергиями более 1,2 кэВ (показан зелёной линией) в барицентре квартета MMS. Это означает, что ток в СТС практически полностью генерируется свертонковой электронной популяцией.

Токонесущая электронная популяция является размагнитченной, о чём свидетельствует наличие значительной биполярной вариации недиагонального компонента тензора давления P_{NL} , наблюдаемой всеми четырьмя спутниками MMS при пересечении СТС (рис. 9а). При этом интенсивный ток в СТС практически полностью обеспечивается градиентом указанной недиагональной компоненты тензора давления токонесущей электронной популяции вдоль нормали к СТС [167]. Таким образом, формирование СТС с толщиной слоя порядка нескольких гирорадиусов тепловых электронов или меньше

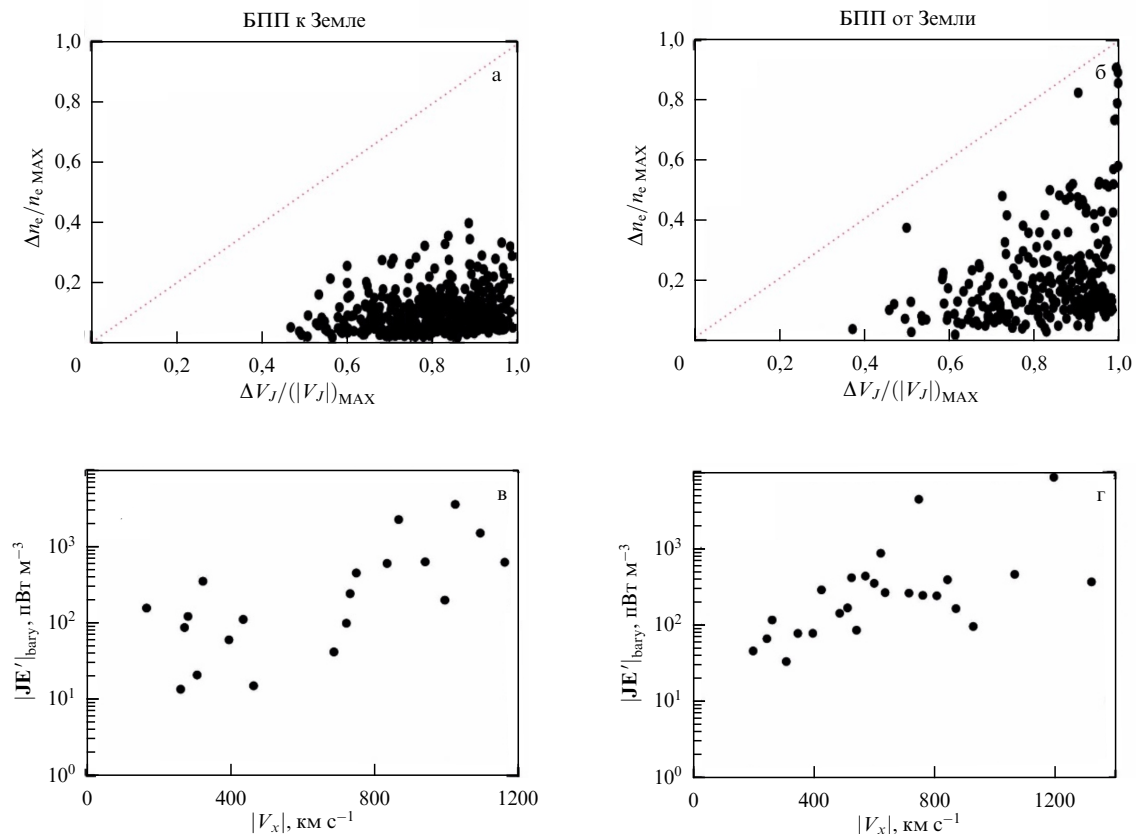


Рис. 10. Относительные вариации характеристик потоков электронов: плотности электронов в зависимости от модуля потоковой скорости вдоль направления тока, наблюдаемые в каждом СТС из базы данных, опубликованной в работе [169] для интервалов БПП, направленных к Земле (а) и от Земли (б); зависимости максимальной величины модуля параметра JE' , наблюдаемого в каждом интервале БПП, от модуля скорости данного БПП для потоков, направленных к Земле (в) и от Земли (г). (Адаптировано из [169].)

происходит аналогично формированию ионных ТТС с толщиной порядка протонного гирорадиуса [101]. Именно: интенсивный ток в СТС создаётся размагниченной популяцией электронов на спейсеровских [99] орбитах, и баланс натяжения в слое поддерживается градиентом недиагональных членов тензора давления токонесящей электронной популяции.

Важно отметить, что временной профиль компоненты потоковой скорости токонесящей электронной популяции вдоль направления тока в СТС, V_J , практически полностью совпадает с профилем плотности тока в слое, J_B , тогда как временной профиль концентрации токонесящих электронов не совпадает с профилем J_B (рис. 9в). Это указывает на то, что интенсивный ток в СТС обеспечивается высокой потоковой скоростью токонесящей электронной популяции, а не возрастанием её плотности в центре слоя, что предполагалось в модели ТС Харриса.

Эта особенность электронных СТС была позднее подтверждена статистическими исследованиями. В работе [169] выполнен анализ наблюдений MMS в ПС хвоста во время распространения 41 БПП, направленных к Земле, и 37 БПП, движущихся от Земли. В течение интервалов БПП в ПС наблюдалось множество (более 1000) интенсивных СТС с плотностью тока $J_B \geq 30 \text{ нА м}^{-2}$, что в несколько раз больше плотности тока в невозмущённом ТС хвоста. Во всех случаях основной вклад в ток давала электронная популяция. При этом вариация потоковой скорости электронов вдоль направления

тока в СТС, нормированная на максимальное значение модуля этой компоненты в данном СТС, $\Delta V_J/|V_J|_{\text{max}}$, была существенно больше соответствующей вариации электронной концентрации, нормированной на максимальную концентрацию электронов в данном СТС: $\Delta n_e/(n_e)_{\text{max}}$ (рис. 10а, б). Таким образом, ток в СТС обусловлен значительным возрастанием потоковой скорости электронов, а не возрастанием их концентрации. Данное свойство было ранее получено в моделировании интенсивных токовых структур, генерируемых в холодной турбулентной плазме [170]. В моделировании было показано, что интенсивные токовые структуры являются в основном продольными и высокая плотность тока в них обусловлена значительным возрастанием электронной потоковой скорости, в результате чего она становится много больше ионной потоковой скорости ($V_e/V_i \gg 1$). При этом изменение концентрации на масштабе слоя не превышало 10 %. В горячей плазме ПС СТС практически всегда создаются высокоскоростными сверхальвеновскими электронными пучками, скорость которых вдоль направления тока в несколько, а иногда и в десятки раз больше абсолютной величины соответствующей компоненты ионной потоковой скорости.

Независимо от направления БПП СТС наблюдались на произвольных расстояниях от нейтральной плоскости ПС, что указывает на то, что эти токовые структуры не всегда являются частью поперечного ТС хвоста, а могут представлять самостоятельные структуры, самоорганизующиеся в турбулентной плазме ПС, возмущённой рас-

пространением БПП. Действительно, при отсутствии БПП интенсивные СТС в ПС практически не наблюдаются. В литературе известен только один случай наблюдения интенсивного СТС при отсутствии БПП [162].

В большинстве интенсивных СТС, наблюдаемых в ПС, электрический ток направлен вдоль внешнего магнитного поля. Такие СТС генерируются ускоренными электронными пучками сверхтепловых энергий, движущимися вдоль силовых линий магнитного поля. Ранее сообщалось, что СТС, создаваемые продольными электронными пучками, наблюдаются только в пограничном плазменном слое (ППС) [72, 162], однако, как показали наши статистические исследования, такие СТС могут наблюдаться и вблизи нейтральной плоскости. Топологически это означает, что в ПС существуют вторичные источники ускорения электронных пучков, генерирующие такие СТС, которые могут находиться на некотором, возможно, значительном радиальном расстоянии от первичной X -линии, генерирующей крупномасштабный БПП. Иллюстрация этого сценария показана на рис. 11.

В ряде работ сообщалось о наблюдении высокой плотности мощности преобразования энергии не в первичной X -линии, а на некотором расстоянии от неё, в магнитных структурах типа O -линий [166, 171, 172]. Вторичными источниками ускорения электронов могут быть вторичные микропересоединения или, как их ещё называют в литературе, "электронные пересоединения". Такое название вторичные микропересоединения получили из-за того, что данные процессы происходят без наблюдаемого участия ионов [173 – 177].

