

На правах рукописи

АРТЕМЬЕВ Антон Владимирович

**УСТОЙЧИВОСТЬ ТОНКИХ ТОКОВЫХ СЛОЁВ И УСКОРЕНИЕ
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ**

01.04.02 – теоретическая физика

**Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук**

ААртеи

Москва 2010

Работа выполнена в Институте космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН)

Научный руководитель:
д.ф.- м.н. Л.М. Зеленый (ИКИ РАН)

Официальные оппоненты:
д.ф.- м.н., В.Д. Кузнецов (Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн имени Н.В. Пушкова РАН)
д.ф.- м.н., А.М. Быков (Физико-технический институт имени А.Ф.Иоффе РАН)

Ведущая организация:
Санкт-Петербургский государственный университет

Защита состоится 11 ноября 2010 г. в 13 ч. 00 мин. на заседании Диссертационного Совета Д 002.113.03 ИКИ РАН по адресу, Москва, Профсоюзная ул., 84/32, 2-й подъезд, конференц-зал.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИКИ РАН
Автореферат разослан 15 сентября 2010 г.

Ученый секретарь
Диссертационного совета,
к.ф.-м.н. Буринская Т.М.



Общая характеристика работы

Актуальность темы

Диссертация посвящена исследованию динамических свойств токовых слоёв и изучению влияния их динамики на ускорение и транспорт заряженных частиц. Токовый слой - это универсальный объект физики плазмы, наблюдающийся в лабораторных экспериментах [1, гл. 9], в астрофизике и солнечной короне [2], в магнитосфере Земли [1, гл. 4] и других планет Солнечной системы [3], даже в случае отсутствия у них собственного магнитного поля. Являясь естественным резервуаром энергии магнитного поля, токовый слой подвержен различным неустойчивостям, приводящим к высвобождению этой энергии и проявляющимся в его деформациях и разрыве. При этом, если в рамках лабораторных экспериментов и в столкновительной плазме солнечной короны основным механизмом трансформации является проводимость плазмы, способствующая переходу энергии магнитного поля в тепловую энергию частиц, то в условиях разреженной плазмы планетарных магнитосфер и солнечного ветра на первый план выходят кинетические свойства неравновесных распределений заряженных частиц. Пространственные масштабы таких кинетических слоёв сопоставимы с величиной ионных гирорадиусов [4, 5]. Таким образом, токовые слои и их динамические свойства не могут быть описаны в рамках приближения магнитной гидродинамики, и необходимо использовать полное кинетическое рассмотрение.

Динамические свойства кинетических токовых слоёв существенным образом зависят от их структуры и особенностей распределения по скоростям формирующих их частиц. Из всех космических объектов такая информация в наиболее полном виде доступна для токового слоя хвоста земной магнитосферы. При этом лишь спутниковые миссии последних десяти лет (*Cluster*, *THEMIS*) позволили получить данную информацию в объёмах, достаточных для восстановления геометрии и кинетических свойств токового слоя.

Полученная информация существенно расходится с теми теоретическими представлениями о токовом слое хвоста земной магнитосферы, которые были сформированы за 50 лет космических исследований и базировались на изотропных однокомпонентных моделях, ток в которых поддерживался за счёт относительно медленных дрейфов заряженных частиц. Оказалось, что данные модели не могут описать структуру наблюдаемых токовых слоёв [5], а выводы теории их устойчивости противоречат наблюдениям крупномасштабных колебаний токового слоя [6] и его разрыва [7].

Лишь благодаря относительно новым моделям токового слоя, построенным с учётом квазиadiaбатических свойств ионов, переносящих ток на разомкнутых орбитах [8, 9, 10], удалось описать структуру наблюдаемых токовых слоёв [10, 11] и распределения частиц по скоростям [12, 13].

Однако не исследованным остаётся вопрос о динамических свойствах токовых слоёв, описываемых этими новыми моделями. Актуальность данной темы связана, с одной стороны, с необходимостью устранения противоречий между наблюдаемыми динамическими свойствами токовых слоёв и теоретическими моделями. С другой стороны, развитие теории устойчивости реалистичных моделей должно расширить имеющиеся подходы к исследованию динамики плазменных конфигураций.

Отдельным результатом такого исследования может стать более совершенная модель турбулентного электромагнитного поля, возникающего в токовом слое за счёт одновременного развития различных собственных мод неустойчивости. В отсутствие столкновений между частицами перераспределение энергии в результате развития турбулентности с последующим ускорением отдельных групп частиц представляется наиболее вероятным кандидатом на роль механизма, обеспечивающего формирование немаксвелловских энергетических распределений, постоянно наблюдаемых в космической плазме.

Цель работы

Задачей, на решение которой направлена данная диссертационная работа, является построение теории устойчивости тонкого токового слоя. При этом в качестве основной модели выбрана квазиadiaбатическая модель [9]. Эта теория, с одной стороны, должна объяснять наблюдаемые динамические свойства и предсказывать возможность разрыва токового слоя хвоста земной магнитосферы. С другой стороны, на основе данной теории необходимо построить адекватную модель турбулентного электромагнитного поля и проверить гипотезу о возможности формирования немаксвелловских энергетических распределений за счёт ускорения частиц этим полем. Таким образом, цели работы могут быть сформулированы в следующем виде:

1. Построение теории изгибных деформаций тонкого токового слоя и проведение сопоставления полученных данных с экспериментальными наблюдениями.

