

## АЛЬБЕРТ ГАЛЕЕВ: ПРОБЛЕМА МЕТАСТАБИЛЬНОСТИ И ВЗРЫВНОГО ПЕРЕСОЕДИНЕНИЯ<sup>1</sup>

© 2021 г. Л. М. Зелёный<sup>a, b</sup>, Х. В. Малова<sup>a, c, \*</sup>, В. Ю. Попов<sup>a, d, e</sup>, Е. Е. Григоренко<sup>a, b</sup>, J. Büchner<sup>f</sup>

<sup>a</sup> Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

<sup>b</sup> Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия

<sup>c</sup> МГУ им. М.В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

<sup>d</sup> МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

<sup>e</sup> Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, Москва, Россия

<sup>f</sup> Center for Astronomy and Astrophysics Berlin Institute of Technology (Technische Universität Berlin), Berlin, Germany

\*e-mail: hmalova@yandex.ru

Поступила в редакцию 02.03.2021 г.

После доработки 20.04.2021 г.

Принята к публикации 25.04.2021 г.

Альберт Абубакирович Галеев, советский и российский специалист по физике плазмы, активно занимавшийся исследованиями в области УТС, в начале 1970-х годов, став заведующим отделом ИКИ АН СССР, начал уделять основное внимание проблемам физики космической плазмы и внес важнейший вклад в решение многих из них. Среди них физика бесстолкновительных ударных волн, явление аномальной ионизации, процессы в плазменных оболочках комет и многое другое. Наша статья посвящена лишь одному из многочисленных направлений его работы: исследованиям токовых слоев и происходящих в них процессах магнитного пересоединения. Исследование тонких токовых структур в космической плазме, с толщинами порядка протонных гирорадиусов, положено пионерскими работами С.И. Сыроватского, Т. Спейсера и других выдающихся ученых, предположивших, что в космической плазме существуют пограничные тонкие токовые слои, играющие ключевую роль в динамике магнитосферы Земли и короны Солнца. Развитие этих работ диктовалось необходимостью объяснить вспышки на Солнце и магнитосферные возмущения, при которых фазы эволюционного развития сменяются взрывными, спонтанными процессами с высвобождением свободной энергии. Один из ключевых физических процессов — пересоединение магнитных полей — реализуется в природе как элемент общей проблемы создания и эволюции ТС. В своей серии работ, начатой в 1975 г. публикацией в “Письмах ЖЭТФ” статьи (совместно с Л.М. Зеленым) “Метаустойчивые состояния диффузного нейтрального слоя”, А.А. Галеев исследовал устойчивость токовых слоев к разрывной тиринг-моду, изучил динамику магнитного пересоединения на границах планетных магнитосфер, объяснил процессы генерации быстрых ионных потоков с энергиями в несколько МэВ в хвосте магнитосферы Земли. В настоящей статье обсуждается дальнейшее развитие этих работ, в свое время инициированное А.А. Галеевым. Представлена новая модель вложенного токового слоя с внутренним сверхтонким электронным слоем и двумя внешними токовыми слоями с носителями тока — протонами и ионами кислорода. Показано, что свободная энергия такой вложенной структуры в соответствующей области параметров значительно превышает свободную энергию хорошо известной конфигурации Харриса. Это позволяет одновременно объяснить и их устойчивость (до определенного предела), и дестабилизацию при достижении параметрами ТС некоторых критических значений, что ведет к изменению топологии магнитного поля и началу процессов макроскопического пересоединения.

*Ключевые слова:* Альберт Галеев, космическая плазма, токовые слои, метастабильность, неустойчивость, магнитное пересоединение

DOI: 10.31857/S0367292121090092

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В 1965 г. для объяснения спутниковых данных по измерениям магнитного поля (МП) в околоземном космическом пространстве Норманн

Несс впервые описал форму магнитосферы на ночной стороне в виде вытянутого “магнитного хвоста” [1]. Он предположил, что в его центральной плоскости течет крупномасштабный электрический ток, направленный с утренней стороны на вечернюю, который самосогласованно поддерживает разнонаправленные магнитные поля в северной и южной долях хвоста и замыка-

<sup>1</sup> Данная статья подготовлена по результатам работы Международной конференции “Исследования космической плазмы: перспективы ближайших десятилетий”, посвященной 80-летию академика Альберта Абубакировича Галеева.

ется, протекая по границе магнитосферы – магнитопаузе. В качестве причины формирования подобной вытянутой магнитной структуры предполагалось взаимодействие собственного дипольного магнитного поля Земли с обтекающим его потоком солнечного ветра (СВ). Аксфорд и Хайнс [2] предположили, что часть энергии потока СВ в результате квазивязкого взаимодействия передается внутрь магнитосферы, что приводит к формированию удлинённой хвостовой конфигурации, находящейся в состоянии непрерывной конвекции магнитного поля и вещества: вдоль внешней границы (магнитопаузы) – от Земли, и во внутренней (токовом слое хвоста) – к Земле. Данжи [3] подчеркнул роль топологии магнитных полей, возникающих при взаимодействии межпланетного магнитного поля (ММП), в замороженного в поток плазмы СВ с магнитным полем Земли, созданном протекающими в ее ядре токами. Измерения показали, что токовый слой (ТС), поддерживающий такую конфигурацию ММП, должен располагаться вблизи экваториальной плоскости хвоста, иметь форму близкую к плоской и толщину которая в спокойное геомагнитное время составляет  $1-2R_E$  ( $R_E$  – радиус Земли, равный 6380 км) [4–6].

Современные данные говорят о наблюдениях сверхтонких токовых слоев (ТТС), толщины которых на  $1-2$  порядка меньше гирорадиусов протонов, но в то же время заметно больше толщины электронного гирорадиуса [7]. Наблюдения показывают, что ТТС являются тем местом, где могут происходить процессы магнитного пересоединения [8–13]. Одной из интригующих загадок космофизики долгое время оставалась проблема неустойчивости хвоста магнитосферы, в котором через некоторое время после прихода ММП южного направления начинаются крупномасштабные возмущения магнитного поля, часто носящие взрывной характер. Было сделано предположение, что такие магнитосферные возмущения (получившие морфологическое название “магнитосферные суббури”) вызываются процессами магнитного пересоединения, которое сначала происходит в лобовой части магнитосферы, а затем вместе с потоком СВ переносится на ночную сторону в магнитосферный хвост ([6] и ссылки там же). Магнитное поле в долях хвоста при этом усиливается и, соответственно, в системе запасается магнитная энергия. Начало быстрого пересоединения в хвосте часто происходит с существенной задержкой по отношению к началу процесса накопления магнитной энергии. Это привело к идее метастабильности ТС относительно развития в нем процессов спонтанного магнитного пересоединения [14, 15].

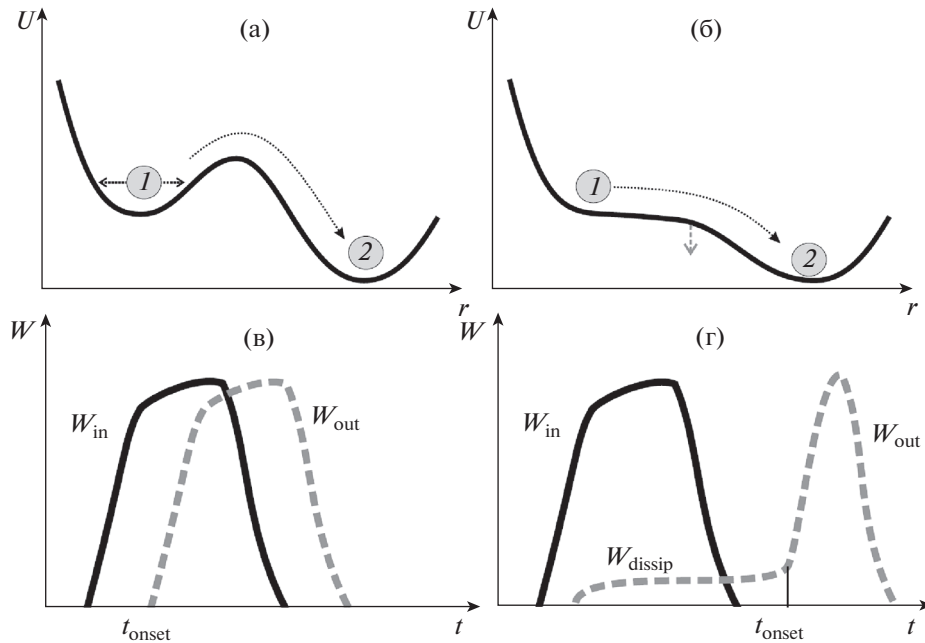
Стоит заметить, что спонтанное пересоединение (иногда его называют тиринг-неустойчивостью) отличается от стационарного (“вынужден-

ного”), рассматривавшегося в работах Петчека и Паркера–Свита [16, 17] лишь пространственно-временной динамикой. В основе обоих процессов лежит нарушение вмороженности, связанное с каким-либо механизмом диссипации, позволяющее силовым линиям магнитного поля пересоединяться с другими “партнерами”. В бесстолкновительной плазме поиск соответствующего механизма диссипации нетривиален. В работе [18] показано, что обычные кулоновские столкновения в этом случае может заменить затухание Ландау.

Спутниковые наблюдения подтвердили существование двух основных режимов процесса пересоединения – вынужденного и спонтанного, о которых мы упоминали выше. В первом случае считается, что магнитное пересоединение происходит в узкой диссипативной области и носит вынужденный характер, благодаря тому что за счет конвекции в поперечном электрическом поле к области диссипации (X-линия в 2D-геометрии) приносится извне магнитный поток, силовые линии которого пересоединяются и затем (уже в новой комбинации) отводятся от области диссипации. В этой концепции, восходящей к моделям Паркера–Свита и Петчека [16, 17], магнитное пересоединение происходит в непрерывном режиме, пока к области пересоединения поддерживается приток плазмы с вмороженным в нее магнитным полем. Этот режим позволяет объяснить эффективное преобразование магнитной энергии в кинетическую и тепловую энергию плазмы за счет быстрого пересоединения магнитного поля в малой по размеру активной области. Но для того, чтобы подобный процесс мог осуществиться, такая конфигурация в системе должна уже существовать, т.е. быть заранее создана.

Именно за это и отвечает режим спонтанного пересоединения (тиринг-неустойчивости), рассматриваемый в этой статье. С ним связано ключевое для нас изменение топологии магнитного поля и появление в системе “активных областей”, где работают механизмы диссипации, о которых говорилось выше. С наблюдательной точки зрения этот процесс приводит к появлению в системе одного или нескольких магнитных островов. При росте магнитных островов удерживаемая в них плазма может рассматриваться как отдельное плазменное образование, носящее название “плазмоид”.

Развитие концепции метастабильности ТТС с последующим магнитным пересоединением было одним из направлений работы А.А. Галева и его учеников [14, 19]. Исследования ученых в этом направлении столкнулись с существенными трудностями. Решение нашлось через несколько десятилетий ожесточенной борьбы научных концепций и идей [14, 20]. В настоящей работе будет освещена проблема устойчивости токовых слоев



**Рис. 1.** Представление о метастабильности системы (а, б) и сценарий прямого и опосредованного цикла “накопления—высвобождения” энергии в магнитосфере Земли (в, г).

в космической плазме и будет показано развитие исследований в этом направлении от первых работ А.А. Галева до настоящего времени.

## 2. МЕТАСТАБИЛЬНОСТЬ ТОКОВОГО СЛОЯ МАГНИТОСФЕРНОГО ХВОСТА

Основная идея метастабильности может быть проиллюстрирована на рис. 1, где показан профиль потенциальной энергии  $U$  произвольной системы в зависимости от характерного параметра системы  $r$ , как изображено на рис. 1а, б. В качестве аналогии можно рассмотреть движение шарика по поверхности. Профиль потенциала демонстрирует два локальных минимума системы — один из них устойчивый-2, а второй — неустойчивый-1. Чтобы преодолеть потенциальный барьер возможны два варианта — или в систему должна поступить дополнительная сила (сценарий, изображенный на рис. 1а), сталкивающая шарик из положения — 1 в 2, или, в результате медленной эволюции системы, высота горба уменьшится настолько, что профиль потенциала  $U$  в этой области станет монотонным (рис. 1б, направление уменьшения горба потенциала показано серой штриховой стрелкой). В обоих случаях произойдет “сваливание” системы (шарика) из состояния 1 в минимум потенциала — ниже энергетическое положение 2. Таким образом, хотя в минимуме потенциальной энергии 1 система находится в равновесии, это равновесие является неустойчивым, но может существовать достаточно

долго. Такая схематическая картина очень важна для понимания происходящих в космической плазме процессов, от солнечных вспышек до магнитосферных суббурь.

Первые теоретические работы об энергетическом балансе во время крупномасштабных геомагнитных возмущений, суббурь, рассматривали два различных сценария: 1) почти немедленное выделение энергии после ее поступления в магнитосферу (рис. 1в); 2) накопление поступающей энергии, а потом ее очень быстрое высвобождение (рис. 1г). В магнитосферной терминологии эта фаза быстрого выделения накопленной энергии так и называется взрывной (expansion phase). Данные наземных и спутниковых измерений показывают, что магнитосферные суббури могут развиваться по обоим сценариям, но второй, по наблюдениям, является преобладающим (см., например, [21–23]). Таким образом, возникает необходимость объяснить, каким образом в магнитосфере Земли может запастись достаточно большая магнитная энергия ( $\sim 10^{24}$  эрг), а также как, где и почему она бурным образом высвобождается во время взрывной фазы суббури.

Накопление энергии в хвосте может быть хорошо понято с помощью известной модели Данжи [3]. Долгое время в литературе обсуждались два сценария, по которым могут реализовываться магнитосферные суббури. В первом случае процессы накопления—высвобождения энергии могут осуществляться по сценарию, показанному на рис. 1в, когда непосредственно после получения

энергии  $W_{in}$  в системе практически сразу начинаются процессы ее высвобождения (так называемый режим прямого высвобождения энергии  $W_{out}$  — “direct driving”). Однако такой сценарий осуществляется редко. Гораздо более частым является второй сценарий, когда отклик системы на внесение энергии может начаться с незначительных процессов прямой диссипации энергии  $W_{dissip}$ , затем, по истечении некоторого времени задержки ( $t_{onset}$ ) начинается онсет — взрывная фаза суббури, сопровождаемая выделением значительного количества энергии  $W_{out}$ . Второй сценарий изображен схематически на рис. 1г. Было выяснено, что перед магнитосферными суббуриями к Земле подходит солнечный ветер с южным направлением ММП. При этом создаются благоприятные условия для пересоединения на дневной стороне ММП и направленного к югу магнитного поля Земли. Усиленное пересоединение на дневной стороне магнитопаузы способствует переброске магнитного потока в хвост, вследствие чего магнитное поле в долях хвоста возрастает и, в свою очередь, вызывает сжатие токового слоя поперек плоскости экватора [6, 21]. Стало ясным, что именно токовый слой хвоста ответственен за запаздывание (иногда до двух часов) магнитосферного ответа в результате прихода южного ММП и является той самой ключевой структурой, накапливающей излишек свободной энергии в сценарии “накопления—высвобождения” (“storage—release”), показанном схематически на рис. 1г [21–23].