Действительно, многие СТС обладают характеристиками, типичными для классических диффузионных областей, требуемыми для пересоединения (например, [26, 178]), а именно нарушением вмерзновенности электронной популяции, связанным с сильными неидеальными электрическими полями, E' , которые могут достигать десятков мВ м^{-1} ; высокой плотностью электрического тока, J , сосредоточенной в тонком слое толщиной $\sim d_e$ (d_e — электронная инерционная длина), и высокой плотностью мощности выделяемой энергии JE' , достигающей сотен, а иногда и нескольких тысяч пВт м^{-3} [179]. Однако до сих

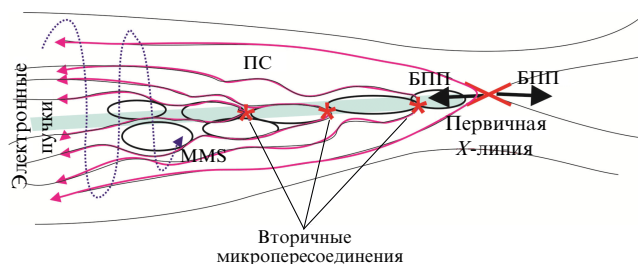


Рис. 11. Иллюстрация сценария генерации множественных ускоренных продольных электронных пучков (показаны малиновыми стрелками), генерирующих продольные СТС в ПС геомагнитного хвоста во время распространения БПП (показаны чёрными стрелками) из первичной X -линии. Электронные пучки ускоряются во вторичных источниках (показаны красными звёздочками), возможно, микропересоединениях, формирующихся на границах магнитных островов, переносимых БПП из первичной X -линии. Голубым затенением показан поперечный ТС хвоста. Синим пунктиром показана траектория спутника MMS в системе покоя плазмы. Силовые линии магнитного поля показаны чёрными линиями. (Адаптировано из [169].)

пор остаётся открытым вопрос о дальнейшем развитии электронного пересоединения. В ряде работ предполагалось, что вторичное электронное пересоединение является начальной (либо переходной) стадией развития новой X -линии на ионных кинетических масштабах [180]. В моделировании такой процесс удалось воспроизвести, прилагая к вторичной электронной диффузионной области, ассоциированной с СТС, сильный внешний драйвер в виде усиления магнитного потока в долях хвоста или сильных флуктуаций потоковой скорости БПП, ускоренного в первичной X -линии [181 – 183]. Но прямых спутниковых наблюдений такого процесса до сих пор не обнаружено.

В связи с этим остаётся открытым вопрос о механизмах формирования и эволюции СТС. Известным является лишь то, что большинство интенсивных СТС формируется электронными продольными пучками, реже электронными потоками, движущимися перпендикулярно внешнему магнитному полю, при этом токнесущая электронная популяция является сверхтепловой и сверхальвеновской и имеет скорость, значительно превышающую ионную потоковую скорость. Согласно нашим статистическим исследованиям, длительность наблюдения СТС составляет не более 1 с, т.е. спутники наблюдают СТС на какой-то фазе его эволюции и дальнейшее развитие слоя проследить практически невозможно. Теория показывает, что в таких сверхтонких слоях возможно развитие быстрой электронной тиринг-неустойчивости [184]. Наблюдение всплесков сильных электрических полей, в некоторых случаях достигающих десятков мВ м^{-1} внутри и на краях СТС, также указывает на их возможную нестационарность. Можно предположить, что внешний драйвер, которым, по всей видимости, является БПП и связанное с ним усиление электрического поля конвекции $E_c = -V_i \times B$ (V_i — потоковая скорость ионов), вызывает развитие быстрых электромагнитных флуктуаций в ПС, которые, в свою очередь, способствуют ускорению электронных пучков, формирующих СТС. Электронные пучки могут также ускоряться в нестационарных магнитных структурах, вмерзновенных в БПП, таких как магнитные острова, диполизационные и антидиполизационные фронты, а также в результате вторичных микропересоединений, связанных с этими магнитными структурами. Дальнейшая эволюция и последующий распад СТС вновь вызывают генерацию индукционных электрических полей, ускоряющих новый электронный пучок, который сформирует новый СТС уже в другой области в ПС. Этот процесс носит каскадный характер и в целом объясняет формирование множественных интенсивных СТС с различной пространственной ориентацией, наблюдаемых в ПС на произвольных расстояниях от нейтральной плоскости во время распространения БПП [169].

4.2. Многомасштабная модель сверхтонкого электронного слоя с замагниченными и размагниченными частицами

Исследования ТС в магнитосфере Земли долгое время основывались на предположении, что электроны остаются замагниченными, а их вклад в ток обусловлен анизотропией давления. Однако с появлением высокоточных данных миссии MMS стало ясно, что в наблюдаемых СТС анизотропия давления электронов мала, при этом тензор давления негиротропен, что указывает

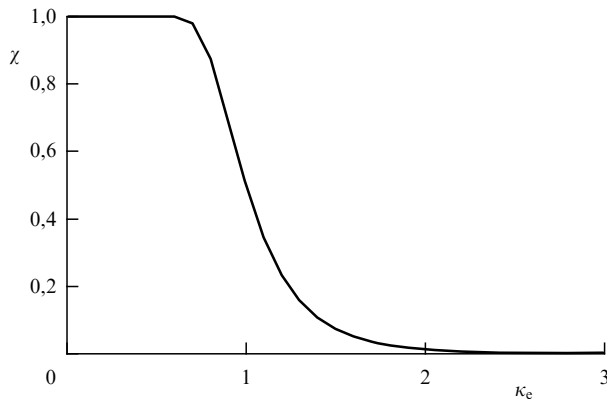


Рис. 12. Зависимость доли размагненных электронов χ от параметра адиабатичности κ_e .

на существенно неадиабатическое движение электронов [167, 185]. Это открытие потребовало разработки новой комбинированной модели, в которой динамика электронов разделена на две компоненты: замагниченную (описываемую в приближении ведущего центра) и размагниченную (описываемую в квазиадиабатическом приближении, аналогично ионам) [186]. Разработка такой модели стала возможной благодаря существующей детальной теории неадиабатического движения частиц, учитывающей приближённые инварианты, отличные от магнитного момента [35, 120].

Ключевым параметром модели стал весовой коэффициент $\chi = n^{\text{De}}(\infty)/n_0$, характеризующий долю размагненных электронов (De) в общей популяции. Эта величина зависит от параметра адиабатичности $\kappa_e \approx B_n/B_0 \sqrt{L/\rho_e}$ [120]. Предполагается, что χ монотонно убывает с ростом κ_e : от $\chi \approx 1$ при $\kappa_e \leq 0,5$ (полностью размагненные электроны) до $\chi \approx 0$ при $\kappa_e \geq 2$ (полностью замагниченные электроны), принимая промежуточное значение $\chi = 0,5$ при $\kappa_e = 1$, как показано на рис. 12. Следует признать, что частицы вблизи узкой области $\kappa_e = 1$ демонстрируют сильное хаотическое движение [120, 187], не полностью охватываемое нашими моделями ($\mu_e \approx \text{const}$ или $I_z^{(e)} \approx \text{const}$). Однако, как показывают расчёты [120, 188], вклад хаотических частиц в токи пренебрежимо мал, что оправдывает используемое в модели приближение.

Основным результатом новой одномерной само-согласованной модели [186] стало доказательство того, что присутствие размагненных электронов усиливает пиковую плотность тока в нейтральной плоскости в 3–5 раз и уменьшает эффективную толщину слоя до нескольких электронных гирорадиусов ($L_e \sim (2–5)\rho_e$). В качестве характерного примера рассмотрим конфигурацию с 50%-ной размагниченной популяцией электронов при $B_n/B_0 = 0,1$. Анализ профилей ТС на рис. 13 для размагненных протонов (Di) и электронов (De) с анизотропией скоростей $\epsilon_{\text{Di},e}^{-1} = v_{\text{Di},e}/v_{\text{Ti},e} = 1$ и для замагниченных электронов (Me) со слабой анизотропией давления $A_{\text{Me}} = \mu_0(p_{\parallel e} - p_{\perp e})/B^2 = 0,1$ показывает:

1. Плотность плазмы: размагниченные электроны (De) демонстрируют разрежение своей плотности вблизи нейтральной плоскости с резким уплотнением в центре и способствуют сжатию общей плотности плазмы (Di). Замагниченные электроны (Me) поддерживают квазинейтральность плазмы ($n^{\text{Di}} = n^{\text{De}} + n^{\text{Me}}$).

2. Плотность тока: доминирует ток размагненных электронов ($\sim 80\%$), формирующий сверхтонкий слой ($L_e \sim 5\rho_e$), вложенный в ионный ТС. Вклад замагниченных электронов незначителен ($\sim 5\%$).

3. Магнитное поле: интенсивный электронный ток создаёт экстремальные градиенты магнитного поля ($\nabla B \sim B_0/\rho_e$) в центре ТС, определяя крутизну профиля $B_x(z)$, тогда как ионы формируют крупномасштабную структуру. Относительный вклад электронов: $B^{\text{De+Me}}(\infty)/B_0 \approx 6\%$.

Эти результаты хорошо согласуются с наблюдениями MMS, где регистрировались токи $\sim 50–100 \text{ нА м}^{-2}$ при толщинах $\sim 20–50 \text{ км}$ ($\sim (1–5)\rho_e$) даже при наличии слабой электронной анизотропии ($p_{\parallel e} \approx p_{\perp e}$).

4.3. Электронная тиринг-мода.