2. Создание обобщённой теории дрейфовых мод тонкого токового слоя, включающей весь диапазон неустойчивостей, развивающихся в виде волн, распространяющихся в плоскости токового слоя.
3. Обобщение теории разрывной неустойчивости на квазиadiaбатическую модель тонкого токового слоя. Получение критерия развития данной неустойчивости в токовом слое и проведение сопоставления теоретических результатов с экспериментальными данными.
4. Изучение процессов ускорения частиц турбулентным электромагнитным полем в геометрии токового слоя. Использование полученной информации о неустойчивостях, развивающихся в токовом слое, при определении параметров модели турбулентности.

Научная новизна работы

Исследование неустойчивостей токового слоя ранее проводилось в основном для изотропных моделей с дрейфовыми механизмами формирования тока (см., [1, гл. 4]). В диссертационной работе впервые исследованы обобщенные дрейфовые моды для модели тонкого токового слоя с популяцией пролётных частиц. Построенная в работе теория разрывной моды в тонком токовом слое и проведённое сопоставление с экспериментальными данными являются новыми результатами. Также в работе впервые получены данные о росте энергии частиц в токовом слое с электромагнитной турбулентностью и описание данного механизма в рамках модели «серфотронного» ускорения.

Научная и практическая ценность работы

Полученные в работе результаты позволяют разрешить ряд противоречий между предыдущими теоретическими работами и наблюдениями искусственных спутников Земли в хвосте земной магнитосферы. Более того, нашедшая экспериментальное подтверждение теория обобщённых дрейфовых мод тонкого токового слоя может служить основой для разработки более точных моделей турбулентного электромагнитного поля, чем существующие на сегодняшний день.

Теория разрывной моды неустойчивости, кроме прямого результата, объясняющего наблюдаемое магнитное пересоединение в токовом слое хвоста земной магнитосферы, содержит возможность дальнейшего развития с обобщением результатов на более сложные магнитные конфигурации, поддерживаемые током пролётных частиц. Полученные ограниченные области параметров, в которых может развиваться разрывная мода, и построенный сценарий перехода токового слоя в эти области параметров по-

зволяют в будущем развить модель прогнозирования развития суббурь в хвосте земной магнитосферы исходя из локальных характеристик токового слоя, что является важной и актуальной задачей геофизики. Возможно, эта концепция найдёт применение и для описания вспышек на Солнце.

Результаты моделирования ускорения частиц в токовом слое с турбулентностью, сформированной в результате развития собственных мод неустойчивости токового слоя, могут рассматриваться в контексте теоретической разработки механизма перераспределения энергии в плазменных структурах между различными группами заряженных частиц в отсутствие столкновений. Дальнейшие исследования в данном направлении, вероятно, окажутся полезными для различных приложений физики плазмы.

Достоверность полученных результатов

В каждой главе диссертационной работы проводится всестороннее сопоставление полученных теоретических результатов с экспериментальными данными. Показано, что все основные результаты работы подтверждаются наблюдениями искусственных спутников в токовом слое земной магнитосферы или, как минимум, не противоречат этим наблюдениям.

Апробация работы

Результаты диссертации неоднократно были представлены автором диссертации на различных международных и российских конференциях:

1. International Heliophysical Year, Zvenigorod, Russia (2007).
2. 6-я Курчатовская молодёжная научная школа, РНЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия (2008, 2009).
3. Problems of Geocosmos, 7th International Conference, Saint Petersburg, Russia (2008).
4. XVII Научная сессия Совета РАН по нелинейной динамике. Проводилась в институте океанологии РАН, Москва, Россия (2008).
5. European Geosciences Union, General Assembly, Vienna, Austria (2008).
6. Конференция-совещание по программе ОФН-16, ИКИ, Москва, Россия (2007, 2008, 2009).
7. The XI Russian-Chinese Workshop on Space Weather, Irkutsk, Russia (2009).
8. The International Conference MSS-09, SRI(IKI) RAS, Moscow, Russia (2009).
9. 33rd Annual Seminar, Apatity, Russia (2010).

Личный вклад автора

Все результаты, представленные в диссертации, были получены лично автором диссертации при поддержке научного руководителя и других соавторов публикаций. Соавторы публикаций, материал которых вошел в настоящую диссертацию, не возражали против использования в данной работе совместно полученных научных результатов.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из «Введения», трёх глав основного текста и «Заключения». Объем диссертации – 137 страниц. Библиография включает 268 наименований. Диссертация содержит 54 рисунка.

Благодарности

Пользуюсь возможностью выразить свою глубокую благодарность научному руководителю академику Л.М. Зелёному за постановку задач и внимание к полученным результатам. Автор признателен также всем соавторам статей, результаты которых легли в основу диссертации, за совместную работу: Д.Л. Вайнштейну, D. Delcourt, В.И. Домрину, G. Zimbardo, А.П. Кропоткину, Х.В. Маловой, А.В. Милованову, R. Nakamura, А.И. Нейштадту, А.А. Петруковичу, В.Ю. Попову. Кроме того, хочется выразить благодарность Х.В. Маловой и В.Ю. Попову за ценные замечания по тексту диссертации.

Содержание работы

Во Введении проводится обсуждение актуальности исследований устойчивости токовых слоёв (ТС) и даётся обзор основных теоретических результатов по токовым слоям, вопросам их устойчивости и ускорению частиц в данных плазменных структурах. Также приводится описание используемой системы координат: ток распространяется вдоль оси y , ТС неоднороден вдоль z , основное магнитное поле ТС направлено вдоль оси x . В рамках обзора современных экспериментальных данных о токовых слоях в хвосте земной магнитосферы проводится обсуждение актуальных задач, связанных с устойчивостью токовых слоёв и ускорением частиц. Затем формулируются задачи, решению которых посвящена диссертация.

