

На правах рукописи

**МАЛОВА ХЕЛЬМИ ВИТАЛЬЕВНА**

**СТРУКТУРА И ДИНАМИКА ТОНКИХ ТОКОВЫХ СЛОЕВ В  
БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ**

01.04.02 – Теоретическая физика

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук



Москва – 2007

Работа выполнена в НИИ ядерной физики имени Д.В.Скобелевца  
Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова

**Научный консультант:** член-корреспондент РАН,  
доктор физико-математических наук, профессор  
Зеленый Лев Матвеевич (ИКИ РАН)

**Официальные оппоненты:** доктор физико-математических наук, профессор  
Франк Анна Глебовна (ИОФРАН)

доктор физико-математических наук, профессор  
Сомов Борис Всеволодович (ГАИШ МГУ)

доктор физико-математических наук, профессор  
Семенов Владимир Семенович (НИИФ СПбГУ)

**Ведущая организация:** Институт земного магнетизма, ионосферы и  
распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова Российской академии наук  
(ИЗМИРАН)

Защита состоится « 2 » ноября \_\_\_\_\_ 2007 г. в « 11-00 » часов

на заседании диссертационного совета Д 002.113.03 в ИКИ РАН  
(117997, г. Москва, ГСП-7, Профсоюзная ул., д. 84/32)

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке НИИЯФ МГУ

Автореферат разослан « \_\_\_\_\_ » \_\_\_\_\_ 2007 г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета



кандидат физико-  
математических наук  
Буринская Татьяна Михайловна

# ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

## АКТУАЛЬНОСТЬ ПРОБЛЕМЫ

Одной из важнейших и до конца не решенных проблем космофизики является проблема инициализации и нелинейной взрывной динамики суббуревых процессов, которые взаимосвязанно происходят на различных временных и пространственных масштабах, начиная с глобального, сравнимого с размерами магнитосферы Земли, и заканчивая масштабом электронной инерционной длины. Идеи С.И. Сыроватского [1] о формировании вблизи X-линий динамических *тонких токовых слоев* (ТТС), в которых происходят процессы превращения магнитной энергии, стимулировали развитие теоретических исследований и понимание роли ТТС как аккумуляторов электромагнитной энергии, выделяемой в ходе спонтанного или вынужденного пересоединения во время суббурь. Тонкие токовые слои открыты в ходе космофизических экспериментальных исследований в магнитосферных хвостах Земли [2], Меркурия [3], на магнитопаузе [4]. Вспышки в солнечной короне, возможно, также являются результатом сближения магнитных "петель" [5] и пересоединения магнитных силовых линий. В лабораторной плазме обнаружены и исследованы токовые слои в магнитных конфигурациях типа "X"- линий [6-7].

Толщины реальных ТТС в магнитосфере Земли, заполненной бесстолкновительной горячей плазмой, оказались порядка ларморовских радиусов ионов плазмы как в хвосте (от 250 до 1500-2000 км) [8-10], так и на магнитопаузе (от 50 км и выше) [4]. Новейшие измерения спутников Geotail и CLUSTER показали, что ТТС на ближнем к Земле крае магнитосферного *токового слоя* (ТС) регистрируются, главным образом, в фазе зарождения суббури [11-13] и начале взрывной фазы. Возможно, они образуются в результате утоньшения первоначально толстого токового слоя с начальной толщиной порядка  $1 R_E$ . Для таких токовых слоев характерными свойствами являются анизотропные потоки плазмы на границах и многомасштабная вложенная структура. ТТС вложены внутрь гораздо более толстого плазменного слоя, причем профиль плотности тока может иметь один или два максимума, а также несимметричное строение. В некоторых событиях наблюдались и «трехпиковые» слои с узким центральным максимумом плотности тока в нейтральном слое [14]. Сегодня механизмы и условия формирования таких структур, их связь с глобальной магнитосферной динамикой до конца не известны. Потребность в теоретических и практических исследованиях в данной области космофизики обосновывает *актуальность* настоящей работы.