Роль многомасштабности и вложенности в развитии процессов каскадного пересоединения в космической плазме. Вклад протонной и электронной популяций в процессы дробления магнитных островов и диссипации энергии

Наблюдения СТС возродили интерес к классической проблеме их устойчивости. В то время как предыдущие исследования в основном фокусировались на устойчивости ТТС и развитии в них ионных разрывных мод,

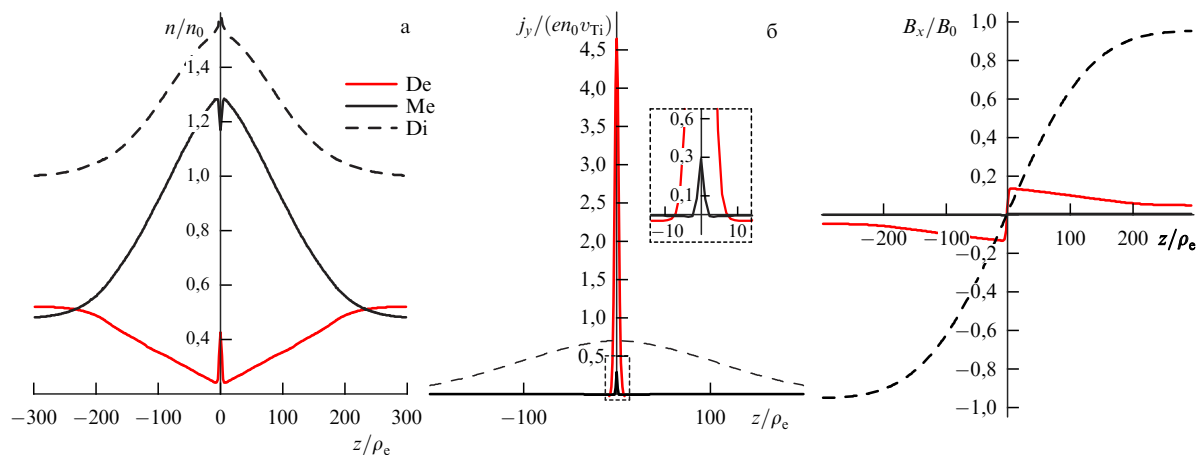


Рис. 13. Профили безразмерных характеристик СТС с наполовину размагниченной электронной популяцией ($\chi = 0,5$): (а) парциальные концентрации размагненных протонов (Di) и замагниченных + размагненных электронов (Me + De); (б) их парциальные плотности токов и (в) соответствующие B_x -компоненты магнитных полей.

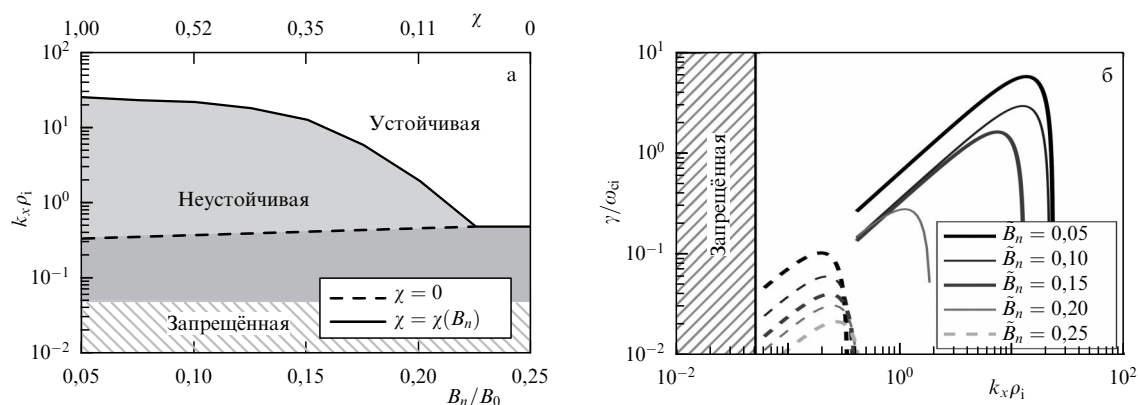


Рис. 14. Сравнительные характеристики разрывных мод. (а) Маргинальные волновые числа $k_x \rho_i$ как функции отношения B_n/B_0 . (б) Скорости роста γ/ω_{ci} в зависимости от $k_x \rho_i$. Параметры: $\varepsilon_{Di,e} = 1$, $A_{Me} = 0,1$. Сплошные линии соответствуют СТС с размагниченными электронами ($\chi = \chi(B_n)$) (см. рис. 12), пунктирные — без них ($\chi = 0$).

наличие частично размагниченных электронов в СТС открывает новые возможности для изучения электронных разрывных мод. Эти моды характеризуются существенно меньшими временными и пространственными масштабами по сравнению с ионными модами [184].

Рисунок 14 демонстрирует разницу в поведении маргинальных волновых чисел и скоростей роста разрывной моды в зависимости от наличия размагниченных электронов (De) в слое. При уменьшении отношения B_n/B_0 доля размагниченных электронов χ увеличивается, что приводит к двум важным эффектам:

- утоньшению СТС и накоплению свободной энергии $W_{free} \sim L^{-2}$;
- уменьшению стабилизирующего вклада замагниченных электронов ($W_e \sim n^{Me}/B_n^2$).

Эти факторы способствуют развитию быстрой электронной разрывной моды на коротких длинах волн. Примечательно, что инкременты неустойчивости в СТС с размагниченными электронами оказываются на два порядка выше, чем в слоях без такой популяции (рис. 14б). Временные масштабы таких процессов сокращаются до секунд, в то время как характерные времена развития ионных неустойчивостей составляют минуты или даже десятки минут, что сопоставимо с длительностью крупномасштабных суббурь.

На рисунке 14а показано, что область неустойчивости СТС смещается в сторону больших волновых чисел (малых длин волн). Это указывает на формирование всё более мелкомасштабных, быстро эволюционирующих структур (магнитных островов), что принципиально меняет традиционные представления о динамике ТС. Подобные наблюдения стали возможны благодаря современным высокоточным измерениям MMS, которые действуют как своеобразная "лупа" для изучения микрофизических процессов в плазме.

Ниже мы рассмотрим пример наблюдения спутниками MMS эволюции СТС, связанной с развитием электронной тиринг-моды (рис. 16а). Данный СТС наблюдался 6 июля 2017 г. в 16:01:21–16:01:32 UT вблизи нейтральной плоскости ПС хвоста внутри магнитного острова, переносимого к точке наблюдения БПП, движущимся к Земле из активной первичной X-линии [167]. На рисунке 15 представлены временные профили трёх компонент магнитного поля (рис. 15а), плотности тока, рас-

считанной по магнитным измерениям (рис. 15б), потоковой скорости ионов и электронов (рис. 15в и г соответственно).

В течение данного интервала в плотности тока наблюдается несколько всплесков с амплитудой $> 30 \text{ nA m}^{-2}$, связанных с пересечениями спутниками MMS интенсивных СТС. Для обсуждения эволюции СТС рассмотрим два всплеска, наблюдаемых в моменты времени III и IV (отмечены вертикальными штриховыми линиями на рис. 15), а также проанализируем предысторию плазменных процессов, наблюдаемую в моменты времени до начала эволюции СТС (моменты I, II) и в посттиринговый период (момент V).

В левой части рис. 16б схематически показана эволюция магнитного острова и связанного с ним интенсивного СТС. Этот магнитный остров был одним из многих магнитных островов, переносимых БПП из первичной X-линии к точке наблюдения [167]. Его уникальность заключалась в том, что спутники MMS, находясь внутри острова, в течение почти 10 с оставались вблизи нейтральной плоскости ПС. Это позволило проследить эволюцию электронной функции распределения по скоростям в СТС, а также изменение толщины и плотности тока в СТС [184].

В момент времени I квартет MMS находился в южной части ПС вне нейтральной плоскости, на границе крупномасштабного магнитного острова, о чём свидетельствует наблюдение двух встречных электронных пучков, движущихся вдоль силовых линий магнитного поля с практически одинаковыми скоростями и интенсивностями (см. соответствующие моменту времени I функции распределения электронов в правой части рис. 16б). Через $\sim 2 \text{ с}$ в момент времени II спутники MMS внезапно стали наблюдать сильно ускоренный электронный пучок, движущийся к Земле с параллельной скоростью, существенно превышающей скорость соответствующего встречного пучка (см. функции распределения в момент II на рис. 16б). При этом в потоковой скорости ионного БПП никаких изменений не произошло (рис. 15в). Это указывает на формирование дополнительного источника ускорения электронов несколько дальше от Земли, чем находились спутники MMS. Можно предположить, что таким дополнительным источником ускорения электронного пучка стало вторичное электронное