Глава 1 состоит из трёх разделов и посвящена изучению развития дрейфовых мод неустойчивости в тонких токовых слоях (ТТС) с ненулевой нормальной компонентой магнитного поля B_z . Глава содержит результаты, как представляющие самостоятельный интерес, так и используемые в дальнейшем во второй и третьей главах.

Первый раздел главы представляет собой последовательное изложение теоретического исследования асимметричной изгибной (*kink*) и симметричной перетяжечной (*sausage*) мод неустойчивости (возмущение, распространяющееся вдоль тока, $\sim \exp(iky - i\omega t)$) в модели тонкого токового слоя с квазиadiaбатическими ионами и замагниченными электронами. Для этой цели в первом параграфе данного раздела выводится основное уравнение для компоненты возмущённого векторного потенциала $A_{1y}(z, t)$:

$$\frac{\partial^2 A_{1y}(z, t')}{\partial z^2} + U(z) A_{1y}(z, t') = \int_0^t A_{1y}(z, t') K(z, t - t') dt' \quad (1)$$

Форма адиабатического $U(z)$ и резонансного $K(z, t-t')$ вкладов определяется плотностью тока в невозмущённой системе и видом функции распределения ионов. Решение этого уравнения, результаты которого приводятся во втором параграфе, позволило определить величины инкрементов γ и действительных частей частот ω_r неустойчивостей. Так, в ТТС изгибная мода неустойчивости развивается быстрее перетяжечной, что соответствует данным спутниковых наблюдений в хвосте земной магнитосферы [6]. Полученные пространственные распределения A_{1y} позволили построить ряд предположений о характере деформации силовых линий магнитного поля в ТС с развитой изгибной модой: силовые линии, расположенные в плоскости (x, z) , целиком смещаются вдоль направления z с периодичностью по y , сохраняя свою структуру. Данный характер изменений силовых линий соответствует изгибным деформациям ТС по экспериментальной классификации [4].

Новым результатом, полученным в данном параграфе, являются относительно малые значения ω_r для ТТС. Так, в классических моделях ТС существенная часть тока переносится за счёт диамагнитного дрейфа плазмы (см. [1, гл. 4]), величине скорости которого пропорциональна ω_r . В результате для изгибной моды неустойчивости ранее были получены результаты, указывающие на большие значения ω_r [15], расходящиеся с наблюдаемыми данными. В модели ТТС диамагнитный дрейф не играет ведущей роли (основной ток переносится частицами на разомкнутых траекториях) и полученные значения ω_r оказываются сопоставимы с данными наблюдений.

Второй раздел первой главы посвящён разработке теории обобщённых дрейфовых мод в ТТС. В этом случае рассматриваются неустойчивости, для которых возмущение имеет структуру $\sim \exp(ik_y y + ik_x x - i\omega t)$. Наличие в системе магнитного поля B_z приводит к тому, что электроны, замагниченные этим полем, дают существенный вклад в стабилизацию любой моды

колебаний, распространяющейся с $k_x \neq 0$ (см. [16]). Для учёта данного вклада основные уравнения, определяющие возмущённый векторный потенциал, в первом параграфе данного раздела выводятся из общего энергетического функционала системы. При этом рассматриваются два случая с различной поляризацией возмущений: с $\mathbf{A}_1 = A_{1y}\mathbf{e}_y + A_{1x}\mathbf{e}_x$ и с $\mathbf{A}_1 = A_{1y}\mathbf{e}_y + A_{1z}\mathbf{e}_z$. Для обоих случаев систему уравнений на \mathbf{A}_1 можно свести к одному уравнению общего вида (1) для одной из компонент возмущённого векторного потенциала или для их комбинации. Решение полученных уравнений приводится во втором параграфе раздела. В качестве результатов приводятся зависимости инкремента неустойчивости симметричной и асимметричной мод от угла распространения $\theta = \arctg(k_y/k_x)$ – рис. 1. Из рисунка видно, что неустойчивости с $\mathbf{A}_1 = A_{1y}\mathbf{e}_y + A_{1z}\mathbf{e}_z$ развиваются во всём диапазоне значений θ , в то время как для неустойчивостей с $\mathbf{A}_1 = A_{1y}\mathbf{e}_y + A_{1x}\mathbf{e}_x$ значения $\theta = \pi/2$ являются запретными. В реальной ситуации возмущёнными оказываются все три компоненты векторного потенциала, по этой причине неустойчивость, которая возникнет в ТТС, будет развиваться с максимальным из возможных инкрементов при данном соотношении между k_x и k_y . В этом случае зависимость инкремента от угла θ определит доминирование отдельных компонент векторного потенциала в волне неустойчивости. Наличие $k_x \neq 0$ приводит к тому, что в рамках рассматриваемых неустойчивостей происходит не только смещение силовых линий магнитного поля, но и их деформация в плоскости (x, z) . Характерный пример деформированной магнитной поверхности ТТС при развитии группы неустойчивостей с различными волновыми числами и углами распространения приведён на рис. 1.