Благодаря спутниковым данным было выяснено, что с момента прихода южного ММП за период времени от 30 мин до 2 ч токовый слой хвоста сжимается от толщины порядка 1–2 радиусов Земли  $R_E$  до поперечного размера примерно 250–2000 км [24–27]. Эта фаза, предшествующая взрывным геомагнитным возмущениям, называется подготовительной фазой суббури (growth phase). Образовавшийся предельно тонкий токовый слой (ТТС), чья толщина становится сопоставимой с протонными гирорадиусами, в этот период играет роль “резервуара”, где сохраняется энергия, поступающая внутрь магнитосферы из солнечного ветра. В какой-то момент своей эволюции ТТС может спонтанно разрушиться, в результате чего запасенная в нем энергия будет “взрывным” образом высвобождена и трансформирована в кинетическую энергию ускоренных потоков плазмы, ее нагрев и энергию различных электромагнитных возмущений, сопровождающих эти процессы. В результате развития тиринг-неустойчивости (от слова “tearing” — разрыв) меняется топология магнитного поля в хвосте — силовые линии из северной и южной частей токового слоя пересоединяются с образованием одного или нескольких магнитных островов с захвачен-

ной внутри них плазмой. Формирование новой области пересоединения (X-линии) в результате инициации процесса спонтанного пересоединения ММП знаменует собой начало новой фазы — быстрого вынужденного пересоединения в этой новой области [6, 11–13, 15, 23–27].

Ускоренные потоки частиц плазмы по пересоединившимся силовым линиям в южной и северной долях хвоста стекают в полярную область, перераспределяя систему токов и полей в ионосфере. Столкновения электронов с атомами верхней атмосферы в области авроральных овалов вызывают уярчение полярных сияний. Одновременно в хвосте вблизи образовавшихся X-линий формируются магнитные острова — плазмоиды (протяженностью порядка нескольких  $R_E$ ). Острова эти имеют интересную динамику — часть из них уносится вместе с потоком СВ, другие за счет конвекции движутся к Земле. Но в этой работе мы не будем обсуждать эти явления, а сосредоточимся на ключевом процессе — спонтанном пересоединении, изменяющим топологию магнитного поля и дающим старт всем остальным, упомянутым выше событиям.

Ниже мы покажем, что ТТС может исполнять роль резервуара для энергии, поступающей в магнитосферу, и проявлять свойство метастабильности, т.е. оставаться устойчивым достаточно длительное время после начала суббури, а затем, в ходе эволюции ТС, сопровождаемой накоплением энергии, достичь по параметрам слоя (толщина ТС и “вытянутость” линий магнитного поля) критических значений, что приведет к дестабилизации слоя, изменению топологии поля и формированию в нем новой X-линии.

Развитие плазменных неустойчивостей в таких конфигурациях как хвост магнитосферы, напоминающей Z-пинч, представляет самостоятельный интерес [28]. Природа многих из них долгое время оставалась недостаточно изученной. Длинноволновая разрывная мода, соответствующая пинчеванию тока и его распаду на отдельные токовые нити, представляет наибольший интерес как неустойчивость, которая может объяснить разрыв токового слоя и последующее многообразное крупномасштабное суббурное поведение динамики.

### 3. ДРАМАТИЧЕСКАЯ БОРЬБА ЗА ИОННУЮ ТИРИНГ-МОДУ КАК ТРИГГЕР ПРОЦЕССОВ ПЕРЕСОЕДИНЕНИЯ В ХВОСТЕ МАГНИТОСФЕРЫ

В первых моделях токового слоя традиционно использовалась одномерная модель токового равновесия Харриса [29], которая была математически простой и элегантной, удобной для аналитических выкладок: в ней была учтена единственная тангенциальная компонента магнитного поля

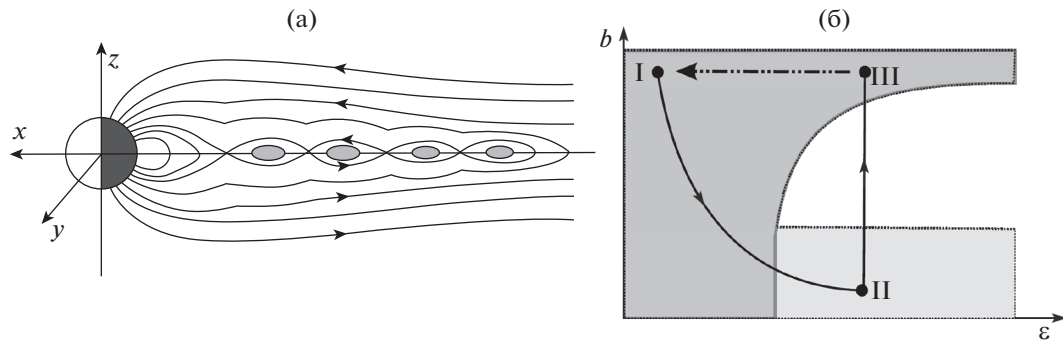


Рис. 2. Электронная тиринг-неустойчивость в хвосте магнитосферы Земли (рис. 2а, адаптировано из работы [18] и схематическое представление концепции щелей в пространстве параметров (рис. 2б, адаптировано из работы [14]).

$B_x(z)$ , которая меняла знак (обращалась в ноль) в нейтральной плоскости ТТС. Здесь и далее мы будем использовать так называемую солнечно-магнитосферную систему координат, в которой ось  $x$  направлена от центра Земли к Солнцу, ось  $z$  — вдоль оси земного диполя, а ось  $y$  — с утренней на вечернюю сторону. В модели Харриса профиль магнитной тангенциальной компоненты описывается как  $B_x(z) = B_0 \tanh(z/L)$ , а плотность поперечного тока имеет колоколообразный вид  $j_y(z) = j_0 / \cosh^2(z/L)$ ; причем плотности частиц плазмы имеют такой же профиль, т.е.  $n_{e,i}(z) = n_{0e,i} / \cosh^2(z/L)$ .

В работах [18, 28] была предложена идея пинчевания тока  $J_y$ , т.е. слипания токовых нитей, в результате чего в хвосте образуется цепочка магнитных островов (рис. 2а). В столкновительной плазме такой процесс легко осуществим, так как столкновения могут обеспечить диссипацию, необходимую для нарушения вмороженности, без которого ни спонтанное, ни вынужденное пересоединение невозможно. В плазме без кулоновских столкновений этот процесс уже нетривиален, необходим иной бесстолкновительный механизм диссипации энергии. Авторы работы [18] предложили, что необходимая диссипация может быть обеспечена затуханием Ландау распространяющейся тиринг-волны на электронах. Подобная концепция в 1974 г. была уточнена в работе К. Шиндлера [30], который учел слабую нормальную компоненту магнитного поля ( $B_z$ ), всегда реально присутствующую в хвосте магнитосферы. Оказалось, что даже очень малое магнитное поле ( $B_z$ ), направленное поперек плоскости ТС, быстро разрушает затухание Ландау на электронах, но еще слабо влияет на взаимодействие тиринг-моды с ионами. Как было показано в [30], электронное затухание Ландау легко заменяется на ионное, при этом скорость нарастания возмущений даже нарастает. Таким образом, ионная тиринг-

мода осталась единственным потенциальным механизмом реализации спонтанного пересоединения.

Однако все оказалось гораздо сложнее и интереснее. Исследования показали, что малая компонента  $B_z$ , замагничивающая движение электронов, не только разрушает возможность электронного затухания в тиринг-моды, но и создает сильный стабилизирующий эффект, связанный с затратами энергии на сжатие и разрежение замагниченной электронной компоненты, что неизбежно возникает при развитии тиринг-возмущений. Этот эффект, препятствующий развитию ионной тиринг-моды, был назван эффектом электронной сжимаемости. Как оказалось, на сжатие электронной компоненты расходуется большая часть запасенной в ТТС свободной энергии, что делает систему *почти* полностью устойчивой по отношению к развитию тиринг-возмущения в токовом слое хвоста магнитосферы.

Суть продолжительных дебатов 1970–1990-х гг. заключалась в этом выделенном слове “*почти*”. В 1970-е г. А.А. Галеев вместе с Л.М. Зеленым (в то время его аспирантом) включились в исследование неустойчивости хвоста и подробно рассмотрели тиринг-неустойчивость токового слоя с ненулевой нормальной компонентой магнитного поля [14]. Результат оказался интуитивно понятным — в широкой области устойчивости системы обнаружилось узкие “щели” неустойчивости, т.е. это было именно то, что и ожидалось, и на чем должна была бы строиться концепция метастабильности хвоста магнитосферы, позволяющая объяснить развитие магнитосферных суббурь и их взрывообразные проявления. Рисунок 2б показывает расположение областей устойчивости и неустойчивости системы в пространстве параметров. Можно выделить три этапа суббуревой эволюции токового слоя. На фазе накопления энергии (growth phase, переход I–II) ТС утоньшается (происходит рост параметра  $\varepsilon$  — отношения ларморовского радиуса протона к толщине токо-

вого слоя [14]) и вытягивается в антисолнечном направлении (уменьшение поперечной компоненты магнитного поля  $B_z$ ) переходя тем самым из зоны устойчивости (темно-серая область) в метастабильную (светло-серая зона). При развитии тиринг-неустойчивости (переход II–III) начинается выделение запасенной энергии, что соответствует так называемой взрывной фазе суббури. Переход III–I схематически изображает фазу восстановления, т.е. возврат системы к исходному состоянию. Этот результат прекрасно укладывался в сценарий магнитосферной суббури, где на фазе накопления энергии происходят именно эти процессы.

Однако через некоторое время в работе [32] расчеты, сделанные в [14, 31], были уточнены — эффект сжимаемости электронной компоненты оказался даже еще несколько сильнее, чем предсказывали результаты работы [31], и “щели”, в которых возможно развитие неустойчивости, закрылись. Этот обескураживающий результат (накопление энергии в системе возможно, а выделение — нет) заставил теоретиков всего мира в течение почти двух десятилетий искать возможности преодолеть эффекты электронной сжимаемости, чтобы ослабить критерий устойчивости хвоста магнитосферы. Внимание, естественно, было обращено на питч-угловую диффузию за счет внешних (рассеяние электронов на вистлерах, [33]) или внутренних источников (стохастические эффекты за счет нарушений сохранения первого адиабатического инварианта [34]). Однако, как было показано позже [35, 36], и эти попытки оказались неудачными. Питч-угловая диффузия меняет распределение частиц по углам, но сохраняет их общее число в данной силовой трубке, так что устойчивость слоя Харриса с  $B_z$ -компонентой оказывается абсолютной. Конечно, даже слабые столкновения существенно меняют ситуацию. Как было показано в работах [37, 38] при наличии даже слабых столкновений частиц возникает новая диссипативная электронная мода тиринг-неустойчивости, инкремент которой пропорционален частоте электрон-ионных столкновений. В реальных условиях магнитосферы, где длина свободного пробега частиц превышает расстояние от Земли до Солнца, инкремент такой неустойчивости, конечно, оказывается исчезающе мал. Несколько интересных попыток найти щели, где возможно развитие неустойчивости, было сделано в работах Ситнова с соавторами [39–41]. Было учтено существование популяции квазипротонных электронов, заполняющих конус потерь токового слоя и, тем самым, снижающим стабилизирующее влияние замагниченной электронной компоненты.

Все эти работы, в конечном счете, так и не прояснили ситуацию и не дали физически значи-

мой модели накопления—высвобождения энергии в магнитосферном хвосте, объясняющей обширные данные наземных и спутниковых наблюдений динамики магнитосферы Земли [42]. Параллельно в качестве альтернативы тиринг-моды рассматривались и другие макро- и микро-неустойчивости, такие как изгибная, сосисочная, баллонная, нижнегибридная и другие [43–46]. Эти возмущения, хотя они могут, действительно, в ряде случаев развиваться в магнитосферном хвосте, также оказались неподходящими для объяснения начала процессов пересоединения.

Таким образом, после статьи [35] “Существует ли ионный тиринг?” (“Does ion tearing exist?”) практически закрывшей концепцию ионной тиринг-неустойчивости как механизма инициации спонтанного пересоединения, исследование метастабильности хвоста магнитосферы зашло в тупик — хвост магнитосферы в рамках существовавшей тогда теории оказался полностью устойчивым, а концепция “накопления—высвобождения” энергии в нем “провисла”, лишенная конкретного физического механизма. “Закрытие” ионной моды в работе [35] носило и личный вызов — рушилась стройная и много объясняющая модель метастабильности Галеева и Зеленого [14, 31]. А.А. Галеев и его ученики, несмотря на личные и очень дружеские отношения с оппонентами, самоотверженно отстаивали универсальность ионной тиринг-моды и вступали в ожесточенную полемику с работами группы Рене Пелла. Последняя из работ этой дискуссии об универсальности ионной тиринг-моды [47] фактически завершила дискуссию — стороны согласились, что модель Харриса с ненулевой нормальной компонентой, в конечном счете, неприменима для описания метастабильных состояний магнитосферного хвоста [48]. Стало понятным, что надо искать другие возможности.

Интересно теперь взглянуть на эту дискуссию с методологической точки зрения, что обнажит особенности теоретического мышления. Обе спорящие стороны, не сомневаясь, брали для своих расчетов в качестве исходной простую и наглядную модель Харриса. Эта модель с колоколообразным профилем тока действительно неплохо объясняла первые односпутниковые измерения магнитного поля в хвосте, начатые Норманом Нессом [1]. Все детали реального профиля магнитного поля  $B_x(z)$  в постоянно “виляющем” хвосте (flapping motions) не могли быть вскрыты при магнитных измерениях того времени. А ведь дьявол, как говорят, прячется в деталях. Участники дискуссии, в том числе и один из авторов этой статьи (Л. З.), забыли слова Эдмунда Лира “Nature does not like naive and simple models” (“Природа не любит простые и наивные модели”) и увели дискуссию в сторону от вопроса о выборе реали-

стичной (пусть и не столь элегантно, как модель Харриса) исходной равновесной конфигурации для исследования режимов устойчивости/неустойчивости магнитосферного хвоста.

#### 4. СОВРЕМЕННОЕ ПОНИМАНИЕ СТРУКТУРЫ ТОНКИХ ТОКОВЫХ СЛОЕВ И РАЗВИТИЯ В НИХ РАЗЛИЧНЫХ РЕЖИМОВ МАГНИТНОГО ПЕРЕСОЕДИНЕНИЯ

Дальнейшее развитие космической техники, особенно запуск многоспутниковых миссий (Интербол, CLUSTER, MMS, THEMIS) и появление новых поколений научных приборов, позволяющих получать космические данные с высоким временным разрешением выявили наличие ТТС не только в хвосте магнитосферы Земли, но также и в хвостах магнитосфер других планет солнечной системы, на их границах – магнитопаузах и в солнечном ветре [49–56]. Сходные структуры были выявлены и во время активных процессов в короне Солнца [57].