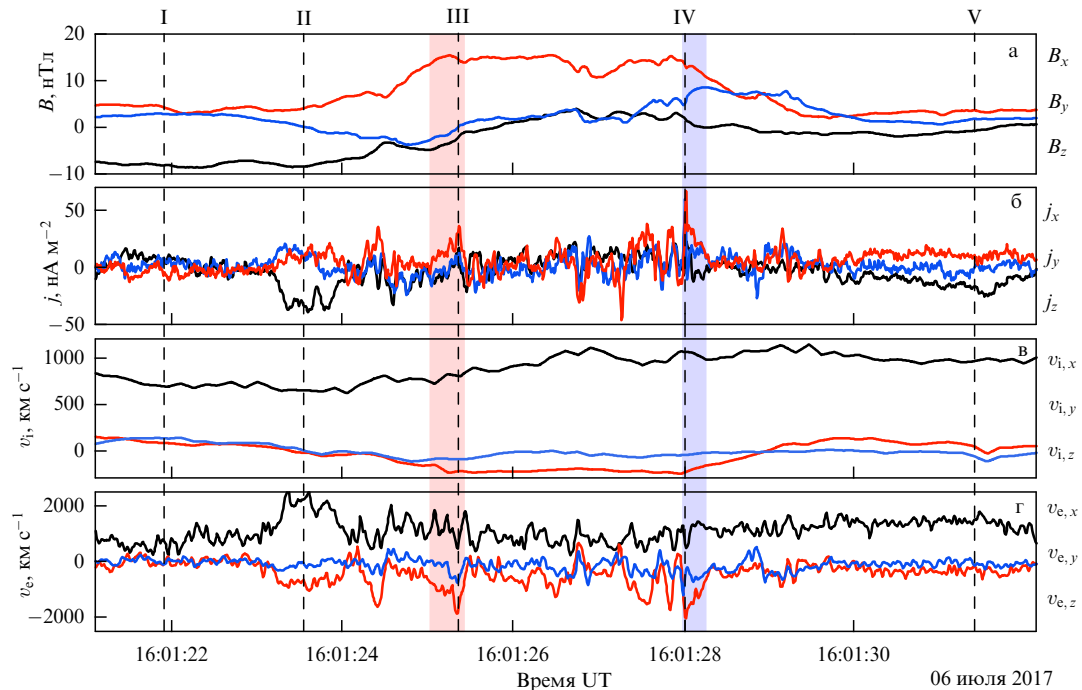


Рис. 15. Пример эволюции СТС, наблюдаемой спутником MMS-1 вблизи нейтральной плоскости ПС, повлекшей развитие электронной тиринг-моды. Сверху вниз: временной профиль трёх компонент магнитного поля (а); плотности тока (б); потоковой скорости ионов (в) и электронов (г). (Адаптировано из [184].)

пересоединение, которое могло произойти в результате развития электронной тиринг-моды. Это, в свою очередь, могло привести к фрагментации крупномасштабного острова на более мелкие острова (см. иллюстрацию к моменту II в левой части рис. 16б). Ускоренный электронный пучок сгенерировал СТС с сильным током $J_x \sim -40 \text{ нА м}^{-2}$ (рис. 15б, г).

Затем квартет MMS переместился к нейтральной плоскости и вошёл внутрь более мелкомасштабного магнитного острова, который, как мы предполагаем, сформировался в результате фрагментации начального крупномасштабного острова (момент III). О наличии такого острова свидетельствует наблюдение отрицательной вариации поля B_z , маркирующей передний край движущегося к Земле острова (рис. 15а). Вблизи нейтральной плоскости MMS наблюдал СТС, в котором ток был направлен вдоль магнитного поля благодаря наличию шировой компоненты магнитного поля. Этот ток с плотностью $> 30 \text{ нА м}^{-2}$ (рис. 15б) был генерирован продольным электронным пучком, который двигался антипараллельно магнитному полю без встречного пучка (см. функцию распределения для момента III на рис. 16б). Примерно в момент времени III началось развитие электронной тиринг-моды. К моменту времени IV, который отделяет от момента III всего 2,7 с, произошло быстрое утоньшение и увеличение плотности тока в СТС в 1,8 раз по сравнению с плотностью тока, наблюдаемой в момент III (рис. 15б). При этом в функции распределения электронов по скоростям наблюдается интенсификация токнесущего электронного пучка (см. рис. 16).

Утоньшение СТС привело к быстрому увеличению относительной концентрации размагниченных электронов в слое. В СТС, наблюдаемом в момент III, размагниченной ($\kappa_e < 1$) была электронная популяция с энергиями $> 700 \text{ эВ}$. Эта размагниченная популяция соста-

вляла $\sim 30\%$ от общей концентрации электронов в СТС. Однако после утоньшения СТС в момент времени IV низкоэнергичная граница размагниченной электронной популяции уменьшилась до $\sim 200 \text{ эВ}$, в результате чего доля размагниченных электронов в слое резко возросла (до $\sim 80\%$). При этом доля спейсеровских [99] электронов, дающих основной вклад в ток, увеличилась до $\sim 45\%$ от всей электронной популяции. На функциях распределения электронов, наблюдаемых в моменты времени III и IV, низкоэнергичная граница размагниченной популяции показана чёрным кружком. Таким образом, к моменту IV концентрация размагниченных электронов увеличилась, а стабилизирующее действие замагниченных электронов уменьшилось из-за уменьшения их концентрации. Такой СТС становится неустойчивым по отношению к возбуждению электронной тиринг-моды, развитие которой приводит к фрагментации магнитного острова, содержащего СТС, на более мелкие острова. Наблюдение положительной вариации поля B_z указывает на пересечение задней границы мелкомасштабного острова (рис. 15а). Предполагая экспоненциальный рост неустойчивости ($j \sim \exp(t/T)$) и учитывая коэффициент усиления плотности тока $\Gamma = 1,8$, время развития неустойчивости можно оценить как $T \sim \Delta t / \ln \Gamma \sim \sim 4,5 \text{ с}$. Радиальный размер "новорождённого" мелкомасштабного острова (вдоль x) составляет порядка $L \sim \sum_{t_1}^{t_2} v_{ix}(t) \Delta t \sim 4000 - 5500 \text{ км}$, где v_{ix} — x -компонента потоковой скорости ионов, t_1 и t_2 — моменты наблюдения границ острова (наблюдение биполярных B_z -вариаций). Изменение магнитной конфигурации, связанное с фрагментацией острова, может вызвать генерацию индукционных электрических полей, которые, в свою очередь, будут ускорять новый электронный пучок. К сожалению, наблюдения MMS не позволяют наблюдать все звенья этой цепочки процессов. В момент

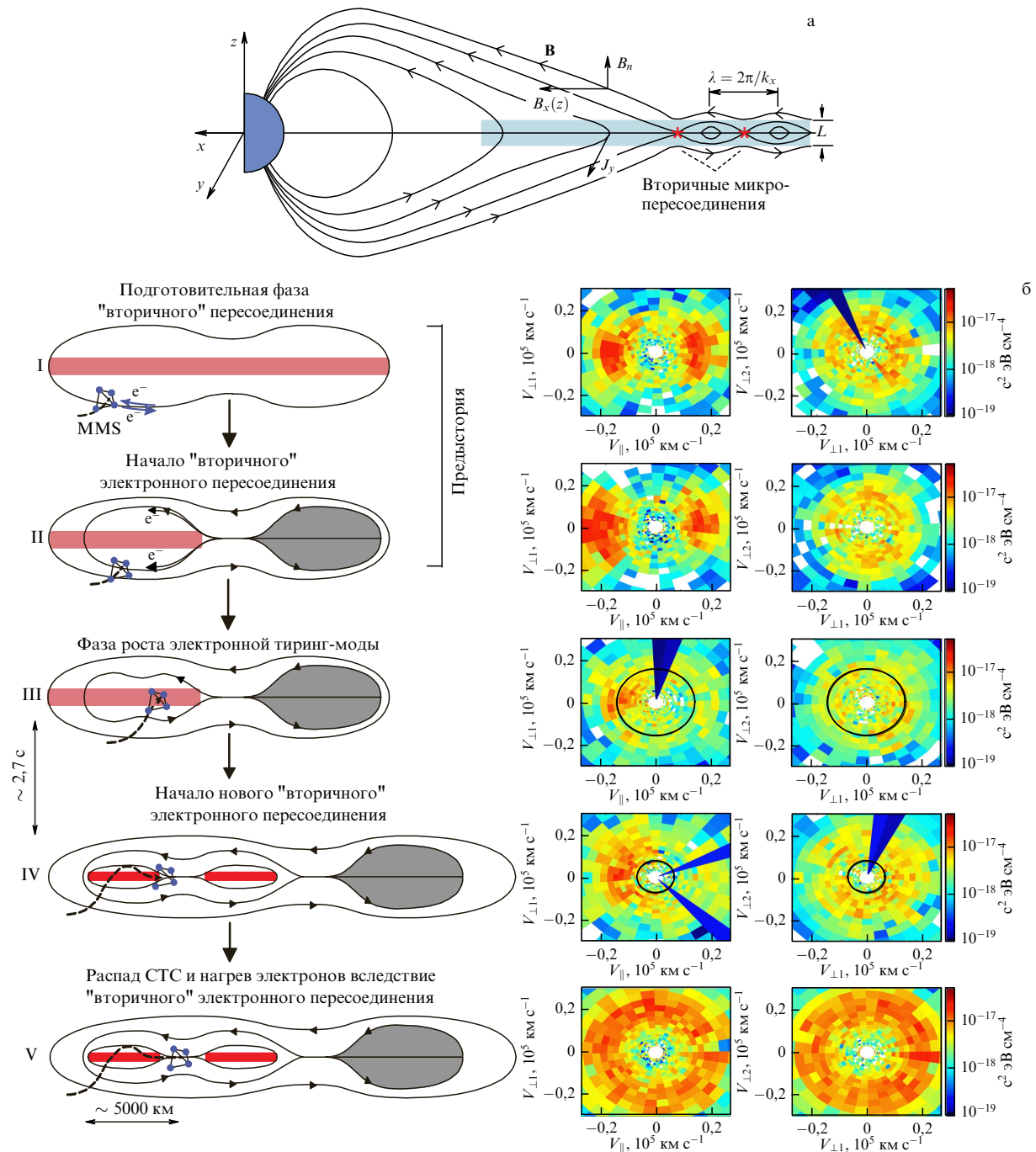


Рис. 16. (а) Схема магнитной конфигурации хвоста с магнитными островами, образованными в результате развития электронной тиринг-моды. (б) Иллюстрация сценария эволюции (дробления) магнитного острова в результате развития электронной тиринг-моды в СТС внутри острова. В левой части рисунка СТС показан красным прямоугольником. Этапы эволюции представлены для пяти моментов времени, отмеченных вертикальными штриховыми линиями на рис. 15. В правой части рисунка показаны соответствующие 2D-функции распределения электронов по скоростям измеренные спутником MMS-1 в указанные моменты времени. Цветная шкала справа соответствует измерениям спектральной плотности распределения электронов по скоростям. (Адаптировано из [184].)