В третьем разделе рассматриваемой главы проводится сопоставление полученных теоретических результатов о колебаниях ТТС с экспериментальными данными. Для этой цели из множества наблюдений колебаний ТТС спутниковой миссией *Cluster* были выбраны 14 событий, соответствующих последовательности квазипериодических колебаний (от 6 до 12 пересечений ТТС в каждом событии). Для данных событий были определены такие характеристики как направление распространения колебаний, отношение фазовой скорости колебаний к скорости диамагнитного дрейфа в ТТС, рассчитанной с учётом присутствия фоновой плазмы, отношение длины волны колебаний и пространственного масштаба ТТС вдоль вертикального направления. Проведённое сопоставление показало, что теория обобщённых дрейфовых неустойчивостей в ТТС способна адекватно описать наблюдаемые квазипериодические движения.

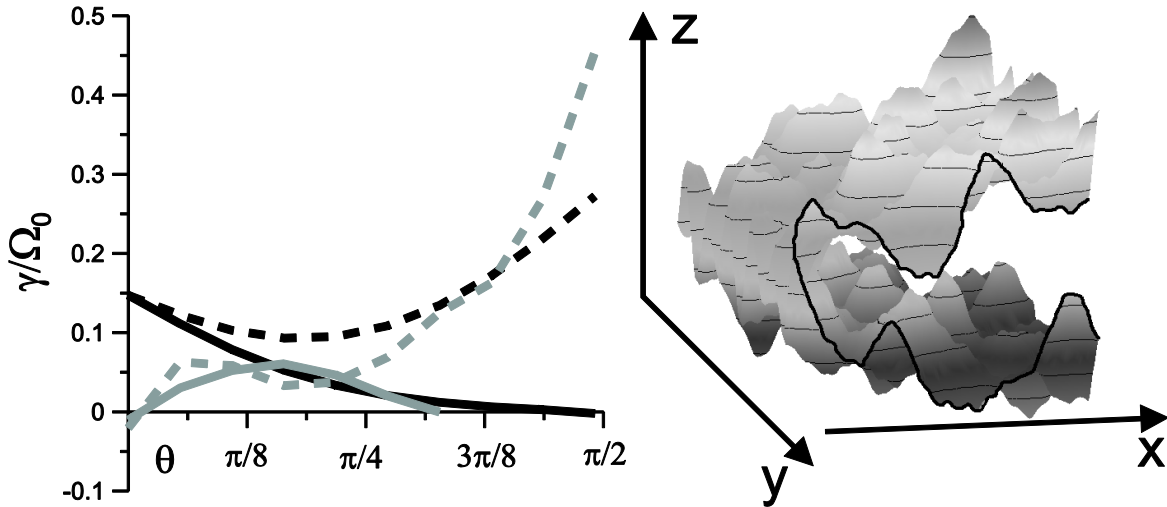


Рис. 1. Инкремент дрейфовых мод неустойчивости в отношении к ионной гирочастоте как функция угла распространения (левая панель). Черной сплошной и пунктирной кривыми показаны симметричные моды для систем с $\mathbf{A}_1 = A_{1y}\mathbf{e}_y + A_{1x}\mathbf{e}_x$ и с $\mathbf{A}_1 = A_{1y}\mathbf{e}_y + A_{1z}\mathbf{e}_z$. Асимметричные моды показаны серой сплошной и пунктирной кривыми. Схематичное изображение поверхности магнитного поля ТС с развитой неустойчивостью (левая панель).

Глава 2 состоит из трёх разделов и посвящена исследованию разрывной неустойчивости ТТС. В рамках главы проведено построение линейной теории данной неустойчивости, рассмотрены нелинейные эффекты формирования X-линии и предложен сценарий перехода ТС в неустойчивое состояние.

Первый раздел главы содержит четыре параграфа и целиком посвящён линейной теории разрывной моды в ТТС. В первом параграфе проводится обобщение вариационного принципа на равновесия, построенные с учётом сохранения квазиадиабатического инварианта движения. В качестве результата выводится уравнение для компоненты возмущённого векторного потенциала, учитывающее все стабилизирующие вклады, присутствующие в ТС с $B_z \neq 0$. Во втором параграфе проведена проверка необходимого условия развития разрывной неустойчивости в ТТС. Для этой цели получено неравенство, связывающее основные параметры ТТС и величину волнового числа неустойчивых колебаний, выполнение которого указывает на потенциальную возможность развития разрывной моды в ТС. Проверка этого неравенства для модели ТТС показала, что необходимое условие неустойчивости может быть выполнено. Третий параграф посвящён проверке достаточного условия развития разрывной неустойчивости в ТТС. Для этого используется энергетический функционал второго порядка, полученный в первом параграфе, $W_2(A_{1y})$. Данный функционал представляет собой разницу энергий возмущённой и невозмущённой систем. В том слу-

чае, если для некоторой функции $A_{1y}(z)$ выполняется неравенство $W_2(A_{1y}) < 0$, развитие неустойчивости в системе оказывается энергетически «выгодно» (энергия системы уменьшается). Таким образом, вопрос устойчивости сводится к решению уравнения $\partial W_2 / \partial A_{1y} = 0$, определяющего A_{1y} для минимального значения W_2 . Если для данного решения $W_2 < 0$, то ТС будет неустойчив к разрывной моде.