Современные данные говорят о наблюдениях сверхтонких ТС, толщины которых на 1–2 порядка меньше гирорадиусов протонов, но в то же время, заметно больше толщины электронного гирорадиуса [58]. Наблюдения показывают, что ТТС являются тем местом, где могут происходить процессы магнитного пересоединения [8, 10, 12, 59]. Благодаря спутникам Interball, Cluster, Geotail и другим, принесшим в 1990–2000 гг. (например, [6–13, 25–27]) новые наблюдательные данные о ТТС, были получены ответы на вопросы о внутреннем устройстве ТТС и образующихся в них активных областях пересоединения, их тонкой структуре и динамике.

Было показано, что тонкие токовые слои принципиально не могут быть описаны в рамках модели Харриса, потому что обладают рядом уникальных свойств [6]:

- 1) очень малой толщиной слоя  $L \sim \rho_i \sim 250\text{--}1000$  км ( $\rho_i$  – ионный гирорадиус);
- 2) высокой плотностью тока – в десятки раз больше по сравнению с обычным током через хвост ( $\sim 10$  мА/м<sup>2</sup>);
- 3) очень сильно вытянутой формой силовых линий, так что  $B_z/B_x \sim 0.1$ ;
- 4) анизотропией тензора давлений внутри слоя и потоковой анизотропией источников [6, 59–61];
- 5) свойством вложенности, когда профиль плотности тока не совпадает с профилем плотности плазмы; тонкий электронный слой вложен внутрь более толстого ионного, а вся эта конфигурация вложена внутрь плазменного слоя [24, 62]

– это принципиальное отличие от конфигурации Харриса [29];

б) разнообразными профилями плотности тока: бифурцированными, асимметричными, с тремя максимумами [10, 63, 64];

7) основными носителями тока через слой все-таки являются ионы на разомкнутых, так называемых спейсеровских [65] орбитах. Существенный вклад могут давать и электроны [66], но вклад электронных токов обычно не является определяющим.

Добавление нормальной, даже исчезающе малой, компоненты магнитного поля к изотропной модели Харриса [29] полностью разрушает данное равновесие и приводит к кардинальному изменению геометрии плазменных потоков. Изначальное предположение об изотропии тензора давлений делает непригодными для описания ТТС многие модели, в том числе [67–72], в которых давление плазмы изотропно, а натяжение магнитных силовых линий уравнивается градиентом давления плазмы вдоль оси хвоста. Как видно из перечисленных выше свойств ТТС, наиболее полезными для модельного описания свойств ТТС могли стать полностью кинетические, или, в крайнем случае, гибридные модели, только и применимые для описания слоев с толщинами  $L \sim \rho_L$ .

Таким образом, для описания почти одномерных тонких токовых слоев с анизотропными потоками плазмы был построен другой класс моделей, в которых натяжение магнитной силовой линии уравнивается центробежной силой, связанной с инерцией движущихся в слое пролетных ионов. В таких моделях баланс сил в X-направлении выполняется за счет центробежной силы, действующей на ионы в искривленном магнитном поле [65, 73, 74]. При таком подходе ТТС поддерживается взаимопроникающими потоками квазиadiaбатических (см. ниже) ионов, движущихся вдоль открытых, разомкнутых на бесконечности траекторий. Такой подход позволяет объяснить сильно вытянутую, почти одномерную структуру токового слоя. Важный вклад в развитие стационарных самосогласованных одномерных моделей ТТС внесли численные работы [70, 75–77].

#### 5. СТРУКТУРА ТОНКИХ ПЛАЗМЕННЫХ РАВНОВЕСИЙ

В работах [75–77] рассмотрен класс одномерных самосогласованных плазменных равновесных конфигураций в предположении об однородности магнитного поля вдоль направлений “Земля–Солнце” и “утро–вечер” в солнечно-магнитосферной системе координат (напомним, что ось  $x$  направлена от Земли к Солнцу, ось  $z$  –



с севера на юг, ось  $y$  — с востока на запад). Таким образом, все характеристики ТТС при этом зависят только от одной поперечной координаты  $z$ . Тангенциальная, меняющая знак компонента магнитного поля  $B_x(z)$ , находится из самосогласованной системы уравнений Власова—Максвелла, нормальная магнитная компонента выбрана ненулевой, но малой, а шировая компонента  $B_y$  в этих работах еще не рассматривалась.

При движении квазиadiaбатических протонов в нейтральном слое хвоста магнитосферы, они ускоряются крупномасштабным электрическим полем  $E_y$ . Для упрощения моделирования обычно применяется рассмотрение движения частиц в системе координат де Хофмана—Теллера, движущейся к Земле со скоростью  $v_x = c E_y / B_z$ . Таким образом, в этой системе отсчета электрическое поле  $E_y = 0$ . В работе [77] детально рассмотрены последствия перехода из лабораторной системы в систему де Хофмана—Теллера в ТТС и показано, что это равносильно увеличению скорости потока плазмы на краях моделируемого токового слоя.

В работе [34] было показано, что движение частиц в ТТС управляется параметром адиабатичности  $\kappa$ , характеризующим соотношение между ларморовским радиусом частицы и масштабом неоднородности магнитного поля:

$$\kappa = \sqrt{R_c / \rho_L}, \quad (1)$$

где  $R_c$  — минимальный радиус кривизны магнитной силовой линии,  $\rho_L$  — максимальный ларморовский радиус иона. Для частиц, замагниченных магнитным полем, движущихся по ларморовским спиралям вокруг силовых линий, величина параметра  $\kappa \gg 1$ . Для частиц с  $\kappa \leq 1$  (или  $\kappa \ll 1$ ) гирорадиусы вращения по своей величине порядка или даже больше радиуса кривизны магнитных силовых линий, поэтому их динамика лишь частично контролируется магнитным полем, но в ряде случаев является квазиadiaбатической [34]. При  $\kappa < 1$  заряженные частицы в центре токового слоя размагничиваются и движутся по особым петляющим орбитам (их называют “серпантинными” или “меандровыми”). Магнитные моменты таких частиц при пересечении ТТС не сохраняются, а приближение ведущего центра не выполняется. Однако у них сохраняется с высокой точностью приближенный квазиadiaбатический инвариант движения (интеграл от обобщенного импульса по координате [34, 78]):

$$I_z = \oint p_z dz \approx \text{const}, \quad (2)$$

впервые использованный в работе [79] для описания движения частиц в ТТС. При вхождении в токовый слой и пересечении сепаратрис (см. [34]) инвариант движения совершает небольшие скач-

ки, величины которых много меньше величин самих инвариантов  $\Delta I_z \ll I_z$  [80, 81] и в среднем по ансамблю равны нулю. Такое движение называется квазиadiaбатическим. Согласно наблюдениям, оценки величины электронного параметра адиабатичности  $\kappa$  в хвосте магнитосферы Земли дают величину  $\kappa_e \sim 2-3$  [66], для ионов она на порядок меньше:  $\kappa_i \sim 0.2$  [24, 82, 83]. Это подтверждает правильность выбора модели для описания ТТС, в которых динамика ионов и электронов различна: электронная компонента замагничена, а ионы движутся вдоль петляющих вдоль нейтральной плоскости квазиadiaбатических траекторий [34]. Отметим, что именно эта особенность определяет свойства токового слоя магнитосферного хвоста как целого — его структуру, динамику, эволюцию.

Итак, в надежде найти простую, хотя бы одномерную, модель ТТС, способную адекватно описать многообразие конфигураций магнитного поля, наблюдаемых в эксперименте, необходимо, прежде всего, решить систему уравнений Власова—Максвелла, которая сводится к одномерной системе уравнений для компоненты  $B_x(z)$ , зависящей только от поперечной к слою  $z$ -координаты

$$\begin{cases} \frac{dB_x}{dz} = \frac{4\pi}{c} \left( e \int v_y f_i(z, \mathbf{v}) d\mathbf{v} + j_{ye} \right), \\ f_i = f_i(z, \mathbf{v}), \end{cases} \quad (3)$$

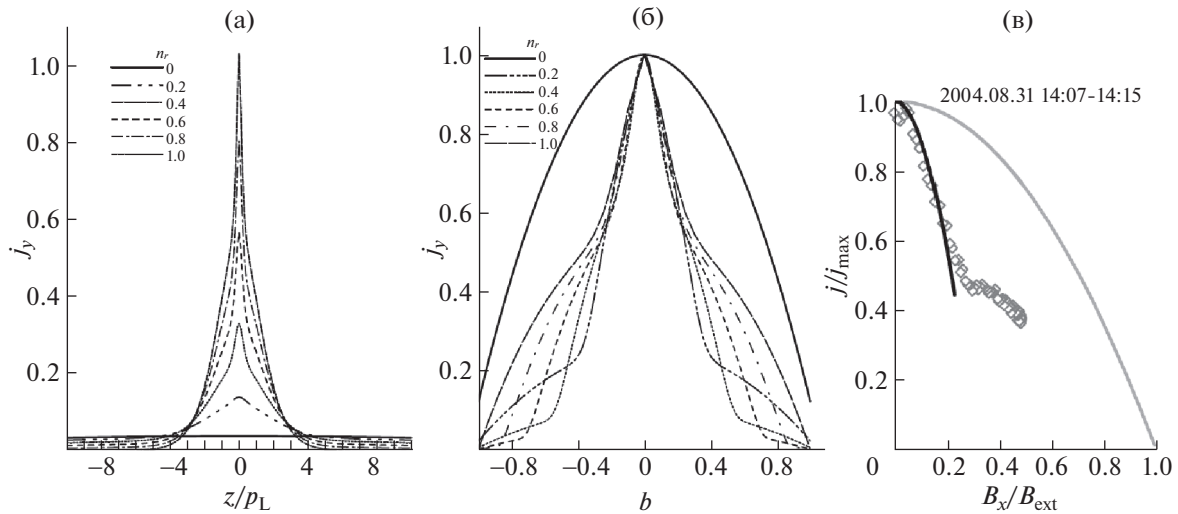
где  $f_i(z, \mathbf{v})$  — функция распределения протонов, а  $j_{ye}$  — электронный дрейфовый ток в  $y$ -направлении, поперечном к магнитным силовым линиям (детальный вывод приведен в работе [85]), который можно описать в приближении ведущего центра

$$\begin{aligned} j_{ye} = -en_e c \frac{[\mathbf{E} \times \mathbf{h}]}{B} + \frac{c}{B} [\mathbf{h} \times \nabla_{\perp} p_{\perp e}] + \\ + \frac{c}{B} (p_{\parallel e} - p_{\perp e}) [\mathbf{h} \times (\mathbf{h} \nabla) \mathbf{h}], \quad \mathbf{h} = \frac{\mathbf{B}}{B}. \end{aligned} \quad (4)$$

Граничное условие для уравнений (3) имеет вид:  $B_x(\pm L) = B_{x0}$ , где  $B_{x0}$  — тангенциальное магнитное поле на краях токового слоя. Здесь  $\mathbf{E}$  — электрическое поле;  $B = \sqrt{B_{x0}^2 + B_z^2}$ ;  $c$  — скорость света,  $e$ ,  $n_e$ ,  $p_{\parallel e}$  и  $p_{\perp e}$  — соответственно, электронные заряд, плотность, параллельное и перпендикулярное давление;  $\mathbf{h}$  — единичный вектор вдоль направления магнитных силовых линий.

Решение системы уравнений (3), (4) вместе с функцией распределения протонов, преобразованной в функцию от квазиadiaбатического интеграла движения  $I_z$  [6, 34, 76, 77], позволило получить новые равновесные решения для магнитных полей, плотностей токов и плазмы в ТТС [76,





**Рис. 3.** Рассчитанные и экспериментальные профили плотности тока в ТТС в хвосте магнитосферы Земли и их сравнение с моделью Харриса: профили нормированной плотности тока как функции поперечной координаты  $z$ , нормированной на протонный гирорадиус, в модифицированной модели токового слоя [84, 85] с учетом изотропно распределенной популяции горячих протонов с добавлением неадиабатических протонов [86] (параметр  $n_r$  характеризует относительную плотность неадиабатической популяции в плазме) (а); те же профили плотности тока, нормализованные на максимальное значение (сплошная черная линия соответствует профилю плотности тока в слое Харриса [29]) (б); сравнение экспериментального (ромбы) и теоретического (черная кривая) профилей ТТС с моделью Харриса (серая кривая) (в) (адаптировано из работы [42]).

77] в широком диапазоне параметров модели. На рис. 3а, б представлены решения, полученные в рамках модифицированной модели [84], и соответствующие экспериментальные наблюдения ТТС в хвосте магнитосферы Земли [86], из которых очевидна невозможность их описания параболической кривой, соответствующей на этих графиках решению Харриса [29].

Как видно из рисунков, ТТС представляют собой новый тип многомасштабной плазменной конфигурации с вложенными друг в друга токовыми слоями, чьи толщины могут существенно отличаться (“модель матрешки” [87]), и окружающим всю эту конфигурацию широким плазменным слоем [76, 77, 84]. Построенные новые модели вложенных ТТС [77, 84–86] были верифицированы сопоставлением с имеющимися спутниковыми данными, полученными на различных космических аппаратах (Interball-1, Geotail, Cluster), проводивших измерения в хвосте магнитосферы Земли, а также аппаратами нового поколения, например, MAVEN в хвосте магнитосферы Марса, дающими данные наблюдений с высоким временным разрешением [88].

Важную роль в смене парадигмы представления о токовых слоях на этом этапе сыграли измерения спутникового квартета Cluster, позволившие проводить измерения ротора магнитного поля на масштабах сравнимых с протонным ларморовским радиусом. В работе [89] собрана

коллекция из 30 пересечений ТТС. Продемонстрировано удивительное многообразие профилей тока в токовых слоях, практически никогда не соответствующих Харрисовскому [29]. Восстановленные профили плотности тока могут быть симметричными с одним максимумом, бифурцированными с двумя максимумами, асимметричными (см. описание ТТС в разделе 4). Внутри тонких слоев с протонными масштабами часто наблюдаются супертонкие токовые слои, идентифицированные как электронные, с толщинами еще на порядок меньше, чем протонные [6, 58, 62]. Возникает закономерный вопрос: могут ли уже такие, реальные ТС с многомасштабной структурой стать неустойчивыми, что позволило бы при достижении некоторых критических параметров “включить” взрывное развитие суббури?