времени V спутники всё ещё находились вблизи нейтральной плоскости в области между "новорождёнными" островами, в которой, по-видимому, уже завершился процесс вторичного пересоединения. В этой области интенсивный СТС уже распался, результатом чего явилась сильная термализация и изотропизация электронной функции распределения (см. электронную функцию распределения, наблюдаемую в момент V на рис. 16б). Действительно, после 16:01:30 UT всплесков плотности тока с амплитудой $> 30 \text{ нА м}^{-2}$ не наблюдалось. Вместо

этого вблизи нейтральной плоскости имел место квазистационарный ток с плотностью $J_y \sim 10 \text{ нА м}^{-2}$, типичной для ТТС ионного масштаба (рис. 15б).

Таким образом, наблюдения MMS качественно согласуются с моделью развития электронной тиринг-моды. Наблюдаемое характерное время эволюции СТС с полутолщиной $\sim 20-50 \text{ км}$ согласуется с теоретической оценкой характерного времени развития быстрой электронной тиринг-моды ($\sim 4,5 \text{ с}$) в магнитном острове с радиальным размером $\sim 4000-5500 \text{ км}$. Так, например,

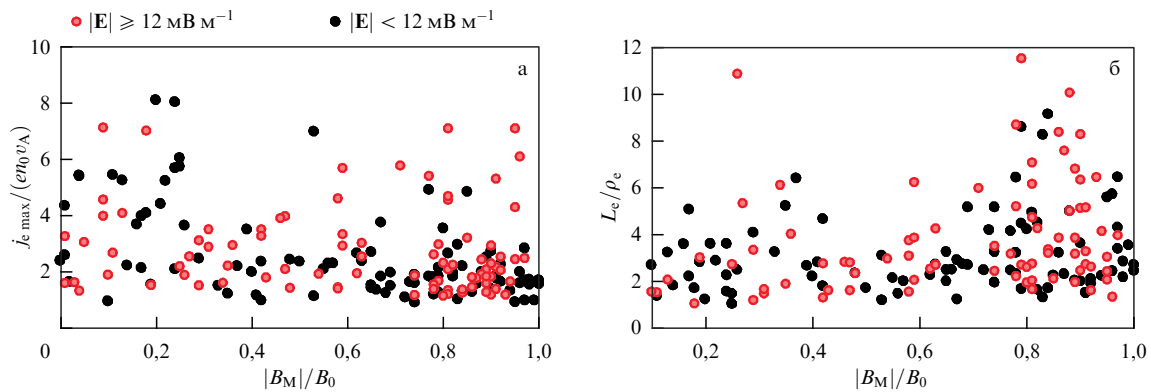


Рис. 17. Диаграммы разброса интенсивностей j_e/en_0v_A (а) и полутолщин L_e/ρ_e (б) наблюдаемых СТС в зависимости от $|B_M|/B_0$. Наблюдаемые СТС характеризуются электрическими полями в диапазоне от 1,2 до 90 мВ м⁻¹. Чёрные и красные точки соответствуют СТС с $|E| < 12$ мВ м⁻¹ и $|E| \geq 12$ мВ м⁻¹.

для магнитного поля в долях хвоста $B \sim 20$ нТл ($\omega_{ci} \sim 1,92$ рад с⁻¹) и ионной температуры $T_i = 5$ кэВ ($v_{Ti} = 980$ км с⁻¹ — ионная тепловая скорость) инкремент электронного тиринга составляет $\gamma/\omega_{ci} = 0,7$ и характерное время развития неустойчивости $2\pi/\gamma \sim 4,7$ с. Для $k_x\rho_i = 0,6-0,8$ длина волны $\lambda = 2\pi/k_x = 4010-5350$ км, что согласуется с наблюдаемым размером магнитного острова в направлении x . В течение времени развития неустойчивости индукционное электрическое поле $E_{1y} = -\gamma A_{iy} = 6,9$ мВ м⁻¹ ($A_{iy} \approx 0,5B_0\rho_i \exp(\gamma t + ik_x x)$, где B_0 — модуль магнитного поля на краях ТС) может возрасти экспоненциально и достичь наблюдаемых значений $\sim 10-20$ мВ м⁻¹. Таким образом, инкремент быстрой электронной тиринг-моды достаточно большой, чтобы дестабилизировать СТС на временном масштабе порядка нескольких секунд, тогда как время развития ионной тиринг-моды при тех же локальных параметрах составляет несколько минут.

Отметим, что наблюдения миссии MMS 6 июля 2017 г. продемонстрировали развитие электронной разрывной моды, сопровождающееся генерацией индукционных электрических полей и фрагментацией магнитных островов. Этот процесс носит каскадный характер: крупномасштабные структуры дробятся на более мелкие, что приводит к дополнительному нагреву электронов и диссипации магнитной энергии, как показано на рис. 16. В свою очередь индукционные электрические поля, возникающие в результате изменений в магнитной конфигурации, способны ускорять новые электронные пучки. Так, например, индукционное электрическое поле с наблюдаемой напряжённостью ~ 20 мВ, возникающее в результате распада СТС с толщиной 50–100 км, способно ускорить электроны до сверхтепловых энергий ($\sim 1-2$ кэВ). Такие энергии соответствуют энергиям токнесущей электронной компоненты в СТС.

Эти наблюдения подтверждают, что на мелких масштабах происходящие быстропеременные явления вполне соответствуют концепции динамических токовых слоёв Сыроватского [14–16] и демонстрируют аналогию с механизмом нагрева солнечной короны через каскад мелкомасштабных пересоединений, подчёркивая ключевую роль электронных процессов в подобных явлениях.

В заключение данного раздела приведём результаты краткого статистического анализа параметров СТС. На рисунке 17 представлены результаты статисти-

ческого исследования параметров наблюдаемых СТС: зависимостей максимальных значений плотности тока и толщины слоёв от относительной величины шировой компоненты магнитного поля (B_M/B_0). Под шировой компонентой (B_M в локальной LMN системе координат) подразумевается компонента магнитного поля, направленная параллельно либо антипараллельно по отношению к направлению плотности тока в слое. Красными точками отмечены случаи с аномально высокими значениями электрического поля (≥ 12 мВ м⁻¹), что на порядок превышает типичные значения в магнитосфере (обычно доли мВ м⁻¹). Для квазистационарных ТС имеет место увеличение толщины и уменьшение плотности тока с ростом магнитного шира в слое [76, 77]. Однако для большого числа СТС такая зависимость не прослеживается. В частности, значительное количество СТС из нашей базы данных имеют довольно высокую плотность тока и малую толщину при высоких значениях B_M/B_0 . В большинстве таких СТС наблюдались сильные электрические поля, свидетельствующие о нестационарности слоя. Наши исследования убедительно доказывают вихревую природу этих полей. Описанные наблюдения позволяют сделать принципиально важные выводы о природе СТС:

- слои демонстрируют динамический характер, постоянно эволюционируя в цикле рождение – распад;
- процесс носит каскадный характер: распадающиеся слои инициируют образование новых структур;
- сопровождающие процесс всплески вихревых полей эффективно ускоряют электроны;
- ионная компонента остаётся практически незатронутой из-за инерционности.

Полученные результаты удивительным образом перекликаются с теоретическими работами С.И. Сыроватского, предсказавшего принципиальную нестационарность процессов пересоединения в реальной плазме и каскадный характер преобразования энергии.

5. Заключение

Соревнование двух научных школ: "западной" школы Петчека и "восточной" школы Сыроватского, развернувшееся в 1970-е годы, открыло учёным-космофизикам новые перспективы в исследованиях динамических процессов в космосе. Благодаря космическим аппаратам и

многопутниковым миссиям, таким как ISEE-1-3, AMPTE, "Интербол", Cluster, MMS, THEMIS и другим, были открыты и исследованы предельно тонкие токовые слои — структуры, которые в течение долгого времени, десятилетиями, считались бесконечно тонкими МГД-разрывами, на которых происходят процессы магнитного пересоединения.

Оказалось, что такие структуры имеют конечную толщину и могут быть исследованы с помощью многопутниковых измерений с высоким разрешением, когда космические аппараты находятся друг от друга на расстояниях порядка ионных или электронных масштабов — от 10 до нескольких тысяч километров. С точки зрения теории подобные ТС могут быть исследованы исключительно в рамках кинетических или гибридных моделей. МГД-приближение для их описания не работает. Прорывным событием в космической физике стало обнаружение в 1990-е годы ТТС ионных масштабов, которые потом стали повсеместно обнаруживаться в околоземном пространстве: на ударной волне, магнитопаузе, в хвосте магнитосферы Земли, в полярных каспах, в магнитосферах других планет. Можно ТТС отнести к классу поверхностных граничных структур, разделяющих области, содержащие плазму с разными свойствами и/или магнитные поля с разными направлениями. Борьба учёных, развернувшаяся за "размораживание" ионной тиринг-моды в хвосте магнитосферы Земли, в конечном счёте, столкнулась с проблемой отсутствия адекватной модели тонкого токового слоя, учитывающей малую, но конечную нормальную магнитную компоненту в хвосте. Такая модель была построена и исследована, благодаря чему проблема ионного тиринга была решена [35, 45, 64, 67, 78]. Оказалось, что характерным свойством ТТС в хвосте являлись вложенность, анизотропия давлений для поддержания баланса и общее сильное влияние внешнего протонного слоя на вложенный внутрь него электронный токовый слой, что, в конечном счёте, приводит к метастабильности всей токовой конфигурации, когда её устойчивость спонтанно прерывается взрывным разрушением, высвобождением энергии и магнитным пересоединением.