В качестве результата исследования приводится карта областей неустойчивости (рис. 2): в двухмерном пространстве параметров ε (отношение тепловой и потоковой скоростей ионов на границе ТТС, основной параметр используемой модели ТС, см. [9]) и $b_n = B_z / B_0$ (B_0 – амплитуда основного знакопеременного поля ТТС, B_x) отмечаются чёрным цветом области, в которых выполняется условие $W_2 < 0$. Данные области строятся интегрально для всех значений волнового числа (см. рис. 2). Вид карты областей неустойчивости определяется взаимным противодействием двух энергетических компонент в функционале W_2 : «свободной энергии» ТТС W_{free} , пропорциональной суммарному току в системе, и энергии стабилизации W_e , связанной с замагниченностью электронов. Как видно из данных, области неустойчивости сосредоточены в районе малых значений ε и $b_n \sim 0,1-0,2$. Устойчивость ТТС с $b_n < 0,1$ связана с усилением в этой области параметров слагаемого $W_e \sim b_n^{-2}$. Устойчивость ТТС с $b_n > 0,2$ связана с тем, что при таких значениях магнитного поля ток кривизны электронов ($\sim b_n^{-2}$ см. [9]) становится недостаточно большим для того, чтобы абсолютная величина слагаемого W_{free} могла превысить оставшиеся стабилизирующие вклады. Аналогично, но в связи с ослаблением ионного тока при $\varepsilon > 0,3$, токовые слои в данном диапазоне параметра ε оказываются устойчивыми к разрывной моде. В последнем параграфе первого раздела проводится сопоставление полученных теоретических результатов с экспериментальными данными. При этом используется следующее рассуждение: если спутники наблюдают ТТС с неразрушенной структурой в спокойных условиях, то он должен оказаться на карте параметров вне области неустойчивости. На основе статистики из нескольких десятков пересечений для каждого слоя было определено его место на параметрической карте и показано, что абсолютное большинство стационарных слоёв действительно находятся вне области неустойчивости.

Второй раздел главы посвящён разработке нелинейной теории разрывной неустойчивости в ТТС. Так как изначально в системе присутствует $B_z \neq 0$, то для образования локальных нулей магнитного поля необходимо, чтобы амплитуда возмущения $\delta B_z > B_z$. Построенная теория развития разрывной моды включает несколько этапов. Так, сначала неустойчивость на-

растает за счёт резонансного взаимодействия с ионами (эффект, обратный затуханию Ландау). При этом, пока $\delta B_z \leq B_z$, неустойчивость влияет на динамику самих ионов несущественно, но кардинально изменяет динамику электронов. Частицы, будучи замагниченными в нейтральной плоскости ТС полем B_z , меняют величину своего тока и вклад в стабилизацию неустойчивости по мере роста амплитуды δB_z . Однако, вплоть до величин $\delta B_z \approx B_z$, «свободной энергии» ТТС хватает, чтобы неустойчивость развивалась. Затем, когда электроны оказываются локально размагниченными в областях «провала» $|B|$, начинает играть роль их резонансное взаимодействие с неустойчивой волной, и развитие последней проходит через значение амплитуды $\delta B_z = B_z$ в режиме электронной моды. Дальнейший рост неустойчивости за счёт электронов останавливается, как только амплитуда δB_z становится достаточно большой, чтобы колебания электронов в волне неустойчивости по своей частоте превысили величину инкремента электронной моды. Последующий рост амплитуды δB_z вплоть до величин порядка $0.2B_0$ осуществляется за счёт резонансного взаимодействия с ионами. Построенный сценарий развития разрывной моды позволяет описать в рамках собственной неустойчивости ТТС образование X-линии, являющейся основным признаком начала процесса глобального пересоединения в системе.

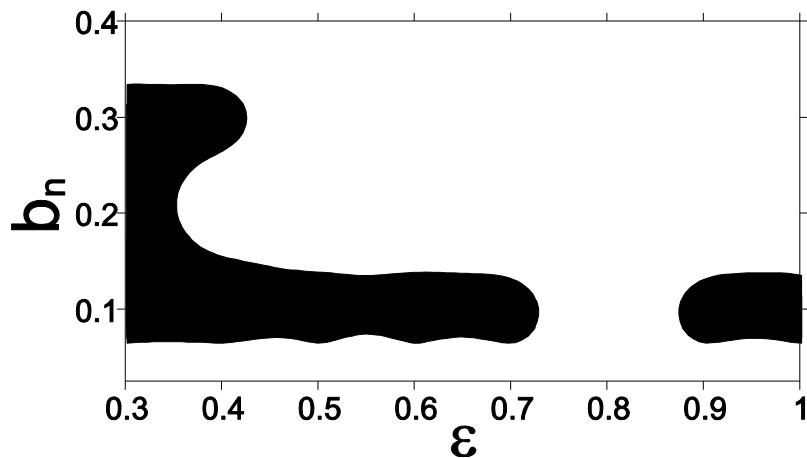


Рис. 2. Параметрическая карта областей развития разрывной моды неустойчивости ТТС: чёрным цветом отмечены области с $W_2 < 0$.

В заключительном, третьем, разделе второй главы проводится построение сценария перехода ТС в область неустойчивости. В рамках первой фазы происходит адиабатическое сужение всего ТС с сохранением числа частиц в силовых трубках $p^{1/\gamma} V$ (V – объём трубки, p – давление плазмы). Данный процесс описывается в рамках магнитной гидродинамики

на основе модели, предложенной в работе [17]. Во время развития второй фазы формируется вложенный токовый слой. Этот процесс проходит с уменьшением компоненты поля $B_z \sim L^2$ (L – толщина ТС). В результате в системе возникает вложенный ТТС с малой толщиной. Если данный слой в конце эволюции располагается вне параметрической области неустойчивости, то его переход в эту область осуществляется в рамках сценария «срыва равновесия», разработанного в работе [18].