Спутниковые данные свидетельствуют о том, что ТТС является ключевой структурой, с разрушения которой и высвобождения энергии начинается взрывная фаза суббури. Однако существует серьезная

теоретическая проблема - это проблема устойчивости слоя по отношению к различным модам плазменных возмущений. В частности, проблема касается тиринг (разрывной)-моды, развитие которой может приводить к пересоединению в хвосте и образованию плазмоидов, что является естественным механизмом суббурового взрывного пересоединения [15]. Проблема исследования тиринг-неустойчивости оказывается актуальной для вспышек солнечной плазмы [16-17] и для плазмы управляемого термоядерного синтеза (пилообразные колебания и срыв тока в токамаке) [18]. В работе [19] было показано, что для изотропного токового слоя с ненулевой нормальной компонентой магнитного поля тиринг-мода устойчива в реальном диапазоне длин волн ( $kLB_0/B_n > 4\pi$ , где  $k$  - волновое число, а  $L$ ,  $B_0$  и  $B_n$  - компоненты магнитного поля  $\vec{B} = \{B_0 \tanh(z/L), 0, B_n\}$ ) благодаря эффекту «электронной сжимаемости» замагниченных электронов. Попытки ослабить критерий тиринг-неустойчивости или рассмотреть другие моды возмущений, такие как кинк-, баллонную, сосисочную, нижнегибридную и другие, долгое время не были успешными. Вопрос о неустойчивости анизотропных ТТС в бесстолкновительной плазме - сложная проблема, первые подходы к решению которой были сделаны только недавно. Решение основного вопроса – какая же именно неустойчивость способствует развалу ТТС во время магнитосферных суббурь и определяет течение суббуровых процессов – является *актуальной* задачей современной физики.

## ЦЕЛЬ ИССЛЕДОВАНИЯ

Цель исследования - разработка теоретических моделей тонких токовых слоев в бесстолкновительной космической плазме, изучение квазистационарной структуры, устойчивости и временной динамики токовых структур.

## ЗАДАЧИ ИССЛЕДОВАНИЯ

- 1) Создание самосогласованной модели равновесного анизотропного токового слоя в бесстолкновительной магнитосферной плазме; изучение особенностей стационарной структуры.
- 2) Модификации самосогласованной модели с учетом механизмов формирования многомасштабной вложенной структуры ТТС, в частности, расщепленных слоев с двумя или тремя максимумами на профиле плотности тока, асимметричных токовых слоев.
- 3) Моделирование динамики заряженных частиц в токовых слоях со сложными профилями плотности тока поперек слоя, изучение структуры фазового пространства и его трансформации при эволюционных изменениях ТС.
- 4) Исследование устойчивости анизотропных токовых слоев на основе разработанной самосогласованной модели вблизи границы маргинальной токовой устойчивости, в частности, проведение аналитической и численной

оценок баланса энергии тиринг-моды в рамках линейной кинетической теории; исследование возмущенного векторного потенциала и областей устойчивости анизотропного бесстолкновительного ТТС.

**Методы исследования.** Основными методами теоретического исследования, разработанными и примененными в данной диссертации, являются аналитические оценки и численные алгоритмы, реализованные в виде программ.

**Достоверность и обоснованность** полученных результатов подтверждаются: совпадением полученных аналитических оценок с результатами численного моделирования, результатами спутниковых наблюдений тонких токовых слоев в бесстолкновительной космической плазме.