Развитие космической науки, однако, не останавливалось на достигнутом. Новая космическая миссия MMS позволила обнаружить и описать сверхтонкие токовые слои толщиной в несколько десятков километров, поддерживаемые только электронной популяцией. Процессы пересоединения в них шли в непрерывном режиме в основном на электронных масштабах. Подобные структуры наблюдались практически по всей толще плазменного слоя в хвосте, в основном в зоне турбулентности, создаваемой быстрыми плазменными потоками.

Суммируя эти наблюдения, можно предложить следующую сценарий трансформации энергии в плазменном слое геомагнитного хвоста. Первичное макрпересоединение ускоряет крупномасштабный быстрый ионный поток и генерирует магнитные структуры ионных кинетических масштабов — диполизационные и антидиполизационные фронты, магнитные острова [189–192], которые движутся в плазменном слое вместе с быстрым потоком. Быстрый ионный поток, таким образом, переносит энергию из области "глобального" пересоединения в удалённые части плазменного слоя. С быстрым потоком, движущимся с потоковой скоростью V_i , связано усиление электрического поля конвекции $\mathbf{E} = -[\mathbf{V}_i \times \mathbf{B}]$, которое,

вероятно, является триггером для быстрой эволюции переносимых потоком магнитных структур, сопровождающейся генерацией довольно сильных индукционных электрических полей. Такие поля способны ускорять электронные пучки до сверхтепловых энергий. В результате появления этой вторично ускоренной электронной популяции возникают СТС, которые являются динамическими структурами и в итоге распадаются в результате развития электронной тиринг-моды, приводящей к вторичным микропересоединениям. В результате распада СТС вновь генерируются индукционные электрические поля, ускоряющие новые электронные пучки до энергий порядка нескольких кэВ. "Новорождённые" электронные пучки, в свою очередь, генерируют новые СТС, и этот процесс будет продолжаться всюду, где распространяется первичный быстрый ионный поток.

Накопление множества наблюдательных данных о структуре и динамике СТС постепенно привело к необходимости упорядочить полученные данные о сверхтонких электронных слоях и попытаться понять, с помощью каких моделей можно описать отдельные группы слоёв из всего этого богатейшего спектра сверхтонких токовых структур. В настоящем обзоре мы попытались сформулировать наше видение накопленного массива данных о тонких и сверхтонких слоях, которое заключается в делении их на квазистационарные и нестационарные структуры, что позволяет применить для их описания соответственно модели, относящиеся к разным классам с принципиально разными динамическими и пространственными характеристиками.

В целом современные наблюдения в космосе согласуются с предсказанным С.И. Сыроватским динамическим характером процессов пересоединения и отсутствием стационарных решений. В природе всё течёт, всё изменяется, идеи Сыроватского живут и развиваются.

Работа Л.М. Зелёного, Е.Е. Григоренко, О.О. Царёвой, М.В. Леоненко выполнена в рамках госпрограммы "ПЛАЗМА". Работа Х.В. Маловой и В.Ю. Попова поддержана госпрограммами Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова и "ПЛАЗМА".

Список литературы

1. Parker E N *J. Geophys. Res.* **62** 509 (1957)
2. Sweet P A, in *Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics, Proc. IAU Symp. No. 6* Vol. 6 (Ed. B Lehnert) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1958) p. 123
3. Parker E N *Astrophys. J. Suppl.* **8** 177 (1963)
4. Petschek H E, in *The Physics of Solar Flares, Proc. of the AAS–NASA Symp. 28–30 October, 1963, Greenbelt, MD* (NASA Special Publ., Vol. 50, Ed. W N Hess) (Washington, DC: National Aeronautics and Space Administration, Science and Technical Information Division, 1964) p. 425
5. Сыроватский С И *УФН* **104** 669 (1971); Syrovatskii S I *Sov. Phys. Usp.* **14** 533 (1972)
6. Сыроватский С И *УФН* **118** 738 (1976); Syrovatskii S I *Sov. Phys. Usp.* **19** 354 (1976)
7. Сомов Б В, Сыроватский С И *УФН* **120** 217 (1976); Somov B V, Syrovatskii S I *Sov. Phys. Usp.* **19** 813 (1976)
8. Kennel C F *Comments Astrophys. Space Phys.* **6** 71 (1975)
9. Alfvén H, Fälthamar C-G *Cosmic Electrodyn.* **2** 78 (1971)
10. Alfvén H *J. Geophys. Res.* **81** 4019 (1976)
11. Giovanelli R G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **107** 338 (1947)
12. Dungey J W *Phys. Rev. Lett.* **6** 47 (1961)
13. Akasofu S-I *Planet. Space Sci.* **12** 573 (1964)
14. Сыроватский С И *УФН* **62** 247 (1957)
15. Сыроватский С И *УФН* **128** 380 (1979)
16. Кадомцев Б Б *УФН* **151** 3 (1987); Kadomtsev B B *Rep. Prog. Phys.* **50** 115 (1987)