## 6. ИССЛЕДОВАНИЯ УСТОЙЧИВОСТИ ТОНКИХ ТОКОВЫХ СЛОЕВ

Новое более подробное аналитическое рассмотрение тонкой структуры ТТС с вложенным центральным электронным слоем было представлено в недавней работе [62], где было показано, что ширина вложенного электронного слоя, хотя и оказывается на порядок меньше протонной, не совпадает с гирорадиусом электрона, а опосредованно зависит от ширины окружающего протонного токового слоя. Оценка ширины электронно-

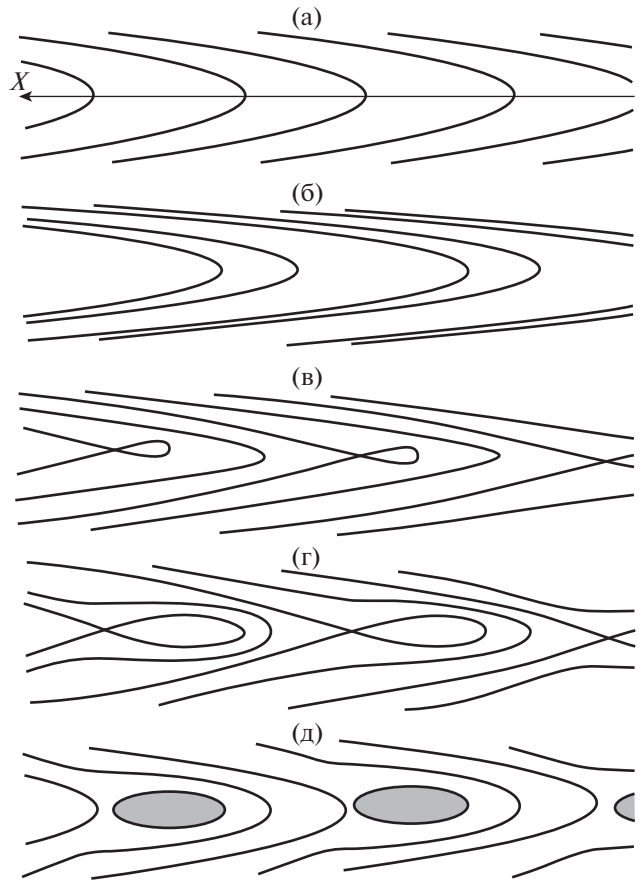
го токового слоя находилась в согласии со статистикой данных спутника MAVEN с высоким разрешением по пересечениям токового слоя хвоста магнитосферы Марса. Таким образом, для двухкомпонентной бесстолкновительной электронно-протонной плазмы принципиально, что ТТС обладают вложенной структурой. Относительно их устойчивости, интуитивно было понятно, что такие компактные конфигурации должны обладать большей свободной энергией и потенциально быть существенно более неустойчивыми, чем изотропные слои Харриса.

Теоретически решение задачи о неустойчивости ТТС может быть рассмотрено с помощью нескольких последовательных этапов. На первом этапе рассматривается устойчивая равновесная конфигурация, способная к накоплению энергии. На следующем этапе данная конфигурация изучается на устойчивость по отношению к малым волновым возмущениям, т.е. рассматривается в рамках линейной теории возмущений. На третьем этапе рассматривается нелинейная стадия развития возмущения, приводящая к выделению энергии и образованию магнитных островов, сопровождаемых процессами вынужденного пересоединения. Эта задача решается уже методами нелинейной динамики. Последовательные этапы эволюции токового слоя приведены на рис. 4.

Отметим, что развитие квазиadiaбатической модели многомасштабного вложенного ТТС [84, 85], опирающееся на данные о многомасштабной структуре слоев, полученные при измерениях на системе спутников Cluster положило конец вышеописанному в разд. 3 интенсивным научным дискуссиям об абсолютной устойчивости токового слоя хвоста магнитосферы [6, 20]. Для исследования неустойчивости вложенного ТТС, описанного ранее в [84] был использован энергетический принцип, выведенный в работе [90], связывающий между собой изменение магнитной и электрической энергии тиринг-моды и работу, производимую возмущенным током над системой

$$\frac{1}{8\pi} \partial_t \int d^3v (|\nabla A_{1y}|^2 + |E_1|^2) = - \int d^3v (\vec{j}_1 \cdot E_1). \quad (5)$$

Здесь  $A_{1y}$ ,  $E_1$ ,  $j_1$  – возмущенные вектор-потенциал, электрическое поле и плотность тока соответственно,  $d^3v$  – элемент интегрирования в пространстве скоростей частиц плазмы. Считая возмущение малым, можно рассмотреть все величины в (5) в линейном приближении. После некоторых упрощений и преобразований, энергетический принцип для ТТС с тиринг-возмущением можно представить следующим образом:



**Рис. 4.** Стадии развития тиринг-моды в токовом слое с ненулевой нормальной компонентой магнитного поля: исходная конфигурация (а); линейная стадия развития тиринг-возмущений (б); нелинейная стадия со слипанием токовых нитей (в), (г) и образованием магнитных островов (д). На рисунке (а) обозначена солнечно-магнитосферная система координат.

ческий принцип для ТТС с тиринг-возмущением можно представить следующим образом:

$$\delta W = \int d\tau \left( \frac{|\nabla A_{1y}|^2}{8\pi} + \frac{1}{2c} |A_{1y}|^2 \frac{\partial j_y}{\partial A_0} - \frac{1}{2} q_e \int \frac{\tilde{f}_{1e}^2}{\partial f_{0e} / \partial \Phi_0} d^3v \right). \quad (6)$$

Первое слагаемое в интеграле (6)  $W_b = |\nabla A_{1y}|^2 / 8\pi$  отражает затраты энергии на создание возмущенного магнитного поля (тех самых что ведут к пересоединению), второе – свободную энергию слоя  $W_{free} = (2c)^{-1} |A_{1y}|^2 (\partial j_y / \partial A_0)$ , обеспечиваемую притяжением параллельных токовых филаментов с плотностью тока  $j_y$ , третье – неизбежную при наличии нормальной компоненты  $B_z$ , замагничивающей движение электронов, энергию, затрачиваемую на сжатие/разрежение электронной компоненты плазмы  $W_e = (1/2) q_e \int \tilde{f}_{1e}^2 (\partial f_{0e} / \partial \Phi_0)^{-1} d^3v$

(вспомним упомянутый выше в разд. 3 эффект электронной сжимаемости в присутствии нормальной компоненты магнитного поля  $B_z$  [20]). Слагаемое  $W_{free}$  фактически определяет в системе запас свободной энергии, обеспечивающей развитие тиринг-возмущения, при вычислениях его знак отрицателен, в то время как два других слагаемых — положительны. Детальный вывод и описание функционала энергии можно найти в [20, 42]. Функционал энергии  $\delta W$  представляет собой разницу энергий между возмущенным и невозмущенным состояниями системы. Понятно, что при  $\delta W < 0$  энергия возмущенного состояния ниже, чем невозмущенного, следовательно системе выгодно перейти в более низкое энергетическое состояние (рис. 1а), и слой окажется неустойчивым по отношению к тиринг-моду. Решением уравнения для вариации функционала энергии будет то значение вектор-потенциала  $A_{1y}$ , при котором значение  $\delta W$  будет минимальным.

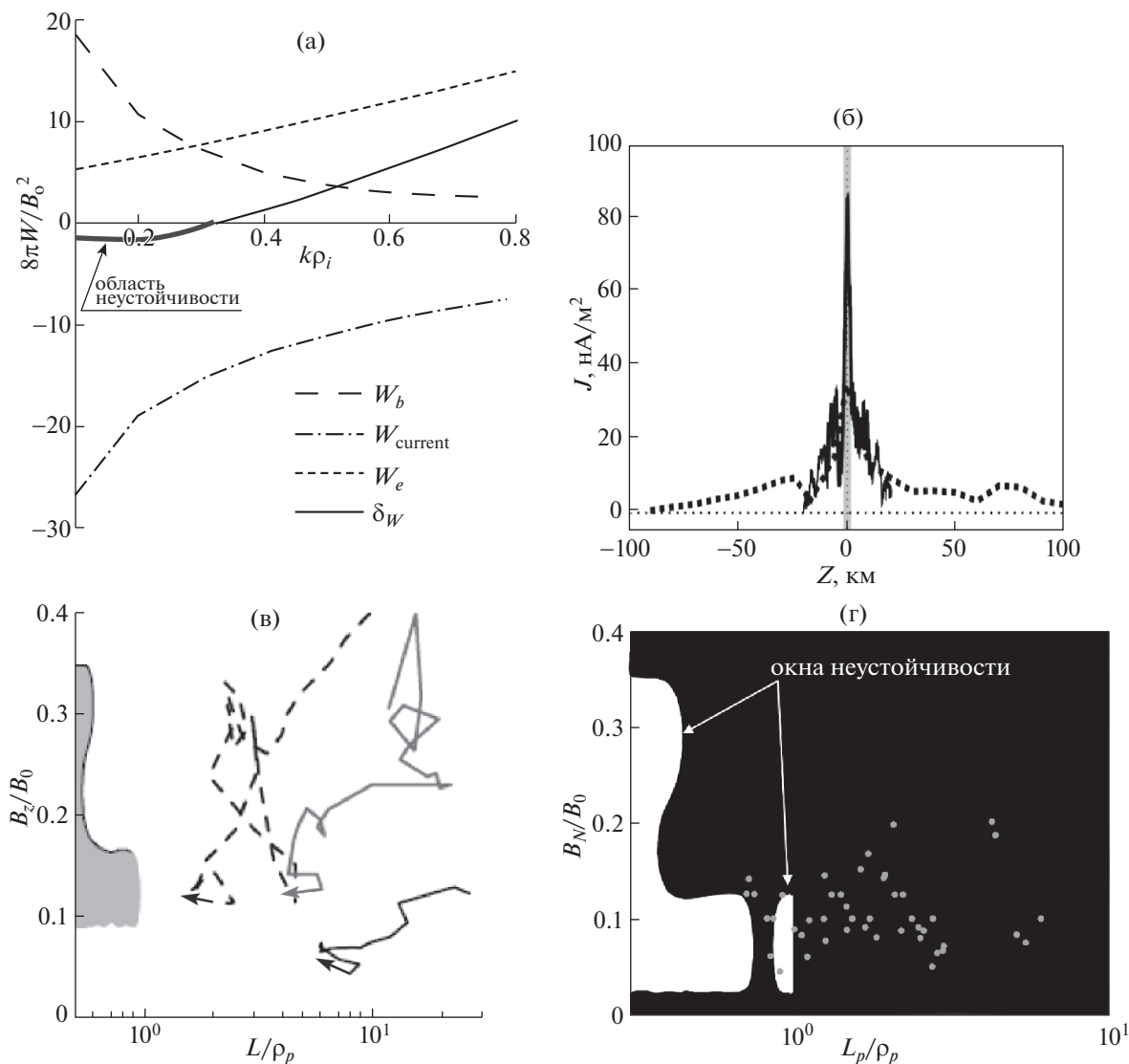
Рис. 5а, адаптированный из работы [20], демонстрирует три слагаемых в выражении для энергии (6) возмущенного ТТС в присутствии тиринг-моды. Сравнение результатов, показанных на рис. 5а, с соответствующими оценками для модели Харриса, показало, что свободная энергия тонких слоев с вложенной структурой в 2–3 раза превышает свободную энергию, которой обладает изотропная конфигурация токового слоя Харриса, что дает основания надеяться, что энергия притяжения токовых нитей в ТТС может быть достаточна для преодоления эффекта электронной сжимаемости. Из теории следует, что неустойчивыми оказываются токовые слои в области значений  $b_n \equiv B_z/B_{x0} \sim 0.1-0.2$ , близких к соответствующим величинам в реальном магнитосферном хвосте [20, 42]. Исследование решений для разных параметров показало, что вложенные электронные слои являются ключевыми в развитии неустойчивостей в ТТС. Показано что: 1) чем выше температура электронов по отношению к протонной температуре, тем сильнее вложенные электронные токи и тем более неустойчива система; 2) нормализованная магнитная компонента  $b_n$  влияет на ТТС таким образом, что вблизи значений  $b_n \sim 0.1-0.2$  концентрируется основная зона тиринг-неустойчивости; 3) толщина  $L$  ионного токового слоя, отнесенная к характерному гирорадиусу протона, также влияет на размер зоны тиринг-неустойчивости — при ее увеличении растет положительная стабилизирующая компонента энергии магнитного поля  $W_b$ , с уменьшением  $L$  токовый слой становится нестабильным.

В работе [88] выполнен анализ пересечений токового слоя хвоста магнитосферы Марса спутником MAVEN. Анализ магнитной структуры то-

кового слоя с использованием измерений магнитного поля с высоким временным разрешением (1 с) позволил впервые наблюдать наличие сверхтонкого вложенного слоя, полутолщина которого была существенно меньше гирорадиусов тепловых протонов, а в некоторых случаях сопоставима с гирорадиусами тепловых электронов. Плотность тока в таких сверхтонких слоях на порядок выше плотности тока, наблюдаемой на ионных масштабах. На рис. 5б представлен пример пространственного профиля плотности тока  $J$  вдоль направления нормали к плоскости токового слоя  $z$  по наблюдениям MAVEN. В центре слоя хорошо виден сверхтонкий токовый слой, плотность тока в котором достигала  $\sim 85$  нА/м<sup>2</sup> (профиль тока показан черным цветом, а область, занимаемая сверхтонким слоем, затенена серым).

Плотность тока в сверхтонком слое почти в 10 раз превышала плотность тока, наблюдаемого на ионных масштабах (профиль ионного тока показан черным пунктиром). Полутолщина сверхтонкого слоя составляла всего  $\sim 2$  км, что сопоставимо с гирорадиусами тепловых электронов. Такая многомасштабная токовая конфигурация обладает большим запасом свободной энергии, в несколько раз превышающим количество свободной энергии, которую способна накопить токовая конфигурация Харрисовского типа. Важно отметить, что наблюдение сверхтонкого вложенного слоя в хвосте магнитосферы Марса не является каким-то экзотическим случаем. В работе [88] было проанализировано 80 интервалов пересечений токового слоя хвоста спутником MAVEN. Сверхтонкие вложенные токовые слои наблюдались в 43-х случаях, т.е. более чем в 50% интервалов.

С продвижением квазиadiaбатической модели [77, 83, 85, 87] давняя идея существования узких щелей неустойчивости в общей области стабильности, впервые предложенная в работе [14], была уже на новом уровне реализована для вложенных ТТС, что позволяет говорить о внутренне присутствующим им свойстве метастабильности. Метастабильность токовых слоев в хвосте магнитосферы Земли при их эволюции во время суббуревых возмущений обсуждалась и в более поздних экспериментальных работах [91, 92] с помощью годограмм движения ТТС в фазовом пространстве в течение подготовительной фазы суббури, наложенных на теоретическую карту зон неустойчивости в пространстве параметров системы. Оказалось, что в процессе утоньшения токового слоя на фазе накопления энергии во время суббури и соответствующей эволюции параметров хвоста магнитосферы наблюдаемые токовые слои эволюционируют по направлению к зоне неустойчивости, а потом разрушаются с образованием X-линии и началом процессов быстрого магнитного пересоединения. Изучение этих процессов долж-



**Рис. 5.** Область неустойчивости и сравнение ее с данными наблюдений ТТС Земли и Марса: решение задачи о минимуме функционала энергии тиринг-моды [20] (а): три слагаемых функционала (б) в зависимости от параметра  $k\rho_i$  ( $k$  – волновое число,  $\rho_i \equiv \rho_p$  – гирорадиус протона) и полная энергия возмущенной системы; отрицательные значения энергии выделены толстой сплошной линией; пример характерного пространственного профиля плотности тока  $J$  вдоль нормали  $z$  к плоскости ТС в хвосте магнитосферы Марса, наблюдаемый спутником MAVEN [88] (б). Черная линия показывает участок профиля сверхтонкого вложенного ТС; область пространства, занимаемая сверхтонким слоем, закрашена серым цветом; профиль ионного тока показан черной пунктирной линией (рисунок адаптирован из работы [88]); годограммы ТС в хвосте магнитосферы Земли во время суббурь (адаптировано из работы [42]) (в); параметрическая карта неустойчивости в пространстве параметров  $\{L_p/\rho_p, B_N/B_0\}$  хвоста магнитосферы Марса (см. объяснения в тексте) (г). Области неустойчивости показаны, соответственно, серым цветом (рис. 5в), и белым (рис. 5г). Рисунок адаптирован из работы [88].