## **НАУЧНАЯ НОВИЗНА ИССЛЕДОВАНИЯ**

В ходе работы следующие результаты получены впервые:

- 1) Разработана новая самосогласованная модель анизотропного токового слоя, имеющего характерный масштаб порядка ионного ларморовского радиуса. Применение этой модели для объяснения механизмов формирования тонкой структуры тока и магнитного поля в ТТС подтвердило ее высокую эффективность и позволило получить ряд новых результатов. В частности, впервые получены самосогласованные профили магнитного поля и плотности тока. Показано, что структура токового слоя определяется суперпозицией конкурирующих пара- и диамагнитных токов, которые могут формировать отрицательные минимумы плотности тока на краях слоя.
- 2) Впервые в рамках самосогласованной модели изучена роль захваченной и квазизахваченной плазмы в ТТС. Показано, что процессы рассеяния пролетных ионов могут быть причиной накопления в ТТС квазизахваченной плазмы и медленной эволюции токового слоя, которая может приводить к формированию расщепленных профилей плотности тока и, в конечном счете, к разрушению системы. Показано, что существует предельная концентрация захваченных ионов, при превышении которой самосогласованные решения ТТС существовать не могут.
- 3) Впервые в модели анизотропного ТТС учтены электростатические эффекты. Показано, что в случае изотропного электронного давления дрейф электронов, вызванный наличием амбиполярного электрического поля, приводит к слабому расщеплению профиля плотности тока. Анизотропия давления электронов может приводить к другому эффекту – образованию узкого пика электронного тока в центре, вложенного внутрь более широкого протонного тока.

- 4) Впервые построена модель многомасштабного вложенного токового слоя с тремя плазменными компонентами: ионов водорода  $H^+$ , ионов кислорода  $O^+$  и электронов  $e^-$ . Оценен верхний предел ( $\sim 30\%$ ) вклада парциального тока ионов кислорода в полный ток поперек магнитосферного хвоста. Показано, что токовый слой состоит из суперпозиции нескольких более тонких токовых структур, создаваемых каждой компонентой плазмы, вложенных друг в друга, и, в конечном счете, в широкий плазменный слой.
- 5) Впервые рассмотрено самосогласованное равновесие с одним источником плазмы вне токового слоя. Продемонстрировано, что равновесное решение уравнений Власова-Максвелла существует и может быть несимметричным. Асимметрия профиля плотности плазмы и соответствующего магнитного поля вызвана более интенсивными диамагнитными ионными токами на стороне источника. Продемонстрировано, что изменение баланса давлений приводит к смещению токового слоя как целого в сторону, противоположную источнику плазмы. Этот механизм может быть применен для объяснения вертикальных движений ТТС (так называемого «флаппинга») как движений слоя под действием естественных флуктуаций источников плазмы в долях магнитосферы.
- 6) В рамках линейной теории возмущений впервые проанализирован энергетический баланс тиринг-моды в модели анизотропного самосогласованного ТТС. Получены аналитические оценки энергии возмущения, представляющие собой функционал с нелокальными слагаемыми. Впервые проведена численная минимизация функционала энергии тиринг-моды в модели анизотропного ТТС, найдены собственные функции возмущенного вектора-потенциала, оценены области маргинальной устойчивости в пространстве параметров системы. Показано, что, в отличие от классической модели типа Харриса [20] с  $B_n \neq 0$ , в которой положительная энергия электронной сжимаемости полностью стабилизирует токовый слой [19], в пространстве параметров анизотропного ТТС существуют ограниченные области («щели»), внутри которых возможно развитие тиринг-неустойчивости.

## ПРАКТИЧЕСКАЯ ЗНАЧИМОСТЬ РАБОТЫ

Предложена самосогласованная модель ТТС, которая носит универсальный характер, что делает возможным использовать ее для решения широкого класса задач физики бесстолкновительной плазмы. В частности, модель позволяет прогнозировать и объяснять особенности строения и вложенную структуру тонких токовых слоев в магнитосферной плазме. Основные результаты модели были применены для сравнения с экспериментальными данными, полученными космическими аппаратами, как в дальней части хвоста магнитосферы, так и вблизи края токового слоя на расстоянии 12-15  $R_E$  от