Глава 3 содержит три раздела, в которых рассматривается вопрос ускорения частиц в токовом слое с турбулентным электромагнитным полем. Полученные в первой и второй главах результаты указывают на то, что в ТТС могут одновременно развиваться различные как дрейфовые, так и статические моды неустойчивости. Насыщение и взаимодействие данных мод лежит в основе концепции возникновения в ТС турбулентного поля [19], которое можно моделировать в виде ансамбля электромагнитных волн. Первый раздел главы посвящён аналитическому описанию взаимодействия одной волны с ионами в геометрии нейтральной плоскости ТС. В рамках этого раздела получен результат о возможности захвата иона электромагнитной волной и последующего ускорения. При этом данный механизм имеет характер «серфотронного» ускорения [20]: частица движется вместе с волной, ускоряясь вдоль её фронта, а энергия частицы растёт пропорционально квадрату времени. Здесь можно отметить, что ранее данный механизм ускорения рассматривался только для электростатических волн. Полученные в этом разделе результаты используются далее для объяснения более сложного взаимодействия частицы с турбулентным полем, созданным ансамблем электромагнитных волн.

Во втором разделе главы рассматриваются ускорение и транспорт частиц в нейтральной плоскости ТС с развитой турбулентностью. В ходе моделирования динамики ансамбля частиц вычисляется его среднее отклонение от начального положения в геометрическом пространстве $\langle \Delta r^2 \rangle \sim t^{2\mu}$ и пространстве скоростей $\langle \Delta v^2 \rangle \sim t^{2\nu}$. Численные расчёты позволили получить связь индексов пространственного транспорта и ускорения: $2\mu \approx a\nu + 1$, $a \sim 2$. Данная связь предусматривает быстрый транспорт ускоряемых частиц и ограничивает возможный набор энергии в локализованных областях с турбулентным полем. Отдельно в данном разделе исследуется вопрос поведения $\langle \Delta v^2 \rangle$ на начальном этапе ускорения и в асимптотическом режиме. Обнаружено, что пока эффективный гирорадиус ускоряемых частиц меньше длин волн, составляющих турбулентное поле, ускорение происходит почти в баллистическом режиме $\langle \Delta v^2 \rangle \sim t^2$. Данный факт, а также ряд других численных расчётов, выполненных во втором па-

раграфе этого раздела, указывает на то, что, по крайней мере, на начальном этапе ускорение происходит в результате резонансного взаимодействия отдельных электромагнитных волн и заряженных частиц. При этом построенное распределение пространственных скачков демонстрирует, что в системе имеет место быстрый транспорт, связанный с «полётами Леви».

Третий раздел главы посвящён исследованию ускорения частиц в турбулентном электромагнитном поле в ТС. Времени нахождения частиц вблизи нейтральной плоскости ТС оказывается ограниченным, что определяет схему моделирования: в ТС с развитой турбулентностью с верхней и нижней границ запускаются пучки холодных частиц, а после того как частицы провзаимодействуют с турбулентностью и покинут ТС, данные об их энергиях собираются и анализируются. Основными параметрами системы являются отношение величины фазовой скорости волн и тепловой скорости холодных пучков частиц v_ϕ , а также отношение амплитуды турбулентного поля и амплитуды поля ТС δ . В ходе моделирования были получены энергетические спектры, представленные на рис. 3 для различных значений δ и v_ϕ . Из представленных графиков видно, что «хвост» распределения подчиняется степенному закону $\sim v^{-2\kappa-2}$ с $\kappa < 5$. При этом средняя по ансамблю энергия частиц увеличивается в два-три десятка раз.

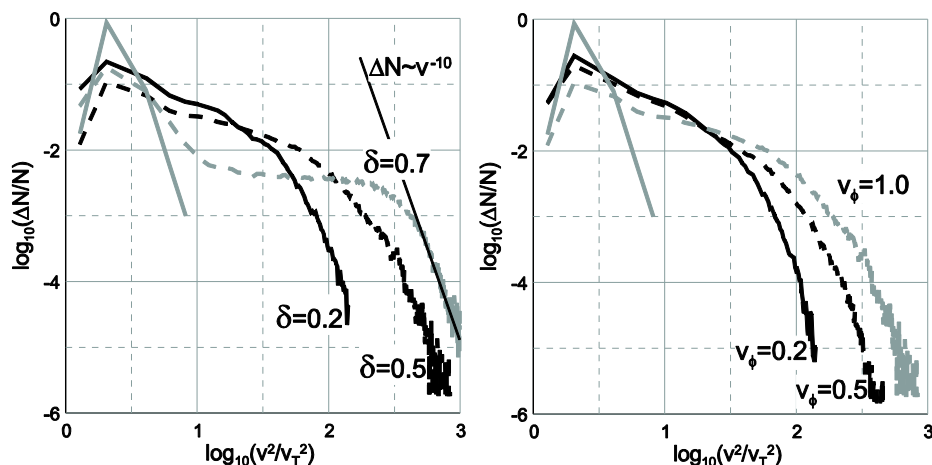


Рис. 3. Энергетические спектры частиц, ускоренных в турбулентном электромагнитном поле в ТС. Серой сплошной кривой показано распределение частиц в начальный момент времени. На левой панели показаны распределения для систем с $v_\phi = 1$ и разными значениями δ . На правой панели показаны распределения для систем с $\delta = 0.5$ и разными значениями v_ϕ .