но вестись уже в рамках нелинейного приближения.

На рис. 5г показана параметрическая карта устойчивой и неустойчивых областей по отношению к возбуждению ионной тиринг-моды, закрашенных, соответственно, черным и белым цветами. Области неустойчивости определены в про-

странстве параметров  $(L_p/\rho_p, B_N/B_0)$ , где  $L_p$  – полутолщина протонного слоя в многомасштабной токовой конфигурации со сверхтонким слоем в центре,  $\rho_p$  – гирорадиус тепловых протонов,  $B_N$  – нормальная к плоскости слоя компонента магнитного поля в центре токового слоя и  $B_0$  – абсолютная величина магнитного поля на краях

токового слоя, наблюдаемых в хвосте магнитосферы Марса. Серые кружочки на карте представляют конкретные пересечения токового слоя, в которых наблюдались сверхтонкие вложенные токовые слои. Из рисунка видно, что большинство слоев на параметрической карте находятся в метастабильном состоянии довольно близко к окнам неустойчивости. Таким образом, можно ожидать, что развитие ионной тиринг-неустойчивости и высвобождение свободной энергии, запасенной в многомасштабной токовой конфигурации, посредством спонтанного магнитного присоединения, возможно и в хвосте магнитосферы Марса.

На основании вышесказанного можно заключить, что, согласно современным представлениям, свойство метастабильности является неотъемлемым свойством пограничных токовых структур в космической плазме, в которых основными носителями тока являются ионы на квазиadiaбатических орбитах, а дрейфовые токи электронов образуют сверхтонкие структуры с интенсивным центральным током, вложенным в ионные токовые слои – протонный, кислородный и другие, в зависимости от состава плазмы. Проведенные экспериментальные и теоретические исследования позволили достичь окончательного решения проблемы разрыва токового слоя хвоста и инициализации суббури. Оставалось только провести обобщение на токовые слои магнитосфер других планет, что и было выполнено позднее в применении к магнитосфере Марса.

## 7. ПРОЦЕССЫ ВЗРЫВНОГО ПЕРЕСОЕДИНЕНИЯ В ТТС

Нелинейная модель роста магнитных островов, предложенная А.А. Галеевым, была разработана во время его визита в Калифорнийский университет (UCLA) совместно с ведущими американскими теоретиками F.V. Coroniti и M. Ashour-Abdalla. Ими было показано, что на нелинейном этапе процессы нарастания магнитных возмущений в ТС и процессы высвобождения энергии могут носить взрывной характер, т.е. после периода относительно медленной эволюции и накопления свободной энергии в магнитосферном хвосте [33] возмущения нарастают даже быстрее, чем по экспоненциальному закону, который предсказывает линейная теория: амплитуда возмущений формально достигает “бесконечной” величины за конечное время порядка 1–2 мин, т.е.  $b_1(t) = b_1(0)|1 - \gamma_0 b_1(0)t|^{-1}$ , где  $b_1(0)$  – амплитуда начала нелинейной стадии [33].

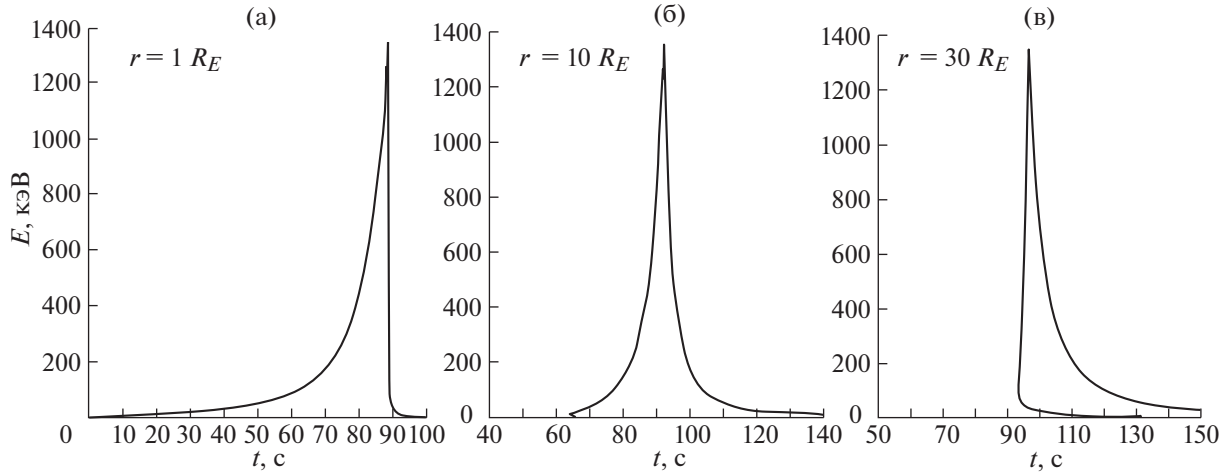
В дальнейшем Галеевым и его учениками были оценены последствия генерации мощных индукционных электрических полей при взрывном режиме роста магнитных возмущений. Модель

позволила объяснить отрастание интенсивных степенных хвостов у функций распределения заряженных частиц, ускоренных в хвосте магнитосферы после начала процесса быстрого пересоединения [37]. Такие немаксвелловские распределения высокоэнергичной компоненты плазмы по скоростям чрезвычайно характерны для функций распределения частиц в космической плазме [93] (и, в частности, в хвосте магнитосферы Земли).

Представленные модели, в частности, смогли объяснить необычный эффект обратной дисперсии частиц по скоростям, часто встречающийся в наблюдениях, когда после начала пересоединения в хвосте сначала регистрируются менее энергичные частицы, а потом самые энергичные. Реально в моделях взрывного пересоединения наиболее энергичные частицы рождаются на последних этапах процесса, когда индукционное электрическое поле особенно велико, т.е. с некоторой задержкой (~1–2 мин), что может объяснить их приход с опозданием относительно раньше ускоренных частиц меньших энергий. На рис. 6 из работы [93] схематически показаны проявления этого эффекта на относительно малых расстояниях от источника ускорения (рис. 6а, б). На больших расстояниях более энергичные частицы, конечно, обгоняют менее энергичные, и нормальная дисперсия частиц по скоростям восстанавливается (рис. 6в).

## 8. ВЛИЯНИЕ СВЕРХСИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ТОКОВ НА СТРУКТУРУ И УСТОЙЧИВОСТЬ ТОКОВЫХ СЛОЕВ

Развитие спутниковых средств и методик космических наблюдений, продолжающееся в последние годы, позволило уточнить и развить обобщавшиеся выше представления и результаты: современные, более продвинутое по сравнению с первыми миссиями, поколения спутников, такие как MMS, MAVEN, позволили провести детальные исследования вблизи областей пересоединения в магнитосферах Земли и Марса [59, 88]. Удалось детально разрешить не только структуру ионных слоев (что было уже возможно при измерениях многоспутниковой системы Cluster), но и сверхтонкие электронные слои. Модель [76, 77, 84, 85], прекрасно применимая для описания ТТС в хвосте магнитосферы Земли и СВ [83], оказалась недостаточной для применения к сверхтонким, порядка 10–20 км толщиной, токовым слоям в хвосте магнитосферы Марса – необходимо было развить более уточненные модели, которые бы адекватно описывали почти сингулярную структуру, вложенную внутрь ТТС – электронный токовый слой. Для его более детального описания и правильной интерпретации свойств, не



**Рис. 6.** Эволюция энергетических спектров частиц в зависимости от времени их регистрации и расстояния до Земли  $r = 1, 10, 30 R_E$  (рисунки а–в адаптированы из работы [93]). Показано образование областей в пространстве, где может наблюдаться обратная дисперсия по скоростям (панели а и б) для частиц, ускоряемых после начала взрывного пересоединения в хвосте магнитосферы (момент времени  $t_0 = 100$  с).

охватываемых старыми моделями [76, 77, 84, 85], нужно было развить новые подходы.

Так, в хвосте магнитосферы Марса были найдены достаточно устойчивые токовые слои, в которых траектории протонов и электронов существенно различались: ионы были размагниченными с малыми значениями параметра адиабатичности  $\kappa$ , а электроны — замагниченными с  $\kappa \geq 1$ . Благодаря данным с высоким разрешением удалось увидеть также тонкую структуру профилей вложенных электронных токов. Оказалось, что профили электрического тока, как функции поперечной координаты  $z$ , имели нелинейные зависимости, в то время как в старых моделях они всегда считались линейными.

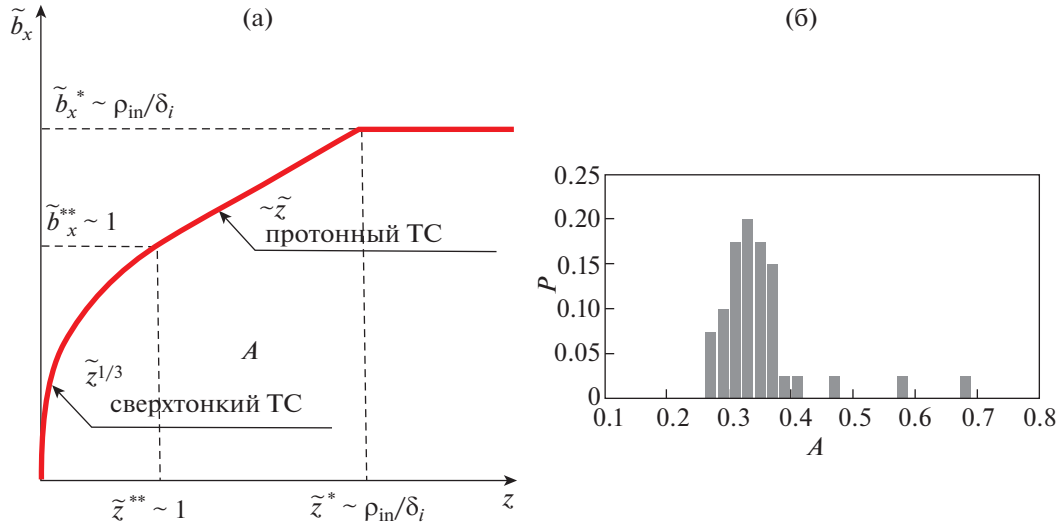
Для понимания данных эффектов была построена усовершенствованная модель, в которой для лучшего описания структуры электронных ТТС задача решалась не численно, а аналитически. Электроны считались замагниченными, их движение усреднялось по гировращению, что существенно упрощало решение задачи, так как для описания электронных токов могут использоваться те же дрейфово-кинетические уравнения (4). Однако, легко понять, что при усреднении по гировращению электронов из уравнений полностью исчезает масштаб электронного движения — электронный ларморовский радиус  $\rho_e$ . Возникает естественный вопрос: как определить величину этого принципиально важного параметра? Естественно было бы предположить, что электронные масштабы пересоединения должны определяться масштабом электронных гирорадиусов, но такое представление оказалось неверным [62].

В работе [62] была рассмотрена общая задача определения масштаба, в которой было предположено, что профиль магнитного поля изначально неизвестен. Основными параметрами, характеризующими ТТС, являются плотность плазмы, электронная и ионная температуры и величина нормальной компоненты поля  $B_z$ . Учет нормального магнитного поля позволил оценить крупномасштабное вращение квазиадиабатических ионов в нейтральной плоскости, а отсюда толщину ионного скин-слоя и его отношение к электронному ларморовскому радиусу. Такую задачу впервые удалось решить аналитически в [62]. Из уравнений Максвелла–Власова с учетом приближения ведущего центра для электронов получено нелинейное уравнение для профиля магнитного поля в ТТС. Оказалось, что этот профиль определяется нелинейным уравнением

$$\tilde{b}_x \tilde{b}_0 - \arctg(\tilde{b}_x \tilde{b}_0) = \begin{cases} \tilde{z}, & |\tilde{z}| \leq \delta_i, \\ \delta_i, & |\tilde{z}| > \delta_i, \end{cases} \quad (7)$$

где используются следующие безразмерные переменные:  $\tilde{z} = z/\lambda$  — поперечная к слою координата,  $\tilde{b}_x(z) = B_x(z)/B_0$ ,  $\tilde{b}_0 = B_0/B_n$ . Здесь  $\lambda = \delta_i^2/\rho_{in}$  — масштабный размерный параметр,  $\delta_i = c/\omega_{pi}$  — ионная инерционная длина,  $\omega_{pi}$  — плазменная частота,  $\rho_{in} = v_{Ti}/\Omega_{oi}$  — гирорадиус вращения протона в поле  $B_n$ ,  $v_{Ti}$  — тепловая скорость протона,  $\Omega_{oi} = eB_n/(m_i c)$  — его гирочастота в поле  $B_n$ ,  $B_0$  — величина магнитного поля на краях токового слоя,  $B_n$  — величина нормальной магнитной ком-





**Рис. 7.** Профиль магнитного поля сверхтонкого электронного ТС, вложенного внутрь протонного токового слоя с асимптотиками вложенных слоев (а) и распределение вероятности  $P$  обнаружения степенного спектра  $z^A$  с индексом  $A$  в статистике сверхтонких токовых слоев в хвосте магнитосферы Марса, наблюдаемых спутником MAVEN (б). Рисунки адаптированы из работы [62].

поненты в ТС. Асимптотические решения уравнения (7) имеют вид

$$\begin{cases} \tilde{b}_x \approx \frac{1}{b_0} (3\tilde{z})^{1/3}, & |\tilde{z}| \leq \tilde{z}^{**}, \\ \tilde{b}_x \approx \frac{1}{b_0} \left( \tilde{z} + \frac{\pi}{2} \right), & \tilde{z}^{**} \leq \tilde{z} \leq \tilde{z}^*, \end{cases} \quad (8)$$

где  $\tilde{z}^{**} \sim \lambda \sim \delta_i^2/\rho_{in}$ . Вид полученных решений с асимптотиками при малых и больших значениях координаты  $\tilde{z}$  показан на рис. 7.