Земли. Получено качественное, а в некоторых оценках и количественное согласование модельных результатов с измерениями ТТС в магнитосфере Земли. Показано, что модель может описать характерную толщину ТС, одно-, двухпиковые профили плотности тока, несимметричное строение токового слоя. Полученные функции распределения плазмы внутри ТТС могут быть индикатором наличия захваченной плазмы вблизи токового слоя. Результаты исследования тиринг-неустойчивости в анизотропных ТС отвечают на фундаментальные вопросы об основных механизмах нелинейной эволюции ТТС в бесстолкновительной плазме. Исследования неустойчивости ТТС могут объяснить начало пересоединения в хвосте магнитосферы и последующую динамику плазменных суббуревых процессов. В ряде экспериментальных работ последних лет (например, в [11]) механизмы образования многомасштабных профилей токовых слоев, разрабатываемые в рамках самосогласованной модели ТТС, цитируются и применяются для интерпретации экспериментальных данных, полученных спутниками Cluster, Geotail и другими. Таким образом, проведенные исследования могут быть полезными для практических исследований тонких токовых слоев в бесстолкновительной космической плазме, для прогнозирования динамики магнитосферной активности и космической погоды.

### **ПОЛОЖЕНИЯ, ВЫНОСИМЫЕ НА ЗАЩИТУ**

1. В рамках самосогласованной модели анизотропного токового слоя рассмотрено влияние на структуру тока квазизахваченной и захваченной компонент плазмы. Показано, что процессы рассеяния частиц в токовом слое могут приводить к эволюции системы, в результате которой профиль плотности тока расщепляется с образованием двух максимумов плотности тока на периферии.
2. Построена модель анизотропного токового слоя с учетом электронной компоненты в полужидкостном приближении. Показано, что токи электронов с анизотропным давлением могут формировать интенсивный пик тока в центральной области, при этом носителями основного интегрального тока в слое являются ионы.
3. Построена модель самосогласованного токового слоя в бесстолкновительной плазме магнитосферного хвоста с учетом трех плазменных компонент: электронов, протонов и тяжелых ионосферных ионов. Показано, что ионы кислорода расширяют границы токового слоя в 4-10 раз и являются доминирующим элементом на периферии токового слоя.
4. Показано, что тонкий токовый слой представляет собой вложенную структуру, состоящую из нескольких токовых слоев с иерархическими вложенными масштабами (модель «матрешки»), а также с зонами смены

направления тока, ответственными за появление локальных максимумов магнитного поля на границе токового слоя.

5. Рассмотрена задача о влиянии асимметрии источников плазмы на структуру токового слоя. В предельном случае наличия единственного источника плазмы показано, что равновесное решение задачи существует, причем асимметрия токового слоя определяется диамагнитными отрицательными токами на стороне источника и выражена тем сильнее, чем больший поток плазмы отразился от слоя в сторону источника. Баланс давлений по обе стороны от токового слоя вызывает смещение слоя как целого в вертикальном направлении в сторону, противоположную источнику.
6. В рамках линейной теории возмущений исследован баланс энергии тиринг-моды в модели анизотропного токового слоя и сделаны численные оценки векторного потенциала тиринг-возмущения вблизи области маргинальной устойчивости системы. Показано, что, в отличие от классических изотропных токовых слоев с ненулевой нормальной компонентой магнитного поля, в пространстве параметров анизотропных ТС существуют ограниченные области, где система может быть неустойчивой по отношению к тиринг-моду. Область неустойчивости ТТС лежит в интервале изменения параметров системы, соответствующих реальным условиям магнитосферного хвоста.

### **АПРОБАЦИЯ РАБОТЫ**

Диссертация апробирована на научных семинарах НИИЯФ МГУ, ИКИ РАН, Совете по нелинейной динамике Президиума РАН, Бюро отделения физических наук РАН. Результаты работы доложены на съездах, симпозиумах, конференциях:

1. Third International Conference on Substorms (ICS-3), Versailles, France, 12-17 May, 1996.
2. Fourth Russian Symposium "Mathematical models of the Sun-Earth environment", Moscow, Russia, MSU, 16-19 December, 1996.
3. International Conference on Problems of Geocosmos, St. Petersburg, Russia, June 29 - July 3, 1998.
4. VII Симпозиум по солнечно-земной физике России и стран СНГ, Троицк, Россия, 15-18 декабря, 1998.
5. International Conference on Substorms-4, Lake Hamana, Japan, March 9-13, 1998.
6. AGU Fall Meeting, San-Francisco, USA, December 8-11, 1998.
7. Международный симпозиум "Interball-99, Dynamics of the magnetosphere and its coupling to the ionosphere on multiple scales from INTERBALL, ISTP satellites and ground-bases observations", Zvenigorod, Russia, February 8-13, 1999.