В рамках используемой модели проведена оценка вклада различных мод волновых возмущений в процесс ускорения заряженных частиц в тур-

булентном ТС. Для этого использовалось модифицированное дисперсионное соотношение, позволяющее разделить дрейфовые моды, распространяющиеся с фазовой скоростью v_ϕ , и разрывные моды, для которых $v_\phi=0$. Разрывные («стоячие») моды важны для процесса ускорения, так как именно благодаря им в системе образуются локальные нули магнитного поля. С другой стороны, благодаря дрейфовым модам в системе присутствует индукционное электрическое поле, ускоряющее частицы. Для разделения разрывных и дрейфовых мод в ансамбле волн, создающих турбулентное поле, на плоскости волновых чисел (k_x, k_y) введён угол α , отсчитываемый от оси k_x . Для каждого значения $|k|$ вся плоскость (k_x, k_y) делилась на четыре сектора (рис. 4б). Внутри двух секторов фазовая скорость волн считалась равной нулю, в то время как в оставшихся секторах скорость у всех волн считалась одинаковой и равной v_ϕ . Разворотом сектора управляет значение угла α . При увеличении α (начиная от нуля) всё больше волн из ансамбля переходит в «стоячие» ($v_\phi=0$), что приводит к уменьшению индукционного электрического поля и, как следствие, к замедлению ускорения частиц. С учётом того, что частицы проводят вблизи нейтральной плоскости токового слоя конечное время, рост α должен способствовать уменьшению числа разогретых ионов, что демонстрирует проведённое моделирование (см. рис. 4а). Однако даже для $\alpha=45^\circ$ в системе всё ещё наблюдаются частицы, укоренные на два порядка относительно тепловой скорости холодных потоков. Таким образом, в системе с реалистичным соотношением разрывных и дрейфовых мод турбулентное электромагнитное поле представляет собой эффективный механизм ускорения частиц в ТС.

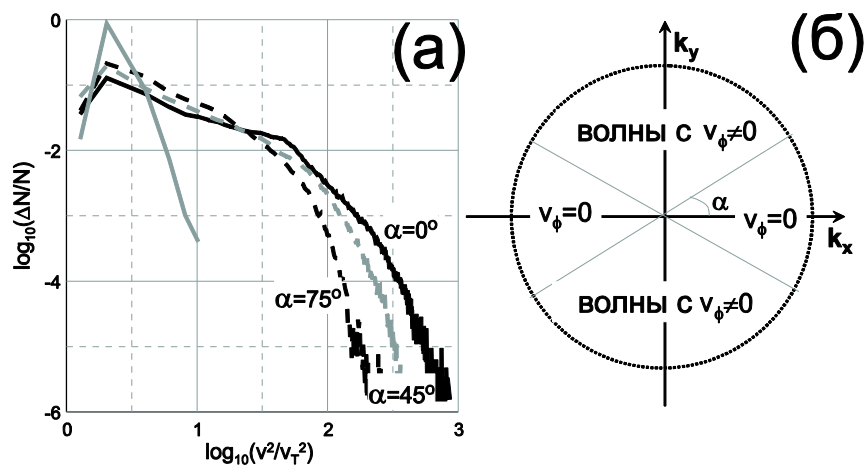


Рис. 4. Зависимость энергетических спектров от величины угла α . Серой сплошной кривой показано распределение частиц в начальный момент времени.

Положения, выносимые на защиту

1. Показано, что в тонком токовом слое с нормальной компонентой магнитного поля за счёт возникновения иерархической многослойной структуры может развиваться разрывная мода неустойчивости, что приводит к образованию магнитных островов и областей пересоединения.
2. Показано, что неустойчивые дрейфовые моды могут распространяться в тонком токовом слое во всех направлениях, приводя одновременно к филаментации токов и магнитных полей.
3. Показано, что наблюдаемые крупномасштабные квазипериодические колебания (с периодом порядка 100 секунд) токового слоя земной магнитосферы могут быть объяснены в рамках построенной теории изгибных деформаций магнитных поверхностей слоя, связанных с развитием дрейфовых мод.
4. Показано, что механизм ускорения заряженных частиц турбулентным электромагнитным полем способен увеличить среднюю энергию частиц более чем на порядок, несмотря на ограниченность времени нахождения заряженных частиц в турбулентном токовом слое, что приводит к формированию степенных энергетических распределений с параметрами, хорошо согласующимися с наблюдениями в хвосте магнитосферы.

Публикации по теме диссертации

- I. Zelenyi L., Artemyev A., Malova H., Popov V. Marginal stability of thin current sheets in the Earth's magnetotail // J. Atmos. Solar Terr. Phys. 2008. V. 70, P. 325-333
- II. Артемьев А.В., Зелёный Л.М., Малова Х.В., Попов В.Ю. Влияние нормальной компоненты магнитного поля на кинк-неустойчивость токового слоя магнитосферы Земли// Физика плазмы. 2008. Т. 34. № 9. С. 834-844.

- III. Zelenyi L., Artemyev A., Malova H., Milovanov A.V., Zimbardo G. Particle transport and acceleration in a time-varying electromagnetic field with a multi-scale structure// *Physics Letters A*. 2008. V. 372. P. 6284–6287
- IV. Zelenyi L., Artemyev A., Petrukovich A., Nakamura R., Malova H., Popov V. Low frequency eigenmodes of thin anisotropic current sheets and Cluster observations// *Ann. Geophys.* 2009. V. 27. P. 861–868.
- V. Нейштадт А.И., Артемьев А.В., Зелёный Л.М., Вайнштейн Д.Л. Серфотронное ускорение в электромагнитных волнах с малой фазовой скоростью // *Письма в ЖЭТФ*. 2009. Т. 89. Вып. 9. С. 528-534.
- VI. Зелёный Л.М., Кропоткин А.П., Домрин В.И., Артемьев А.В., Малова Х.В., Попов В.Ю. Разрывная мода в тонких токовых слоях магнитосферы Земли: сценарий перехода в неустойчивое состояние // *Космические Исследования*. Т. 47. № 5. С. 388-396.
- VII. Artemyev A., Zelenyi L., Malova H., Zimbardo G., Delcourt D. Acceleration and transport of ions in turbulent current sheets: formation of non-maxwellian energy distribution// *Nonlin. Processes Geophys.* 2009. V. 16. P. 631–639.