17. Sato T *J. Geophys. Res.* **84** 7177 (1979)
18. Kowal G et al. *Astrophys. J.* **700** 63 (2009)
19. Зеленый Л М *Динамика плазмы и магнитных полей в хвосте магнитосферы Земли* (Итоги науки и техники. Сер. Исследования космического пространства, Т. 24) (М.: ВИНТИ, 1986)
20. Pudovkin M I, Semenov V S *Space Sci. Rev.* **41** 1 (1985)
21. Безродных С И, Власов В И, Сомов Б В *Письма в Астрон. журн.* **37** 133 (2011); Bezrodnykh S I, Somov B V, Vlasov V I *Astron. Lett.* **37** 113 (2011)
22. Artemyev A V et al. *Ann. Geophys.* **27** 4075 (2009)
23. McPherron R L et al., in *Quantitative Modeling of Magnetosphere-Ionosphere Coupling Processes* (Eds Y Kamide, R A Wolf) (Kyoto: Kyoto Sangyo Univ., 1987) p. 252
24. Runov A, Nakamura R, Baumjohann W *Adv. Space Res.* **38** 85 (2006)
25. Франк А Г *УФН* **180** 982 (2010); Frank A G *Phys. Usp.* **53** 941 (2010)
26. Zelenyi L et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **58** 054002 (2016)
27. Frank A G et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **65** 095006 (2023)
28. Сыроватский С И *Вестн. АН СССР* (10) 33 (1977)
29. Сыроватский С И *Природа* (2) 143 (1978)
30. Syrovatskii S I *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **19** 163 (1981)
31. Biskamp D *Nonlinear Magnetohydrodynamics* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1997)
32. Biskamp D, Schwarz E *Phys. Plasmas* **8** 4729 (2001)
33. Biskamp D, in *Energy Conversion and Particle Acceleration in the Solar Corona* (Lecture Notes in Physics, Vol. 612, Ed. K-L Klein) (Berlin: Springer, 2003) p. 109, https://doi.org/10.1007/3-540-36242-8_8
34. Гинзбург В Л, Сыроватский С И *УФН* **71** 411 (1960); Ginzburg V L, Syrovatskii S I *Sov. Phys. Usp.* **3** 504 (1961)
35. Зеленый Л М и др. *Физика плазмы* **37** 137 (2011); Zelenyi L M et al. *Plasma Phys. Rep.* **37** 118 (2011)
36. Ness N F *J. Geophys. Res.* **70** 2989 (1965)
37. Зеленый Л М, Милованов А В *УФН* **174** 809 (2004); Zelenyi L M, Milovanov A V *Phys. Usp.* **47** 749 (2004)
38. Axford W I, Hines C O, in *The Upper Atmosphere in Motion* (Geophysical Monograph Series, No. 18, Ed. C O Hines) (Washington, DC: American Geophysical Union, 1974) p. 933
39. Feldstein Y I et al. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* **65** 429 (2003)
40. Alexeev I I *Space Sci. Rev.* **107** 141 (2003)
41. Nagai T, Shinohara I *J. Geophys. Res.* **127** e30653 (2022)
42. Hones E W (Jr.), in *Magnetic Reconnection in Space and Laboratory Plasmas* (Geophysical Monograph, Vol. 30, Ed. E W Hones (Jr.)) (Washington, DC: American Geophysical Union, 1984) p. 178
43. Rostoker G et al. *Space Sci. Rev.* **46** 93 (1988)
44. Крымский П Ф, Ромашенко И А *Геомагнетизм и астрономия* **30** 927 (1990)
45. Зелёный Л М и др. *Физика плазмы* **47** 771 (2021); Zelenyi L M et al. *Plasma Phys. Rep.* **47** 857 (2021)
46. Zelenyi L, Sauvaud J-A *Ann. Geophys.* **15** 511 (1997)
47. Zelenyi L, Sauvaud J-A *Ann. Geophys.* **20** 289 (2002)
48. Escoubert C P, Schmidt R, Goldstein M L *Space Sci. Rev.* **79** 11 (1997)
49. Runov A et al. *Geophys. Res. Lett.* **30** 1579 (2003) <https://doi.org/10.1029/2002GL016730>
50. Grigorenko E E, Sauvaud J-A, Zelenyi L M *J. Geophys. Res.* **112** A05218 (2007)
51. Vaivads A, Retinò A, André M *Space Sci. Rev.* **122** 19 (2006)
52. Fairfield D H, in *Magnetic Reconnection in Space and Laboratory Plasmas* (Geophysical Monograph, Vol. 30, Ed. E W Hones (Jr.)) (Washington, DC: American Geophysical Union, 1984) p. 168
53. Kaufmann R L *J. Geophys. Res.* **92** 7471 (1987)
54. Petrukovich A A et al. *J. Geophys. Res.* **112** A10213 (2007)
55. Mitchell D G et al. *Geophys. Res. Lett.* **17** 583 (1990)
56. Lui A T Y et al. *J. Geophys. Res.* **97** 1461 (1992)
57. Sergeev V A et al. *J. Geophys. Res.* **98** 17345 (1993)
58. Baker D N et al. *J. Geophys. Res.* **101** 12975 (1996)
59. Sanny J et al. *J. Geophys. Res.* **99** 5805 (1994)
60. Pulkkinen T I et al. *J. Geophys. Res.* **99** 5793 (1994)
61. Petrukovich A A et al. *J. Geophys. Res.* **116** A00125 (2011)
62. Pulkkinen T I et al. *Geophys. Res. Lett.* **20** 2427 (1993)
63. Angelopoulos V et al. *Science* **321** 931 (2008)
64. Malova H V et al. *Astrophys. J.* **834** 34 (2017)
65. Guo A et al. *Astrophys. J.* **955** 14 (2023)
66. Panov E V et al. *Adv. Space Res.* **37** 1363 (2006)
67. Birn J, Hesse M *J. Geophys. Res.* **119** 290 (2014)
68. Zelenyi L et al. *Space Sci. Rev.* **132** 593 (2007)
69. Grigorenko E E et al. *J. Geophys. Res.* **122** 10176 (2017)
70. Artemyev A V, Vasko I Y, Kasahara S *Planet. Space Sci.* **96** 133 (2014)
71. Runov A et al. *Ann. Geophys.* **23** 1391 (2005)
72. Nakamura R et al. *Space Sci. Rev.* **122** 29 (2006)
73. Zelenyi L M et al. *Adv. Space Res.* **30** 1629 (2002)
74. Зеленый Л М и др. *Космические исследования* **40** 385 (2002); Zelenyi L M et al. *Cosmic Res.* **40** 357 (2002)
75. Malova H V et al. *Geophys. Res. Lett.* **34** L16108 (2007)
76. Kamaletdinov S R et al. *J. Geophys. Res.* **129** e2023JA032130 (2024)
77. Мингалев О В и др. *Физика плазмы* **38** 329 (2012); Mingalev O V et al. *Plasma Phys. Rep.* **38** 300 (2012)
78. Zelenyi L M et al. *Nonlin. Processes Geophys.* **11** 579 (2004)
79. Zelenyi L M et al. *Geophys. Res. Lett.* **33** L05105 (2006)
80. Мингалев О В и др. *Физика плазмы* **33** 1028 (2007); Mingalev O V et al. *Plasma Phys. Rep.* **33** 942 (2007)
81. Cowley S W H *J. Plasma Phys.* **12** 319 (1974)
82. Servidio S et al. *J. Geophys. Res.* **116** A09102 (2011)
83. Леденцов Л С, Сомов Б В *ЖЭТФ* **144** 1319 (2013); Ledentsov L S, Somov B V *J. Exp. Theor. Phys.* **117** 1164 (2013)
84. Malova H V et al. *J. Geophys. Res.* **120** 4802 (2015)
85. Мананкова А В *Геомагнетизм и астрономия* **46** 339 (2006); Manankova A V *Geomagn. Aeron.* **46** 322 (2006)
86. Sitnov M I et al. *J. Geophys. Res.* **111** A08204 (2006)
87. 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)
88. Malova H V et al. *J. Geophys. Res.* **118** 4308 (2013)
89. Harris E G *Nuovo Cimento* **23** 115 (1962)
90. Lembege B, Pellat R *Phys. Fluids* **25** 995 (1982)
91. Зелёный Л М и др. *УФН* **186** 1153 (2016); Zelenyi L M et al. *Phys. Usp.* **59** 1057 (2016)
92. Зеленый Л М и др. *УФН* **180** 973 (2010); Zelenyi L M et al. *Phys. Usp.* **53** 933 (2010)
93. Gontikakis C et al. *Astrophys. J.* **771** 126 (2013)
94. Sitnov M I et al. *J. Geophys. Res.* **105** 13029 (2000)
95. Zelenyi L M et al. *Nonlin. Processes Geophys.* **7** 127 (2000)
96. Tsyganenko N A, Mukai T *J. Geophys. Res.* **108** 1136 (2003)
97. Галеев А А, Зеленый Л М *ЖЭТФ* **70** 2133 (1976); Galeev A A, Zelenyi L M *Sov. Phys. JETP* **43** 1113 (1976)
98. Zelenyi L et al. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* **70** 325 (2008)
99. Speiser T W *J. Geophys. Res.* **70** 4219 (1965)
100. Eastwood J W *Planet. Space Sci.* **20** 1555 (1972)
101. Ashour-Abdalla M et al. *J. Geophys. Res.* **99** 14891 (1994)
102. Delcourt D C, Malova H V, Zelenyi L M *Geophys. Res. Lett.* **33** L06106 (2006)
103. Hoshino M et al. *J. Geophys. Res.* **103** 4509 (1998)
104. Mingalev O et al. *Solar-Terr. Phys. Res.* **7** 11 (2021)
105. Мингалев О В и др. *Физика плазмы* **35** 85 (2009); Mingalev O V et al. *Plasma Phys. Rep.* **35** 76 (2009)
106. Malova H V et al. *J. Geophys. Res.* **117** A04212 (2012)
107. Sergeev V et al. *Geophys. Res. Lett.* **30** 1327 (2003)
108. Somov B V, Verneta A I *Space Sci. Rev.* **65** 253 (1993)
109. Wu M et al. *J. Geophys. Res.* **121** 7817 (2016)
110. Sitnov M et al. *Space Sci. Rev.* **215** 31 (2019)
111. Birn J et al. *Phys. Plasmas* **18** 111202 (2011)
112. Gonzalez W D et al., in *Magnetic Reconnection: Concepts and Applications* (Astrophysics and Space Science Library, Vol. 427, Eds W Gonzalez, E Parker) (Cham: Springer, 2016) p. 1, https://doi.org/10.1007/978-3-319-26432-5_1
113. Sitnov M I et al. *Geophys. Res. Lett.* **48** e93065 (2021)
114. Liu Y-H et al. *J. Geophys. Res.* **119** 9773 (2014)
115. Coppi B, Laval G, Pellat R *Phys. Rev. Lett.* **16** 1207 (1966)
116. Coroniti F V *Phys. Rev. Lett.* **38** 1355 (1977)
117. Schindler K *Space Sci. Rev.* **23** 365 (1979)
118. Esarey E, Molvig K *Geophys. Res. Lett.* **14** 367 (1987)
119. Галеев А А, в кн. *Основы физики плазмы* (Под ред. А А Галеева, Р Судана) Т. 1 (М.: Энергоиздат, 1983); Galeev A A, in *Basic Plasma Physics* Vol. 1 (Eds A A Galeev, R N Sudan) (Amsterdam: North-Holland, 1983)
120. Büchner J, Zelenyi L M *J. Geophys. Res.* **94** 11821 (1989)
121. Malova H V, Sitnov M I *Phys. Lett. A* **177** 235 (1993)
122. Daughton W *Phys. Plasmas* **6** 1329 (1999)
123. Daughton W, Lapenta G, Ricci P *Phys. Rev. Lett.* **93** 105004 (2004)
124. Sitnov M I, Malova H V, Sharma A S *Geophys. Res. Lett.* **25** 269 (1998)
125. Ситнов М И, Малова Х В, Шарма А С *Физика плазмы* **25** 253 (1999); Sitnov M I, Malova H V, Sharma A S *Plasma Phys. Rep.* **25** 227 (1999)
126. Sitnov M I, Lui A T Y *J. Geophys. Res.* **104** 6941 (1999)
127. Büchner J *Adv. Space Res.* **18** 267 (1996)
128. Tsurutani B T et al. *Earth Planets Space* **61** 555 (2009)
129. Fairfield D H *J. Geophys. Res.* **97** 10865 (1992)
130. Sergeev V A, Pellinen R J, Pulkkinen T I *Space Sci. Rev.* **75** 551 (1996)
131. Pellat R, Coroniti F V, Pritchett P L *Geophys. Res. Lett.* **18** 143 (1991)