8. XXIV General Assembly of EGS, the Hague, the Netherlands, 19-23 April, 1999.
9. Генеральная ассамблея Международного геофизического и геодезического союза, Бирмингем, Англия, 19-26 июля, 1999.
10. AGU Spring Meeting, May 31-June 4, 1999, Boston, Massachusetts.
11. AGU Chapman Conference "Magnetospheric Current Systems", January 10-15, 1999, Kona, Hawaii.
12. International Conference on Substorm-5, St.-Petersburg, Russia, 16-20 May, 2000.
13. European Geophysical Society, XXV Assembly, Millenium Conference on Earth, Planetary and Solar System Sciences, Nice, France, 25-29 April, 2000.
14. AGU Spring Meeting, Washington, DC, May 30-June 3, 2000.
15. First S-RAMP Conference (STEP - Results, APlications and Modeling Phase, 1990-1997), SaPoru, Hokkaido, Japan, October 2-6, 2000.
16. COSPAR - ESA Colloquium "Acceleration and heating in the magnetosphere", Konstancin- Jeziorna, Poland, February 6-10, 2001.
17. EGS XXVI General Assembly in Nice, Nice, 25 March - 1 April, 2001.
18. Int. Conf. Substorm - 6, Seattle, Washington, 25-29 March, 2002.
19. XXVII General Assembly Nice, France, 21 - 26 April, 2002.
20. The COSPAR colloquium "Frontiers of Magnetospheric Plasma Physics International Workshop celebrating 10 years of GEOTAIL observations", ISAS, Sagamihara, Japan, July 24-26, 2002.
21. 34th COSPAR Scientific Assembly, The Second World Space Congress, Houston, TX, USA, 10-19 October, 2002.
22. NATO Advanced Research Workshop "Multiscale processes in the Earth's magnetosphere: From INTERBALL to CLUSTER", Prague, Czech Republic, 9-12 September, 2003.
23. International Conference on "Auroral phenomena and solar-terrestrial relations", Moscow, Russia, February 4-7, 2003.
24. International conference on Problems of Geocosmos, St. Petersburg, Russia, May 24-28, 2004.
25. 35th COSPAR Scientific Assembly, Paris, France, 18 - 25 July, 2004.
26. AGU Fall Meeting, San Francisco, 13-17 December, 2004.
27. 7th International Symposium for Space Simulations (ISSS-7), Kyoto, Japan, 26-31 March, 2005.
28. European Geosciences Union (EGU) 2nd General Assembly , Vienne, Austria, 24-29 April, 2005.
29. IAGA 2005 Scientific Assembly, Toulouse, France, 18 - 29 July, 2005.
30. AGU Fall Meeting, San Francisco, USA, 5-9 December, 2005.
31. Symposium "Topical Problems of Nonlinear Wave Physics-2005" (NWP-2005), St.-Petersburg - Nizhny Novgorod, Russia, 2-9 August, 2005.
32. 7th International Symposium for Space Simulations (ISSS-7), Kyoto, Japan, 26-31 March, 2005.