Автор диссертации принимал участие в следующих работах на другие темы:

- a) Artemyev A., Petrukovich A., Zelenyi L., Malova H., Popov V., Nakamura R., Runov A., Apatenkov S. Comparison of multi-point measurements of current sheet structure and analytical models// *Ann. Geophys.* 2008. V. 26. P. 2749–2758.
- b) Artemyev A., Petrukovich A., Zelenyi L., Nakamura R., Malova H., Popov V. Thin embedded current sheets: Cluster observations of ion kinetic structure and analytical models// *Ann. Geophys.* 2009. V. 27. P. 4075–4087
- c) Zelenyi, L., Artemyev A., Petrukovich A. Earthward electric field in the magnetotail: Cluster observations and theoretical estimates// *Geophys. Res. Lett.* 2010. V. 37. L06105. doi:10.1029/2009GL042099.

Список литературы

1. Плазменная гелиогеофизика/ Под ред. Л.М. Зелёного и И.С. Веселовского М.: Физматлит, 2008.
2. С.И. Вайнштейн, А.М. Быков, И.Н. Топтыгин. Турбулентность, токовые слои и ударные волны в космической плазме, М.: Наука, 1989.
3. Baumjohann W., Blanc M., Fedorov A., Glassmeier K.-H. Current Systems in Planetary Magnetospheres and Ionospheres// *Space Sci. Rev.* 2010. doi: 10.1007/s11214-010-9629-z.

4. Nakamura R., Baumjohann W., Runov A., Asano Y. Thin current sheets in the magnetotail observed by Cluster// Space Sci. Rev. 2006. V. 122. P. 29.
5. Runov A., Sergeev V. A., Nakamura R., Baumjohann W. et al. Local structure of the magnetotail current sheet: 2001 Cluster observations// Ann. Geophys. 2006. V. 24. P. 247.
6. Sergeev V., Runov A., Baumjohann W., Nakamura R., et al. Orientation and propagation of current sheet oscillations// Geophys. Res. Lett. 2004. V. 31. doi: 10.1029/2003GL019346.
7. Angelopoulos V. et al. Tail Reconnection Triggering Substorm Onset // Science. 2008. V. 321 P. 931.
8. Kropotkin A. P., Domrin V. I. Theory of a thin one dimensional current sheet in collisionless space plasma // J. Geophys. Res. 1996. V. 101. P. 19893.
9. Zelenyi L. M., Malova H. V., Popov V. Y., Delcourt D., Sharma A.S. Nonlinear equilibrium structure of thin currents sheets: influence of electron pressure anisotropy // Nonlinear Processes in Geophysics. 2004. V. 11. P. 579.
10. Sitnov M. I., Swisdak M., Guzdar P. N., Runov A. Structure and dynamics of a new class of thin current sheets // J. Geophys. Res. 2006. V. 111. doi: 10.1029/2005JA011517.
11. Artemyev A., Petrukovich A., Zelenyi L., Malova H. et al. Comparison of multi-point measurements of current sheet structure and modern analytical models // Ann. Geophys. 2008. V. 26. P. 2749.
12. Artemyev A. V., A. A. Petrukovich, L. M. Zelenyi, R. Nakamura, et al. Thin embedded current sheets: Cluster observations of ion kinetic structure and analytical models // Ann. Geophys. 2009s. V. 27. P. 4075.
13. Zhou X.-Z., Angelopoulos V., Runov A., Sitnov et al. Thin current sheet in the substorm late growth phase: Modeling of THEMIS observations // J. Geophys. Res. 2009. V. 114. doi:10.1029/2008JA013777.
14. Petrukovich A. A., Zhang T. L., Baumjohann W., Nakamura R. et al. Oscillatory magnetic flux tube slippage in the plasma sheet// Ann. Geophys. 2006. V. 24. P. 1695.
15. Karimabadi H., Daughton W., Pritchett P. L., Krauss-Varban D. Ion-ion kink instability in the magnetotail: 1. Linear theory // J. Geophys. Res. 2003. V. 108. doi:10.1029/2003JA010026.
16. Галеев А.А., Зелёный Л.М. Разрывная неустойчивость в плазменных конфигурациях// ЖЭТФ. 1976. Т. 43. С. 1113.
17. Schindler K., Birn J. Magnetotail theory// Space Sci. Rev. 1986. V. 44. P. 307.

18. Domrin V.I., Kropotkin A.P. Forced current sheet structure, formation and evolution: application to magnetic reconnection in the magnetosphere // Ann. Geophys. 2004. V.22. P. 2547.
19. Зеленый Л.М., Милованов А.В. Фрактальная топология и странная кинетика: от теории перколяции к проблемам космической электродинамики // УФН. 2004. Т.174, С. 809.
20. Katsouleas T., Dawson J. M. Unlimited Electron Acceleration in Laser-Driven Plasma Waves // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 51. P. 846.

055(02)2

Ротапринт ИКИ РАН
117997, Москва, Профсоюзная 84.32

Подписано к печати

Заказ

Формат 70x108/32

Тираж 100

0.8 у.ч.-изд.л.