132. Малова Х В и др. *Физика плазмы* **36** 897 (2010); Malova Kh V et al. *Plasma Phys. Rep.* **36** 841 (2010)
133. Заславский Г М, Сагдеев Р З *Введение в нелинейную физику: От маятника до турбулентности и хаоса* (М.: Наука, 1988); Sagdeev R Z, Usikov D A, Zaslavsky G M *Nonlinear Physics: From the Pendulum to Turbulence and Chaos* (Chur: Harwood Acad. Publ., 1988)
134. Sonnerup B U Ö *J. Geophys. Res.* **76** 8211 (1971)
135. Зелёный Л М и др. *УФН* **183** 365 (2013); Zelenyi L M et al. *Phys. Usp.* **56** 347 (2013)
136. Chen J, Palmadesso P J *J. Geophys. Res.* **91** 1499 (1986)
137. Chen J *J. Geophys. Res.* **97** 15011 (1992)
138. Schindler K, in *Earth's Magnetospheric Processes. Proc. of a Symp., and 9th ESRO, European Space Research Organization, Summer School, Cortina, Italy, August 30–September 10, 1971* (Astrophysics and Space Science Library, Vol. 32, Ed. B M McCormac) (Dordrecht: D. Reidel, 1972) p. 200
139. Zwingmann W *J. Geophys. Res.* **88** 9101 (1983)
140. Schindler K *Astrophys. Space Sci.* **264** 289 (1998)
141. Schindler K, Birn J *J. Geophys. Res.* **107** 1193 (2002)
142. Hill T W *J. Geophys. Res.* **80** 4689 (1975)
143. Francfort P, Pellat R *Geophys. Res. Lett.* **3** 433 (1976)
144. Pritchett P L, Coroniti F V *J. Geophys. Res.* **97** 16773 (1992)
145. Kropotkin A P, Domrin V I *J. Geophys. Res.* **101** 19893 (1996)
146. Kropotkin A P, Malova H V, Sitnov M I *J. Geophys. Res.* **102** 22099 (1997)
147. Birn J *J. Geophys. Res.* **85** 1214 (1980)
148. Kan J R *J. Geophys. Res.* **103** 11787 (1998)
149. Burkhart G R et al. *J. Geophys. Res.* **97** 13799 (1992)
150. Zelenyi L M et al., in *Multiscale Processes in the Earth's Magnetosphere: From Interball to Cluster* (NATO Science Ser. II, Vol. 178, Eds J-A Sauvaud, Z Němeček) (Dordrecht: Springer, 2004) p. 275, https://doi.org/10.1007/1-4020-2768-0_15
151. Zelenyi L M et al. *Geophys. Res. Lett.* **47** e2020GL088422 (2020)
152. Zelenyi L M et al. *J. Geophys. Res.* **127** e2022JA030881 (2022)
153. Khabarova O et al. *Space Sci. Rev.* **217** 38 (2021)
154. Pezzi O et al. *Space Sci. Rev.* **217** 39 (2021)
155. Ohtani S *Space Sci. Rev.* **95** 347 (2001)
156. Hwang K-J et al. *J. Geophys. Res.* **116** A00132 (2011)
157. Nishimura Y et al. *J. Geophys. Res.* **129** e2024JA032924 (2024)
158. Ge Y S et al. *J. Geophys. Res.* **117** A10226 (2012)
159. Belehaki A et al. *Ann. Geophys.* **13** 494 (1995)
160. Зелёный Л М и др. *Космические исследования* **47** 388 (2009); Zelenyi L M et al. *Cosmic Res.* **47** 352 (2009)
161. Burch J L et al. *Space Sci. Rev.* **199** 5 (2016)
162. Wang R et al. *Geophys. Res. Lett.* **45** 4542 (2018)
163. Phan T D et al. *Geophys. Res. Lett.* **43** 6060 (2016)
164. Zhou M et al. *Phys. Rev. Lett.* **119** 055101 (2017)
165. Gingell I et al. *Geophys. Res. Lett.* **46** 1177 (2019)
166. Chen Z Z et al. *Geophys. Res. Lett.* **46** 10209 (2019)
167. Leonenko M V et al. *J. Geophys. Res.* **126** e2021JA029641 (2021)
168. Sonnerup B U Ö, Scheible M, in *Analysis Methods for Multi-Spacecraft Data* (ISSI Scientific Reports Ser., ESA/ISSI, Vol. 1, Eds G Paschmann, P Daly) (Frascati: ESA, 1998) p. 185
169. Grigorenko E E et al. *J. Geophys. Res.* **129** e2023JA032318 (2024)
170. Khabarova O et al. *Astrophys. J.* **933** 97 (2022)
171. Fu H S et al. *Geophys. Res. Lett.* **44** 37 (2017)
172. Huang S Y et al. *Geophys. Res. Lett.* **49** e2021GL096403 (2022)
173. Mallet A *J. Plasma Phys.* **86** 905860301 (2020)
174. Vega C et al. *Astrophys. J. Lett.* **893** L10 (2020)
175. Hubbert M et al. *J. Geophys. Res.* **127** e29584 (2022)
176. Man H Y et al. *Geophys. Res. Lett.* **45** 8729 (2018)
177. Poh G et al. *J. Geophys. Res.* **124** 7477 (2019)
178. Hesse M et al. *Space Sci. Rev.* **160** 3 (2011)
179. Torbert R B et al. *Science* **362** 1391 (2018)
180. Genestreti K J et al. *J. Geophys. Res.* **128** e2023JA031760 (2023)
181. Lu S et al. *Nat. Commun.* **11** 5049 (2020)
182. Lu S et al. *Astrophys. J.* **943** 100 (2023)
183. Huang S Y et al. *J. Geophys. Res.* **120** 6188 (2015)
184. Tsareva O O et al. *Geophys. Res. Lett.* **51** e2023GL106867 (2024)
185. Leonenko M V et al. *Atmosphere* **14** 722 (2023)
186. Tsareva O O et al. *J. Geophys. Res.* **128** e2023JA031459 (2023)
187. Büchner J, Zelenyi L M *Phys. Lett. A* **118** 395 (1986)
188. Alexeev I I, Kalegaev V V *J. Geophys. Res.* **100** 19267 (1995)
189. Runov A et al. *Geophys. Res. Lett.* **36** L14106 (2009)
190. Sitnov M I, Swisdak M, Divin A V *J. Geophys. Res.* **114** A04202 (2009)
191. Balikhin M A et al. *J. Geophys. Res.* **117** A08229 (2012)
192. Grigorenko E E et al. *J. Geophys. Res.* **119** 6553 (2014)

Thin and superthin current sheets: journey into the depths of Syrovatskii's singularity

L.M. Zelenyi^(1,a), H.V. Malova^(1,2,b), E.E. Grigorenko^(1,c), V.Yu. Popov^(1,3,4,d), O.O. Tsareva^(1,e), M.V. Leonenko^(1,f)

⁽¹⁾ Space Research Institute, Russian Academy of Sciences, ul. Profsoyuznaya 84/32, 117997 Moscow, Russian Federation

⁽²⁾ Lomonosov Moscow State University, Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics,

Leninskie gory 1, str. 2, 119991 Moscow, Russian Federation

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

⁽⁴⁾ HSE University, ul. Myasnitskaya 20, 101000 Moscow, Russian Federation

E-mail: ^(a) zelenyi@iki.rssi.ru, ^(b) hmalova@yandex.ru, ^(c) elenagrigenko2003@yandex.ru, ^(d) popov@math380b.phys.msu.ru,

^(e) olga8.92@mail.ru, ^(f) makarleon@gmail.com

We discuss the history of the study of thin (proton-thickness) current sheets in space plasma, which in the magnetohydrodynamic (MHD) framework were regarded as singular structures, i.e., infinitely thin MHD discontinuities. We discuss the special role of the work of S.I. Syrovatskii and his group in developing the theory and experimental studies of nonstationary thin current sheets in application to solar flares. Multisatellite scientific missions (Interball, Cluster, and MMS) have allowed looking inside the 'singularities' and evaluating the most complex processes of energy accumulation, transformation, and release within them. The accumulation of observational data from multisatellite space missions and the development of theoretical models of thin sheets allows their complex internal structure to be studied, including a hierarchical nesting of thinner current sheets inside wider ones. Even in a not very thin sheet, the plasma dynamics can no longer be described within the MHD approximation and requires the motion of electrons and ions to be described separately, at least. Describing ions is especially challenging because of their large Larmor radius (possibly exceeding the sheet thickness). The so-called quasiadiabatic theory of the motion of charged particles in the presence of sharp magnetic gradients plays a major role here. We reveal the key role of thin nested structures as triggers of explosive magnetic reconnection and conversion of the free energy of magnetic fields into the energy of waves and flows of accelerated particles. The relevant issue of observing and interpreting the properties of superthin (electron-scale) current sheets is covered in detail. Such sheets can be both part of multilevel nested structures and multiple independent nonstationary formations related to the magnetic energy dissipation processes in hot collisionless magnetospheric plasmas. The rapid evolution and decay of these sheets lead to the acceleration of electrons and the formation of new sheets, which also decay and give rise to new thin current structures; therefore, reconnection does occur on the electron scale, albeit in a nontrivial cascade mode. Several decades have passed since Syrovatskii constructed the MHD model of a dynamical current sheet, and the experience of improving both experimental techniques and theoretical tools that have allowed looking inside these amazing structures is instructive.

Keywords: collisionless cosmic plasma, thin current sheets, metastability, magnetic reconnection, superthin electron sheets, electron tearing mode, cascade reconnection

PACS numbers: 52.40.Kh, **94.05**. – a

Bibliography — 192 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **195** (8) 807–834 (2025)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFN.2025.03.039950>

Received 20 June 2025

Physics – Uspekhi **68** (8) (2025)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFN.2025.03.039950>