33. European Geosciences Union (EGU) 2nd General Assembly , Vienne, Austria, 24-29 April, 2005.
34. IAGA 2005 Scientific Assembly, Toulouse, France, 18 - 29 July, 2005.
35. AGU Fall Meeting, San Francisco, USA, 5-9 December, 2005.
36. Symposium "Topical Problems of Nonlinear Wave Physics-2003" (NWP-2005), St.-Petersburg – Nizhny Novgorod, Russia, 2-9 August, 2005.
37. Russian-Chinese Conference on Investigations of Space Plasma, Tsyndao, China, 11-15 October, 2005.
38. Eighth International Conference on Substorms, Banff, Canada, March 27- March 31, 2006.
39. EGU General Assembly 2006, Vienna, Austria, 02 – 07 April, 2006.
40. The 29th Annual Seminar “Physics of Auroral Phenomena”, Apatity, Polar Geophysical Institute, Russia, 27 February-3 March, 2006.
41. 6-th Int. Conf. “Problems of Geocosmos”, St. Petersburg, Russia, 23-27, May, 2006.
42. Western Pacific Geophysics Meeting (WPGM), Beijing, China, 24-27 July, 2006.
43. Int. Symp. Recent Obs. Simul. Sun-Earth Sys., Varna, Bulgaria, September 17-22, 2006.
44. Conference devoted to forty years Russian-French cooperation in space science “Ensemble dans l’Espace”, IKI RAS, Moscow, Russia, 19 October, 2006.
45. 16th Annual Conference WDS'06, Charles University in Prague, Faculty of Mathematics and Physics, Prague, Chehia, June 5 - 8, 2006.
46. European Geosciences Union, Vienna, Austria, 15 – 20 April, 2007.
47. XXIV General Assembly of the International Union of Geodesy and Geophysics, Perugia, Italy, July 2-13, 2007.
48. 30th Apatity Seminar "Physics of auroral phenomena", Apatity, Russia, 27 February-2 March, 2007.
49. Конф. по Progr. ОФН РАН «Плазменные процессы в солнечной системе (ОФН-16)», ИКИ РАН, Москва, Россия, 12-16 февраля, 2007.

## **ПУБЛИКАЦИИ**

Основные результаты, полученные автором и изложенные в диссертации, представлены в общей сложности в 104 научных работах. Из них 26 статей опубликованы в рецензируемых журналах (17 статей входят в рекомендованный Высшей аттестационной комиссией «Перечень ведущих научных журналов»), 10 работ напечатаны в сборниках трудов конференций и 68 кратких тезисов - в сборниках абстрактов конференций.

## **ОБЪЕМ И СТРУКТУРА ДИССЕРТАЦИИ**

Диссертация изложена на 236 страницах машинописного текста и состоит из введения, обзора литературы, результатов исследования, выводов, заключения, библиографического указателя, включающего 229 источников отечественных и зарубежных авторов. Работа иллюстрирована 75 рисунками. Диссертация состоит из 7 глав.

## **СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ**

### **ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР**

В этом разделе диссертации приводится обзор литературы по спутниковым измерениям в бесстолкновительной космической плазме, в частности, в токовом слое хвоста магнитосферы Земли, по структуре токового слоя в относительно спокойные геомагнитные периоды и его нелинейной динамике во время геомагнитных возмущений (суббурь). Сделан детальный обзор свойств недавно открытых в магнитосфере предельно тонких токовых слоев, как нерасщепленных, так и расщепленных, подчеркнута их роль как аккумуляторов энергии солнечного ветра, т.е. ключевых факторов, ответственных за начало взрывных суббуревых процессов. Подробно рассмотрены модели самосогласованных равновесных токовых слоев: модель Харриса [20], изотропные модели «толстых» токовых слоев, модели тонких токовых слоев. Подробно рассмотрена квазиadiaбатическая динамика заряженных частиц в ТТС. Перечислены существующие на сегодняшний день модели расщепленных токовых слоев и гипотетические механизмы, приводящие к расщеплению. Сделан обзор работ по плазменным неустойчивостям магнитосферного хвоста, изложена история анализа тиринг-моды как основной неустойчивости, которой можно объяснить многие плазменные суббуревые процессы, происходящие в хвосте магнитосферы Земли. В выводах к главе кратко сформулированы основные свойства токового слоя магнитосферного хвоста как резервуара электромагнитной энергии и нерешенные на сегодняшний день теоретические проблемы, связанные с нелинейными процессами трансформации энергии во время геомагнитных суббурь.