Таким образом, вместо общепринятого представления о линейном профиле магнитного поля  $B_x(z) \sim z$  в области доминирования электронных токов [6, 15, 20, 84] образуется совершенно иная токовая структура с величиной магнитного поля, пропорциональной  $\tilde{z}^{1/3}$ , аналогично [62]. Профиль магнитного поля на рис. 7 показан с асимптотиками — нелинейной во внутреннем электронном слое и линейной — во внешнем протонном окружении (в безразмерных координатах, детально описанных в работе [62]). Как оказалось, для наблюдаемых в хвосте магнитосферы Марса профилей сверхтонких токовых слоев распределение вероятности обнаружения степенного спектра  $z^A$  с индексом  $A$  распределено вокруг значения  $A \sim 0.3-0.4$  в электронном слое, что полностью согласуется с развиваемыми теоретическими представлениями. Собственно, сам по себе масштаб электронного слоя оказался равным  $L_e \sim \delta_i^2/\rho_{in}$ . Учитывая баланс давлений внут-

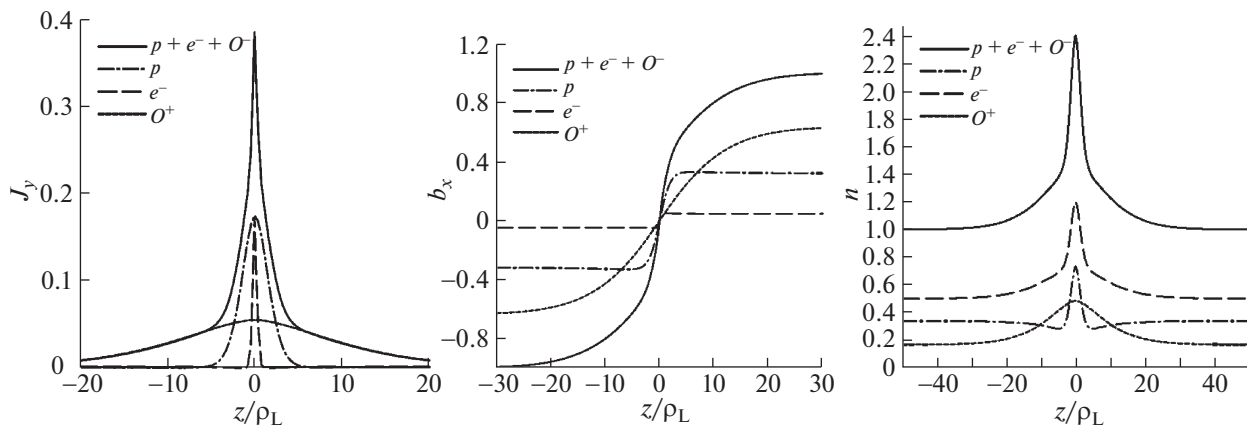
ри и снаружи слоя это выражение нетрудно преобразовать в более простое

$$L_e \sim \rho_{0i} \frac{B_n}{B_0}, \quad (9)$$

где  $\rho_{0i}$  — протонный гирорадиус в поле  $B_0$  на краях ТС. Интересно, что эта величина совпадает с эвристической оценкой, выполненной в более ранней работе [94]. Окончательно, масштаб электронного слоя определяется не только параметрами внешнего магнитного поля, но также и толщиной протонного слоя, и, в конечном счете, является результатом самосогласованного их взаимодействия.

В итоге новая модель почти сингулярного электронного слоя, вложенного в более широкий протонный, дала совершенно новый и необычный результат с оценкой их толщин. Работа над описанием подобных токовых слоев сегодня продолжается, проводится систематизация наблюдений спутников с борта, в частности миссии MMS. Чем больше таких исследований проводится, тем больше открывается деталей по внутренней структуре токовых слоев на малых масштабах. Неизменным остается то, что идеи ионной тиринг-неустойчивости и метастабильности вложенных многомасштабных токовых структур, когда-то выдвинутые А.А. Галеевым и его первыми учениками и развиваемые уже следующими поколениями их учеников, работающих во многих странах, находят все новые и новые подтверждения. Новый взгляд на токовые слои показывает, что сверхтонкие вложенные электронные струк-





**Рис. 8.** Профили плотности тока (а), магнитного поля (б) и плотности плазмы (в) для ТТС в трехкомпонентной плазме, состоящей из электронов, протонов и ионов кислорода (рисунки адаптированы из работы [98]). Профили соответствующих характеристик для отдельных плазменных компонент приведены и обозначены на врезках.

туры имеют масштабы, которые самосогласованно определяются взаимодействием электронных и ионных токов внутри единой магнитоплазменной конфигурации. В настоящее время ведется расчет свободной энергии таких фактически сингулярных конфигураций, уточняющий предыдущие расчеты [62]. Можно предполагать, что учет уточненных профилей (8) должен привести к расширению зон неустойчивости на диаграмме на рис. 5в, г.

### 9. НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ТОКОВОГО СЛОЯ С ВЛОЖЕННЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ СЛОЕМ И ЕГО ПРОТОННО-КИСЛОРОДНЫМ ОКРУЖЕНИЕМ

Спутниковые наблюдения в хвостах магнитосфер Земли и Марса (Cluster, MAVEN) показывают, что в токовых слоях в хвостах магнитосфер может наблюдаться большое количество ионов кислорода, наряду с обычно присутствующей там протонной компонентой [88, 95, 96]. Присутствие тяжелых кислородных ионов может каким-либо образом влиять на устойчивость токовых слоев по отношению к тиринг-возмущениям [97].

Иллюстрацией многократной вложенности ТТС является рис. 8, на котором показаны схематически профили плотности тока (рис. 8а), магнитного поля (рис. 8б) и плотности плазмы (рис. 8в) для ТТС в трехкомпонентной плазме, состоящей из электронов, протонов и ионов кислорода. Непрерывная черная линия обозначает полные характеристики, остальные кривые — характеристики отдельных плазменных компонент (соответствующие надписи приведены на рисунках). Рисунок 8в демонстрирует четыре уровня вложения — электронный, протонный и кислородный токовый слой вложены друг в друга, а вся

эта конфигурация находится внутри намного более широкого плазменного слоя. Так, полная плотность плазмы в ТТС на рис. 8в нормирована на плотность плазменного слоя, и мы видим, что эта зависимость стремится к 1 на краях ТС.

В работе [42] были сделаны, в некотором приближении, оценки свободной энергии протон-электронного токового слоя по сравнению со свободной энергией токового слоя Харриса. Для того, чтобы токовый слой был неустойчивым, нужно, чтобы в нем был достаточно большой запас свободной энергии (второе слагаемое в интеграле (6)). Для многомасштабного токового слоя с вложенным в центре электронным слоем производная  $\partial j_0 / \partial A_{0y}$ , характеризующая энергию слияния токовых нитей, может быть относительно велика, так что величина свободной энергии системы окажется достаточной для преодоления стабилизирующих эффектов, а это обеспечит развитие разрывной неустойчивости. Для оценки данного эффекта была построена простая эмпирическая модель токового слоя, в которой энергетическое слагаемое, описывающее свободную энергию в рамках линейной теории возмущений, можно представить в виде

$$W_{free} = \frac{1}{2c} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial j_0}{\partial A_{0y}} A_{1y}^2 dz = \frac{j_{max}}{c B_{ext}} \int_0^1 \frac{\partial j}{\partial b} \frac{1}{b} A_{1y}^2 db, \quad (10)$$

где  $b = B_x / B_{ext}$  и  $j = j_0 / j_{max}$  — нормированные значения магнитного поля и плотности тока в ТТС;  $B_{ext}$  — величина магнитного поля на границе вложенного слоя, в точке сопряжения электронного и протонного токов (аналог  $\tilde{z}^{**}$  на рис. 7),  $j_{max}$  — амплитуда плотности тока в нейтральной плоскости;  $j_0$  — плотность тока в невозмущенном слое,  $A_{1y}$  — величина возмущенного тиринг-вол-

ной вектор-потенциала  $A_y$ ,  $A_{0y}$  – невозмущенный вектор-потенциал. При выводе выражения (10) предполагалась симметрия профиля плотности тока относительно нейтральной плоскости. Представление вложенного слоя как суммы двух колоколообразных токов: внутреннего электронного и фонового ионного, имеющих разные масштабы, позволило оценить запас свободной энергии в такой системе. Оказалось, что для параметров этих слоев, соответствующим данным реальных спутниковых наблюдений, даже грубая оценка показывает, что свободная энергия ТТС может в 2–3 раза превышать соответствующую величину для токового слоя Харриса [42].

В рамках простой модели оценим свободную энергию тонкого токового слоя, состоящего из трех вложенных слоев: электронного (внутреннего), протонного (среднего) и кислородного (внешнего). В каждом из токовых слоев доминирует ток, поддерживаемый соответствующей плазменной компонентой. Структура тройного вложенного слоя в трехкомпонентной плазме схематически показана на рис. 9. Для простоты положим  $B_{ext} = 1$  и  $j_{max} = 1$ . Обозначим магнитное поле на внутренней границе вложенности (между электронным и протонным слоями) как  $b_1$ , на внешней (между протонным и кислородным слоями) как  $b_0$ , так что магнитное поле внутри электронного слоя меняется в интервале  $0 \leq b \leq b_1$ , в протонном слое  $b_1 \leq b \leq b_0$ , в кислородном слое  $b_0 \leq b \leq 1$ . Оценку свободной энергии многомасштабного токового слоя с учетом тяжелых ионов кислорода выполним, используя некоторую аналогию с работой [42]. Будем описывать профили плотности тока каждого из трех вложенных слоев колоколообразными профилями в виде

$j \sim 1/\text{ch}^2 z$ , тогда как соответствующее тангенциальное магнитное поле описывается гиперболическим тангенсом  $b \sim \text{th} z$ . После исключения координаты  $z$ , можно получить зависимость плотности тока от магнитного поля в виде параболы  $j \sim 1 - b^2$ .

Профили плотностей каждого из токовых слоев зададим в виде параболических зависимостей от напряженности магнитного поля. Границы между токовыми слоями обозначены, соответственно, как  $b = b_1$  и  $b = b_0$ , как показано на рис. 9. В области изменения магнитного поля  $b_0 \leq b \leq 1$  доминирует ток ионов кислорода  $j_{oxy}(b)$ :  $j_{oxy}(b) = j_{Omax}(1 - b^2)$ . В области  $b_1 \leq b \leq b_0$  к этому току добавляется ток  $j_p(b)$  протонов:  $j_p(b) = j_{pmax}(1 - (b/b_0)^2)$ . При  $0 \leq b \leq b_1$  добавляется еще и ток  $j_e(b)$  электронов  $j_e(b) = j_{emax}(1 - (b/b_1)^2)$ .

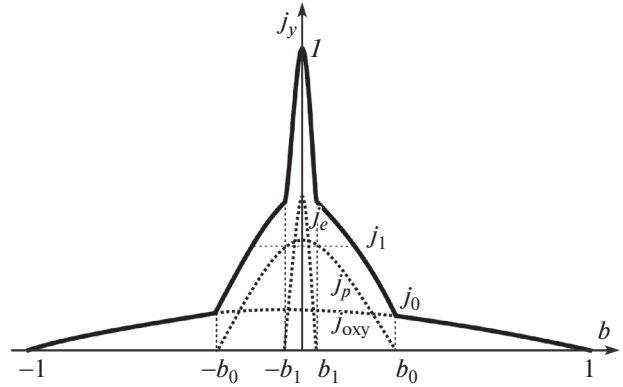


Рис. 9. Схематическое изображение структуры тонкого токового слоя, состоящего из трех вложенных друг в друга слоев – внешнего, кислородного с плотностью тока  $j_{oxy}$ , протонного с плотностью тока  $j_p$  и электронного с плотностью  $j_e$  (плотности тока каждого из слоев показаны толстыми пунктирными линиями). Тонкими штриховыми линиями обозначены вспомогательные построения для определения величин  $j_0 = j_{oxy}(b_0)$  и  $j_1 = j_p(b_1)$ .

Здесь величины  $j_{Omax}$ ,  $j_{pmax}$  и  $j_{emax}$  – максимальные нормированные плотности токов каждой из компонент плазмы, нормированные на максимальное значение полной плотности тока при  $b = 0$ , т.е.  $j_{Omax} + j_{pmax} + j_{emax} = 1$ . Нормированная полная плотность тока  $j(b)$  составляет  $j(b) = j_p(b) + j_e(b) + j_{oxy}(b)$ .

Окончательно, полную плотность  $y$ -компоненты тока  $j$  как функцию магнитного поля  $b$  зададим в виде

$$j(b) = \begin{cases} j_{Omax}(1 - b^2) + j_{pmax}\left(1 - \left(\frac{b}{b_0}\right)^2\right) + j_{emax}\left(1 - \left(\frac{b}{b_1}\right)^2\right), & 0 \leq b < b_1, \\ j_{Omax}(1 - b^2) + j_{pmax}\left(1 - \left(\frac{b}{b_0}\right)^2\right), & b_1 \leq b < b_0, \\ j_{Omax}(1 - b^2), & b_0 \leq b \leq 1. \end{cases} \quad (11)$$

Величины плотности тока на границах  $b_0$ ,  $b_1$  обозначим, соответственно, как  $j_0 = j_{oxy}(b_0) = j(b_0)$  и  $j_1 = j(b_1) = j_p(b_1)$ . Таким образом, с учетом (11), соотношения, связывающие между собой плот-

ности токов в граничных точках и нейтральной плоскости  $z = 0$  можно записать в виде

$$\begin{cases} j_{O \max} + j_{p \max} + j_{e \max} = 1, \\ j_{O \max} (1 - (b_1)^2) + j_{p \max} \left(1 - \left(\frac{b_1}{b_0}\right)^2\right) = j_1, \\ j_{O \max} (1 - (b_0)^2) = j_0. \end{cases} \quad (12)$$

Мы получили систему уравнений (12) относительно амплитуд токов  $j_{O \max}$ ,  $j_{p \max}$ ,  $j_{e \max}$ . Разрешив ее и подставив найденные величины в нормированное выражение для свободной энергии (10), а также для ТС Харриса [42], можно вывести окончательное выражение для отношения свободной энергии ТТС в трехкомпонентной плазме к свободной энергии и токового слоя Харриса:

$$S_3 = \frac{1 - j_1}{b_1} + \frac{j_1 - j_0}{b_0 + b_1} + \frac{j_0}{1 + b_0}. \quad (13)$$

При этом из физических соображений должны выполняться неравенства (см. также рис. 9)  $0 < b_1 \leq b_0 \leq 1$ ,  $0 < j_0 \leq j_1 \leq 1$ . В более простом случае двухкомпонентной электронно-протонной плазмы можно положить  $j_0 \equiv j_1$  и  $b_0 \equiv b_1$ , при этом формула (13) приобретает вид

$$S_2 = \frac{1 - j_1}{b_1} + \frac{j_1}{1 + b_1}. \quad (14)$$

Оценим отношение величин свободных энергий  $R_{32}$ , запасенных токовым слоем в трехкомпонентной и двухкомпонентной плазме. Для этого, на основе (13) и (14), напомним и численно оценим величину

$$R_{32} = \frac{S_3}{S_2}. \quad (15)$$

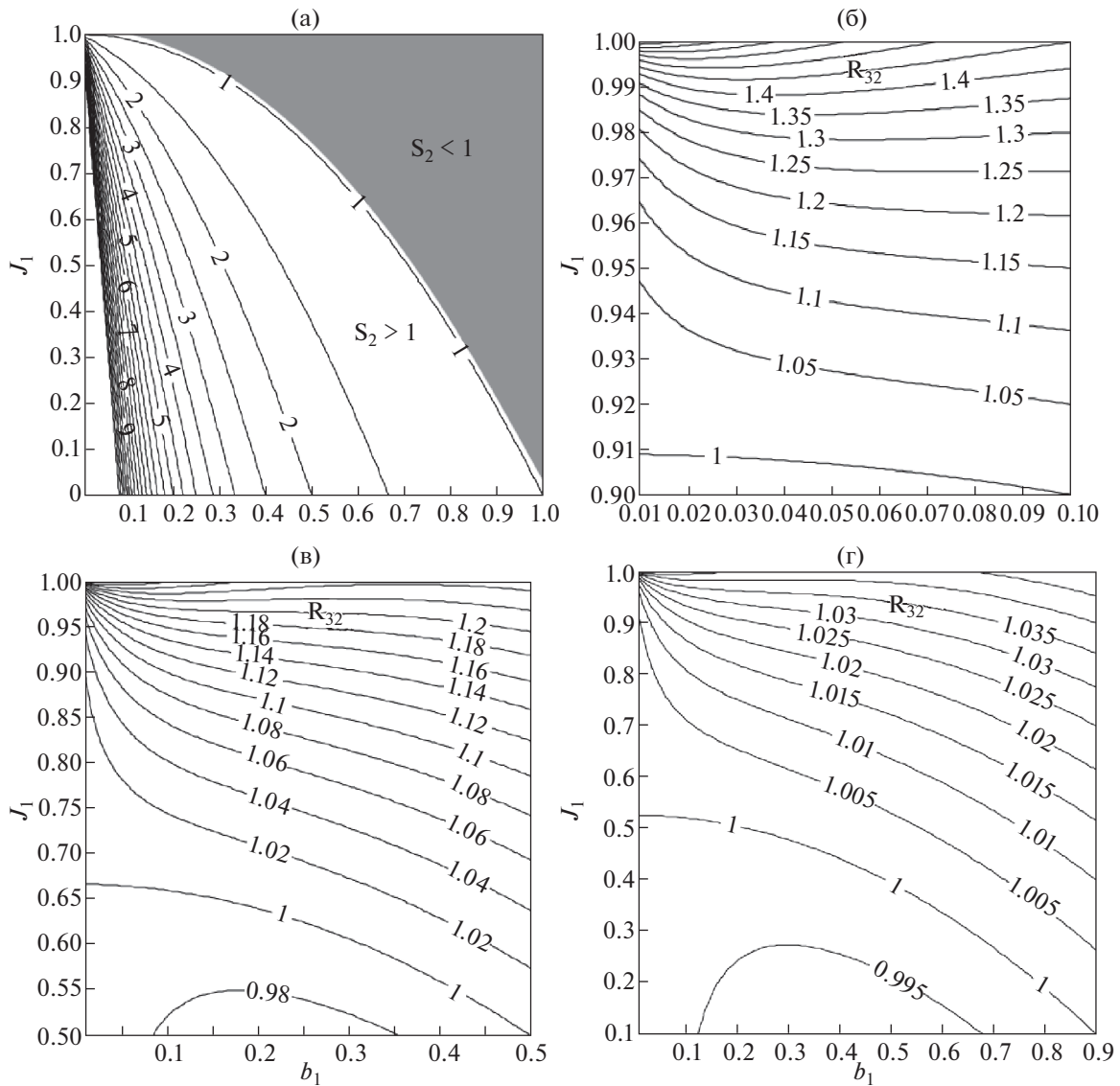
Вычисленные параметры, характеризующие отношение свободных энергий в разных токовых конфигурациях, изображены на рис. 10. Так, рис. 10а показывает отношение величин свободной энергии в двухкомпонентном ТС (14) относительно ТС Харриса [29] как функцию параметров  $b_1$  и  $j_1$  (т.е. границы вложенности  $b_1$  и граничной плотности  $j_1$  протонного тока). Рисунок демонстрирует способность токового слоя к развитию неустойчивости по сравнению с хорошо известным слоем Харриса [29], у которого всегда присутствует избыток свободной энергии, и он неустойчив по отношению к развитию тиринг-моды. Как мы видим, при малых величинах параметра  $b_1$  относительная величина свободной энергии в ТТС может на порядок превышать свободную энергию, накопленную в токовом слое Харриса. Линия уровня  $S_2 = 1$  разделяет области, где свободная энергия больше чем в ТС Харриса

( $S_2 > 1$ ) и меньше ( $S_2 < 1$ ). В области  $S_2 > 1$ , где толщина токового слоя мала, а плотность электронного тока велика, ТТС предположительно может быть неустойчивым по отношению к тиринг-моды. Это согласуется с результатом [42], где был сделан вывод, что ток кривизны электронов [84], определяемый величиной магнитного поля в окрестности нейтрального слоя ( $b_1 \ll 1$ ) играет ключевую роль в развитии неустойчивости. С ростом параметра  $b_1$ , и, соответственно, ростом вклада протонов в полный ток, величина свободной энергии во вложенном ТТС уменьшается и достигает величины, меньшей или равной 1 при  $b_1 \rightarrow 1$  (т.е. конфигурации, в которой вложенности по определению нет). Мы видим, что мощный электронный ток в нейтральной области ТТС необходим как резервуар свободной энергии, дестабилизирующей токовый слой.

Рассмотрим, что будет происходить с устойчивостью ТС в трехкомпонентной плазме при наличии тяжелых ионов кислорода. Отношение энергий для ТТС в трех- и двухкомпонентной плазме (13) и (14) было вычислено при фиксированных величинах параметров  $b_0 = 0.9$ ,  $j_0 = 0.1$  (рис. 10б),  $b_0 = 0.5$ ,  $j_0 = 0.5$  (рис. 10в) и  $b_0 = 0.1$ ,  $j_0 = 0.9$  (рис. 10г), соответствующих относительно малой, средней и большой плотности кислородного тока в ТТС. Как видно из рис. 10б–г, в широкой параметрической области изменение свободной энергии вложенного слоя является незначительным: отношение  $R_{32} \equiv S_3/S_2$  немногим больше или меньше 1. Вспомнив, что ионная тиринг-мода  $\gamma_i$  развивается быстрее электронной  $\gamma_e$  (см. работы [14, 39, 69, 99], из которых следует, что  $\gamma_i/\gamma_e \sim (m_i/m_e)^{1/4}$ ), а для ионов кислорода – быстрее протонной, мы предполагаем, что ионы кислорода, хотя и не очень существенно влияют на величину свободной энергии в ТС, все же могут оказывать влияние на развитие разрывной моды в ТТС благодаря большому инкременту. Этот вопрос детально пока не изучен в применении к модели вложенного слоя, предполагается рассмотреть его в будущих исследованиях.

## 10. ВЫВОДЫ

Хвост магнитосферы Земли образуется в результате воздействия сверхзвукового потока солнечного ветра на достаточно сильное собственное магнитное поле Земли. Экспериментальные исследования последних десятилетий пролили новый свет на физику плазменной системы магнитосферного хвоста (в частности, на структуру и динамику тонких и сверхтонких токовых слоев) и стимулировали новые теоретические исследования в этой области. Очень тонкие токовые слои с толщиной порядка 10–15% от величины ионного



**Рис. 10.** Отношение свободной энергии тонкого токового слоя в двухкомпонентной протонно-электронной плазме к аналогичной величине в слое Хэрриса: параметрическая зависимость  $S_2(j_1, b_1)$ , определяемая (14), при фиксированных значениях  $b_0 = 0.1$  – толщины кислородного слоя (а). Серая область выше уровня  $S_2 = 1$  соответствует значениям  $S_2 < 1$  для потенциально устойчивой конфигурации. Представлены соответствующие двумерные карты распределения определенного по формуле (15) параметра  $R_{32}(b_1, j_1)$ , где линии уровня означают отношение свободных энергий трехкомпонентного ТТС с ионами кислорода к двухкомпонентному слою (протонно-электронная плазма) для следующих значений параметров (б–г):  $b_0 = 0.9, j_0 = 0.1$  (б),  $b_0 = 0.5, j_0 = 0.5$  (в) и  $b_0 = 0.1, j_0 = 0.9$  (г).

гирорадиуса являются почти сингулярными структурами с концентрированными токами. В настоящей статье рассмотрен исторический аспект развития исследований тонких пограничных слоев в космической плазме, которые возникают на границах разных сред или магнитных потоков в космической плазме. Освещены работы выдающегося ученого-специалиста по физике термоядерной и космической плазмы – Альберта Абубакировича Галеева – в области изучения неустойчивости токовых слоев и взрывного пересо-

единения в них [14, 19, 31, 33], а также рассмотрено дальнейшее развитие его работ и идей вплоть до настоящего времени (см. [6, 42] и ссылки там же).

Благодаря космическим аппаратам и многоспутниковым миссиям оказалось возможным определить наличие подобных тонких структур в космосе – в магнитосферах Земли и планет солнечной системы, в короне Солнца. Как оказалось, тонкие слои могут играть определяющую роль в динамике магнитосфер планет солнечной системы, являясь резервуарами энергии, запасе-

мой из солнечного ветра внутри магнитосферы или на ее границах. Тонкие токовые слои оказались метастабильными образованиями, способными сравнительно долгое время пребывать в устойчивом состоянии, а потом спонтанно разрушаться. На нелинейной стадии этого процесса разрушения, как правило, происходят процессы быстрого магнитного пересоединения с образованием магнитных островов — плазмоидов, эффективное ускорение заряженных частиц и генерация быстрых плазменных потоков.

Новые, неизвестные до того времени токовые структуры сразу же привлекли внимание ученых. Пионерские работы [18] показали, что подобный сильно вытянутый токовый слой в хвосте магнитосферы является неустойчивым по отношению к пинчеванию притягивающихся токов, текущих поперек хвоста. Однако учет малой нормальной компоненты магнитного поля в работах [32, 35] обесценил дальнейшие исследования устойчивости хвоста, потому что в то время считалось, что малая нормальная компонента полностью стабилизирует тиринг- (разрывную) моду. Началась ожесточенная борьба научных идей за размораживание тиринг-моды в хвосте магнитосферы. В течение почти двух десятилетий теоретики упорно сражались за раскрытие тайны метастабильности хвоста магнитосферы, но разгадка оказалась не в учете новых неизвестных механизмов, а в неадекватности применения модели Харриса [29], которая повсеместно использовалась для описания токовых слоев. Новые космические многоспутниковые миссии, усовершенствованные технологии спутниковых измерений позволили получить данные высокого разрешения и открыли новые свойства тонких токовых слоев: многомасштабность, вложенность, потоковую анизотропию. Построение и исследование модели вложенного ТТС разрешило парадокс устойчивости хвоста и позволило объяснить большинство имеющихся экспериментальных наблюдений ТТС, а также их динамические свойства — метастабильность и неустойчивость по отношению к разрывной моде [6, 20, 31, 62, 76, 77]. Развитие аналитических подходов позволило оценить устойчивость ТТС в многокомпонентной плазме и задать направление дальнейших исследований в физике бесстолкновительной космической плазмы [62].

Спутниковые данные последних лет с очень высоким разрешением в хвостах магнитосфер Земли и Марса привели к обнаружению сверхтонких электронных токовых слоев [88]. Ранее подобные слои описывались имеющимися численными гибридными моделями в достаточно грубом приближении. Новые экспериментальные данные потребовали развития таких моделей и, по возможности, получения не только численных, но и аналитических результатов. Это позволило интерпретировать новые эксперимен-

тальные данные о структуре и неустойчивости сверхтонких токовых слоев. В статье впервые представлены оценки свободной энергии для токового слоя в трехкомпонентной плазме, состоящей из электронов, протонов и ионов кислорода. В рамках сравнительно простой аналитической модели показано, что ионы кислорода не могут оказывать существенного влияния на развитие тиринг-неустойчивости вложенного токового слоя, даже при условии высоких концентраций в токовом слое и высокой плотности тока. В то же время, наличие сильного электронного тока в нейтральном слое является необходимым условием для создания запаса свободной энергии, нужной для начала пересоединения в токовом слое.

В нашем небольшом обзоре мы рассмотрели круг проблем, в которых идеи, связанные с процессами магнитного пересоединения, выдвинутые Альбертом Абубакировичем Галеевым, остаются востребованными и актуальными и на сегодняшний день, они активно развиваются, подтверждаются космическими экспериментами и, в конечном счете, сегодня направляют развитие важных областей современной космофизики.

Данная работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 20-42-04418.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ness N.F.* // *J. Geophys. Res.* 1965. V. 70. P. 2989.
2. *Axford W.I., Hines C.O.* // *Canadian J. Phys.* 1961. V. 39. P. 1433.
3. *Dungey J.W.* // *Phys. Rev. Lett.* 1961. V. 6. P. 47. <https://doi.org/10.1103/physrevlett.6.47>
4. *Baumjohann W., Paschmann G.* // *J. Geophys. Res.* 1990. V. 95. P. 10707. <https://doi.org/10.1029/JA095iA07p10707>
5. *Heikkila W.J.* // *Space Sci. Rev.* 1990. V. 53. P. 1. <https://doi.org/10.1007/BF00217427>
6. *Зелёный Л.М., Малова Х.В., Артемьев А.В., Попов В.Ю., Петрукович А.А.* // *Физика плазмы.* 2011. Т. 37. С. 137.
7. *Grigorenko E.E., Zelenyi L.M., DiBraccio G., Ermakov V.N., Shuvalov S.D., Malova H.V., Popov V.Y., Halekas J.S., Mitchell D.L., Dubinin E.* // *Geophys. Res. Lett.* 2019. V. 46. P. 6214. <https://doi.org/10.1029/2019GL082709>
8. *Vaisberg O.L., Avakov L.A., Smirnov V.N., Burch J.L., Waite J.H., Petrukovich A.A., Skalsky A.A.* // *Adv. Space Res.* 1997. V. 20. P. 789. [https://doi.org/10.1016/S0273-1177\(97\)00511-5](https://doi.org/10.1016/S0273-1177(97)00511-5)
9. *Panov E.V., Büchner J., Franz M., Korth A., Khotyaintsev Y., Nikutowski B., Savin S., Fornacon K.-H., Dandouras I., Rème H.C.* // *Adv. Space Res.* 2006. V. 37. P. 1363.
10. *Runov A., Sergeev V.A., Nakamura R., Baumjohann W., Apatenkov S., Asano Y., Takada T., Vwerk M., Voros Z., Zhang T.L., Sauvaud J.-A., Rème H., Balogh A.* // *Annals Geophys.* 2005. V. 23. P. 1.

11. *Sanny J., McPherron R.L., Russell C.T., Baker D.N., Pulkkinen T.I., Nishida A.* // J. Geophys. Res. 1994. V. 99. P. 5805.
12. *Asano Y., Mukai T., Hoshino M., Saito Y., Hayakawa H., Nagai T.* // J. Geophys. Res. 2003. V. 108. P. SMP 7-1. <https://doi.org/10.1029/2002JA009785>
13. *Baker D.N., Pulkkinen T.I., Angelopoulos V., Baumjohann W., McPherron R.L.* // J. Geophys. Res. 1996. V. 101. P. 12975.
14. *Галеев А.А., Зеленый Л.М.* // ЖЭТФ. 1976. V. 70. С. 2133.
15. *Зеленый Л.М., Артемьев А.В., Малова Х.В., Петрукович А.А., Накамура Р.* // УФН. 2010. Т. 180. С. 973. <https://doi.org/10.3367/UFNR.0180.201009f.0973>
16. *Petschek H.E.* The Physics of Solar Flares / Ed. by *W.N. Hess*. NASA: SP-50, 1964. P. 425.
17. *Parker E.N.* // J. Geophys. Res. 1957. V. 62. P. 509.
18. *Coppi B., Laval G., Pellat R.* // Phys. Rev. Lett. 1966. V. 16. P. 1207.
19. *Галеев А.А.* // Основы физики плазмы. В 2 т. / Ред. А. Галеев и Р. Судан. М.: Энегроиздат, 1983. Т. 1. С. 331.
20. *Zelenyi L., Artemyev A., Malova H., Popov V.* // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 2008. V. 70. P. 325.
21. *Fairfield D.H.* Magnetotail energy storage and the variability of the magnetotail current sheet / Washington DC: AGU Monograph Ser. 1984. V. 30. P. 168. <https://doi.org/10.1029/GM030p0168>
22. *Birn J., Schindler K., Hesse M.* // J. Geophys. Res. 2003. V. 108. <https://doi.org/10.1029/2002JA009641>
23. *Lui A.T.Y., Mankofsky A., Chang C.-L., Papadopoulos K., Wu C.S.* // Geophys. Res. Lett. 1990. V. 17. P. 745. <https://doi.org/10.1029/GL017i006p00745>
24. *Sergeev V.A., Mitchell D.G., Russell C.T., Williams D.J.* // J. Geophys. Res. 1993. V. 98. P. 17345. <https://doi.org/10.1029/93JA01151>
25. *Pulkkinen T.I., Baker D.N., Owen C.J., Gosling J.T., Murphy N.* // Geophys. Res. Lett. 1993. V. 20. P. 2427. <https://doi.org/10.1029/93GL01590>
26. *McPherron R.L., Nishida A., Russell C.T.* Quantitative Modeling of Magnetosphere-Ionosphere Coupling Processes / Ed. by *Y. Kamide, R.A. Wolf*. Kyoto Sangyo University: Kyoto, Japan, 1987. P. 252.
27. *Runov A., Baumjohann W., Nakamura R., Sergeev V.A., Ann O., Frey H., Alexeev I., Fazakerley A.N., Owen C.J., Lucek E., André M., Vaivads A., Dandouras I., Klecker B.* // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. <https://doi.org/10.1029/2007JA012685>
28. *Furth H.P., Killeen J., Rosenbluth M.N.* // Phys. Fluids. 1963. V. 6. P. 459. <https://doi.org/10.1063/1.1706761>
29. *Harris E.G.* // Nuovo Cimento. 1962. V. 23. P. 115.
30. *Schindler K.* // J. Geophys. Res. 1974. V. 79. P. 2803. <https://doi.org/10.1029/JA079i019p02803>
31. *Галеев А.А., Зелёный Л.М.* // Письма в ЖЭТФ. 1975. Т. 22. С. 360.
32. *Lembege B., Pellat R.* // Phys. Fluids. 1982. V. 25. P. 1995.
33. *Galeev A.A., Coroniti F.V., Ashour-Abdalla M.* // Geophys. Res. Lett. 1978. V. 5. P. 707. <https://doi.org/10.1029/GL005i008p00707>
34. *Büchner J., Zelenyi L.M.* // J. Geophys. Res. 1989. V. 94. P. 11821.
35. *Pellat R., Coroniti F.V., Pritchett P.L.* // Geophys. Res. Lett. 1991. V. 18. P. 143.
36. *Brittnacher M., Quest K.B., Karimabadi H.* // J. Geophys. Res. 1998. V. 103. P. 4587.
37. *Zelenyi L.M., Taktakishvili A.L.* // Fiz. Plazmy. 1981. V. 7. P. 1064.
38. *Somov B.V., Vernet A.I.* // Space Sci. Rev. 1993. V. 65. P. 253.
39. *Sitnov M.I., Malova H.V., Lui A.T.Y.* // J. Geophys. Res. 1997. V. 102. P. 163. <https://doi.org/10.1029/96JA01872>
40. *Sitnov M.I., Sharma A.S.* // Proc. Int. Conf. Substorms-4, St. Petersburg, 1998. V. 238. P. 539. [https://doi.org/10.1007/978-0-7923-5465-9\\_111](https://doi.org/10.1007/978-0-7923-5465-9_111)
41. *Sitnov M.I., Malova H.V., Sharma A.S.* // Geophys. Res. Lett. 1998. V. 25. P. 269. <https://doi.org/10.1029/97GL03708>
42. *Зеленый Л.М., Артемьев А.В., Малова Х.В., Петрукович А.А., Накамура Р.* // УФН. 2010. Т. 180. С. 973. <https://doi.org/10.3367/UFNR.0180.201009f.0973>
43. *Karimabadi H., Daughton W., Pritchett P., Krauss-Varban D.* // J. Geophys. Res. 2003. V. 108. P. 1400. <https://doi.org/10.1029/2003JA010026>
44. *Buchner J., Kuska J.-P.* // Ann. Geophys. 1999. V. 17. P. 604.
45. *Voronkov I., Rankin R., Frycz P., Tikhonchuk V.T., Samson, J.C.* // J. Geophys. Res. 1997. V. 102. P. 9639.
46. *Huba J.D., Gladd N.T., Papadopoulos K.* // Geophys. Res. Lett. 1977. V. 4. P. 125.
47. *Kuznetsova M.M., Zelenyi L.M.* // Geophys. Res. Lett. 1991. V. 18. P. 1825.
48. *Pritchett P.L., Coroniti F.V., Pellat R., Karimabadi H.* // J. Geophys. Res. 1991. V. 96. P. 11523.
49. *Bagenal F.* // Ann. Rev. Earth Planet. Sci. 1992. V. 20. P. 289.
50. *Bagenal F.* Encyclopedia by astronomy astrophysics / Ed. by *Brunel Road*. Houndmills, Basingstoke, Hampshire, Institute of Physics Publishing, 2001.
51. *Cowley S.W.H., Badman S.V., Bunce E.J., Clarke J.T., Ge'rrard J.-C., Grodent D., Jackman C.M., Milan S.E., Yeoman T.K.* // J. Geophys. Res. 2005. V. 110. P. A02201. <https://doi.org/10.1029/2004JA010796>
52. *Fujimoto M., Baumjohann W., Kabin K., Nakamura R., Slavin J.A., Terada N., Zelenyi L.* Space Science Ser. of ISSI / Ed. by *Balogh A., Ksanfomality L. von Steiger R.* Springer. 2008. P. 347.
53. *Gombosi T.I., Ingersoll A.P.* // Science. 2010. V. 327. P. 1476.
54. *Khurana K.K., Kivelson M.G., Vasyliunas V.M., Krupp N., Woch J., Lagg A., Mauk B.H., Kurth W.S.* Jupiter: The Planet, Satellites Magnetosphere / Ed. by *Bagenal F., Dowling T.E., McKinnon W.B.* Cambridge Univ. Press. 2004. P. 1.
55. *Mursula K., Hiltula T.* // Geophys. Res. Lett. 2003. V. 30. P. SSC 2-1.
56. *Khavarova O.V., Malova H.V., Kislov R.A., Zelenyi L.M., Obridko V.N., Kharshiladze A.F., Munetoshi T., Sokol J.M., Stan G.* // Astrophys. J. 2017. V. 836. P. 1. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/836/1/108>



57. Malandraki O., Khabarova P., Bruno R., Zank G.P., Li G., Jackson B., Bisi M.M., Greco A., Pezzi O., Matthaeus W., Giannakopoulos A.C., Servidio S., Malova H., Kislov R., Effenberger F., le Roux J., Chen Y., Hu Q., Engelbrecht N.E. // *Astrophys. J.* 2019. V. 881. P. 116. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab289a>
58. Artemyev A.V., Petrukovich A.A., Zelenyi L.M., Malova H.V., Popov V.Y., Nakamura R., Runov A., Apatenkov S. // *Annales Geophys.* 2008. V. 26. P. 2749.
59. Sharma A.S., Nakamura R., Runov A., Grigorenko E.E., Hasegawa H., Hoshino M., Louarn P., Owen C.J., Petrukovich A., Sauvaud J.-A., Semenov V.S., Sergeev V.A., Slavin J.A., Sonnerup B.U.Ö., Zelenyi L.M., Fruit G., Haaland S., Malova H., Snekvik K. // *Ann. Geophys.* 2008. V. 26. P. 955. <https://doi.org/10.5194/angeo-26-955-2008>
60. Ashour-Abdalla M., Berchem J.P., Buchner J., Zelenyi L.M. // *J. Geophys. Res.*, 1993. V. 98. P. 5651.
61. Ashour-Abdalla M., Frank L.A., Paterson W.R., Perroomian V., Zelenyi L.M. // *J. Geophys. Res.* 1996. V. 101. P. 2587.
62. Zelenyi L.M., Malova H.V., Grigorenko E.E., Popov V.Y., Dubinin E.M. // *Geophys. Res. Lett.* 2020. V. 47. P. 1. <https://doi.org/10.1029/2020GL088422>
63. Hoshino M., Nishida A., Mukai T., Saito Y., Yamamoto T. // *J. Geophys. Res.* 1996. V. 101. P. 24775.
64. Nakamura R., Baumjohann W., Runov A., Asano Y. // *Space Sci. Rev.* 2006. V. 122. P. 29. <https://doi.org/10.1007/s11214-006-6219-1>
65. Speiser T.W. // *J. Geophys. Res.* 1965. V. 70. P. 4219.
66. Mitchell D.G., Williams G.J., Huang C.Y., Frank L.A., Russell C.T. // *Geophys. Res. Lett.* 1990. V. 17. P. 583.
67. Тверской Б.А. // Труды конф. 19–23 октября 1972: Проблемы теории плазмы / Под ред. А.Г. Ситенко. Киев. 1972. С. 396.
68. Шабанский В.П. // ЖЭТФ. 1961. Т. 40. С. 1058
69. Schindler K. // A self-consistent theory of the tail of the magnetosphere, in *Earth's magnetospheric processes* / Ed. by B.M. McCormac, D. Reidel. Norwell. Mass. 1972. P. 200.
70. Pritchett P.L., Coroniti F.V. // *J. Geophys. Res.* 1992. V. 97. P. 16773.
71. Pritchett P.L., Coroniti F.V. // *J. Geophys. Res.* 1995. V. 100. P. 23551.
72. Kan J.R. // *J. Geophys. Res.* 1973. V. 78. P. 3773.
73. Eastwood J.W. // *Planetary Space Sci.* 1972. V. 20. N 10. P. 1555.
74. Мингалев О.В., Мингалев И.В., Малова Х.В., Зелёный Л.М. // *Физ. плаз.* 2007. Т. 33. С. 1028.
75. Kropotkin A.P., Domrin V.I. // *J. Geophys. Res.* 1996. V. 101. P. 19893.
76. Sitnov M.I., Zelenyi L.M., Malova H.V., Sharma A.S. // *J. Geophys. Res.* 2000. V. 105. P. 13029.
77. Zelenyi L., Sitnov M.I., Malova H.V., Sharma A.S. // *Nonlinear Processes Geophys.* 2000. V. 7. P. 127.
78. Заславский Г.М., Сагдеев Р.З. Введение в нелинейную физику: от маятника до турбулентности и хаоса. М.: Наука, 1988. 378 с.
79. Sonnerup B.U.Ö. // *J. Geophys. Res.* 1971. V. 76. P. 8211.
80. Cary J.R., Escande D.F., Tennyson J.L. // *Phys. Rev. A.* 1986. V. 34. P. 4256.
81. *Нейштадт А.И.* // Прикладная мат. мех. 1987. Т. 51. С. 750.
82. Lui A.T.Y. // *J. Geophys. Res.* 1993. V. 98. P. 13423.
83. Malova H.V., Popov V.Yu., Grigorenko E.E., Petrukovich A.A., Delcourt D., Sharma A.S., Khabarova O.V., Zelenyi L.M. // *Astrophys. J.* 2017. V. 834. P. 1. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/834/1/34>
84. Zelenyi L.M., Malova H.V., Popov V.Yu., Delcourt D., Sharma A.S. // *Nonlinear Processes Geophys.* 2000. V. 11. P. 579.
85. Zelenyi L.M., Malova H.V., Popov V.Yu., Delcourt D.C., Sharma A.S. // *NATO science series* / Ed. by J.-A. Sauvaud, Z. Nemeček. Kluwer Academic Publishers, 2004. P. 275.
86. Petrukovich A.A., Artemyev A.V., Malova H.V., Nakamura R., Popov V.Yu., Zelenyi L.M. // *J. Geophys. Res.* 2011. V. 116. P. A00125. <https://doi.org/10.1029/2010JA015749>
87. Zelenyi L.M., Malova H.V., Popov V.Yu., Delcourt D.C., Ganushkina N.Yu., Sharma A.S. // *Geophys. Res. Lett.* 2006. V. 33. P. L05105. <https://doi.org/10.1029/2005GL025117>
88. Grigorenko E.E., Zelenyi L.M., DiBraccio G., Ermakov V.N., Shuvalov S.D., Malova H.V. // *Geophys. Res. Lett.* 2019. V. 46. <https://doi.org/10.1029/2019GL082709>
89. Runov A., Sergeev V.A., Nakamura R., Baumjohann W., Apatenkov S., Asano Y., Takada T., Volwerk M., Voros Z., Zhang T.L., Sauvaud J.-A., Rème H., Balogh A. // *Annales Geophys.* 2006. V. 24. P. 247. <https://doi.org/10.5194/angeo-24-247-2006>
90. Laval G., Pellat R., Vuillemin M. // *Plasma Phys. Control. Fusion Res.* 1966. V. II. P. 259.
91. Petrukovich A.A., Baumjohann W., Nakamura R., Runov A., Balogh A., Rème H. // *J. Geophys. Res.* 2007. V. 112. <https://doi.org/10.1029/2007JA012349>
92. Зелёный Л.М., Кротопкин А.П., Домрин В.И., Артемьев А.В., Малова Х.В., Попов В.Ю. // *Космич. исслед.* 2009. Т. 47. С. 388.
93. Taktakishvili A.L., Zelenyi L.M., Sarris E.T., Lopez R.E., Sarafopoulos D.V. // *Planetary Space Sci.* 1993. V. 41. P. 461. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(93\)90006-N](https://doi.org/10.1016/0032-0633(93)90006-N)
94. Ashour-Abdalla M., Zelenyi L.M., Perroomian V., Richard R.L. // *J. Geophys. Res.* 1994. V. 99. P. 14891.
95. Kistler M., Mouikis C., Mobius E., Klecker B., Sauvaud J.-A., Rème H., Korth A., Marcucci M.F., Lundin R., Parks G.K., Balogh A. // *J. Geophys. Res.* 2005. V. 110. P. A06213. <https://doi.org/10.1029/2004JA010653>
96. Vaisberg O.L., Avanon L.A., Burch J.L., Waite J.H., Jr. // *Adv. Space Res.* 1996. V. 8. P. 63.
97. Baker D.N., Pulkinen T.I., Angelopoulos V., Baumjohann W., McPherron R.L. // *J. Geophys. Res.* 1996. V. 101. P. 12975.
98. Домрин В.И., Малова Х.В., Попов В.Ю., Григоренко Е.Е., Петрукович А.А. // *Космич. исслед.* 2020. Т. 58. С. 461. <https://doi.org/10.31857/S0023420620060035>
99. Schindler K., Pfirsch D., Wöbig H. // *Plas. Phys.* 1973. V. 15. P. 1165. <https://doi.org/10.1088/0032-1028/15/12/001>