### **Глава 2. РАВНОВЕСНАЯ СТРУКТУРА И ХАРАКТЕРНЫЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ МАСШТАБЫ ТОНКИХ ТОКОВЫХ СЛОЕВ**

В главе 2 изложены основы самосогласованной кинетической теории бесстолкновительных анизотропных токовых слоев, в которых натяжение магнитных силовых линий уравновешено инерцией ионов. Предполагается, что толщина токового слоя вдоль  $z$ - координаты много меньше характерных масштабов изменения системы в направлениях  $x$  и  $y$ , поэтому решения задачи зависят от единственной координаты  $z$ . Предполагается, что пролетные (так

называемые спейсеровские) ионы являются основными носителями тока через слой. Электроны рассмотрены как холодный квазинейтральный фон. Динамика ионов может быть описана в квазиadiaбатическом приближении [21], когда скачки  $\Delta I_z$  адиабатического инварианта движения  $I_z = m/2\pi \int v_z dz$  малы по сравнению с величиной самого инварианта. В рассматриваемой конфигурации обращенного магнитного поля фазовые области пролетных, квазизахваченных и полностью захваченных ионов не пересекаются в фазовом пространстве, поэтому частицы с разной динамикой можно разделить по величинам адиабатических инвариантов. Спейсеровским ионам соответствуют значения адиабатических инвариантов  $I_z \leq mv_0^2/\omega_0$  (где  $v_0^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$ ,  $\omega_0 = eB_0/mc$ ). Квазизахваченные и захваченные частицы в начальном приближении можно рассматривать как единую популяцию с областью изменения адиабат-инвариантов  $I_z > mv_0^2/\omega_0$ . Благодаря условию квазиadiaбатичности можно привести функцию распределения ионов  $f_i(z, \vec{v})$  к виду, зависящему только от интегралов движения: полной энергии  $W_0$  и приближенного интеграла  $I_z$ . Это позволяет, используя теорему Лиувилля, преобразовать систему уравнений Власова – Максвелла

$$\begin{cases} \frac{dB}{dz} = \left(\frac{4\pi}{c}\right) e \int v_y f_i(z, \vec{v}) d\vec{v} \\ f_i = f_i(z, \vec{v}) \end{cases} \quad (1)$$

с граничным условием  $B(\pm L) = B_0$  к нелокальному уравнению типа Грэда – Шафранова. После введения безразмерных переменных и параметров

$$b = B/B_0, \quad \vec{w} = \vec{v}/(v_D \varepsilon^{2/3}), \quad \eta = \varepsilon^{2/3} \int_0^\zeta b(\zeta') d\zeta', \quad \zeta = z\omega_0/\varepsilon^{4/3}v_D, \quad I = I_z \varepsilon^{2/3} \omega_0/(mv_T^2),$$

$\omega_0 = eB_0/mc$ ,  $\varepsilon = v_T/v_D$  и однократного интегрирования удается привести уравнение (1) к относительно простому виду:

$$b(\eta) = \frac{2\sqrt{2}\varepsilon^{1/6}}{\pi^{3/4} (1 + \operatorname{erf}(\varepsilon^{-1}))^{1/2}} (v_D/v_A) \{ F_{(+)}(\eta) + F_{(-)}(\eta) \}^{1/2}. \quad (2)$$

Здесь  $\eta$  - безразмерный вектор-потенциал,  $\zeta$  - безразмерная  $z$  – координата, знаки « $\pm$ » соответствуют интегрированию в положительном и отрицательном направлениях скоростей  $v_y$ .

Спейсеровские ионы, функция распределения которых выбрана в виде смещенной максвелловской функции (со средней скоростью  $v_D$  и тепловой  $v_T$ ), вносят следующий вклад в ток:

$$F_{(\pm)}(\eta) = \pm \int_0^\eta d\eta' \int_0^\infty dw_x \int_0^\infty dw_z \int_0^\infty w_y dw_y \exp\left(-\varepsilon^{-2/3} \left[ \left( \sqrt{w_0^2 - I_{\pm}(\eta')} - \varepsilon^{-2/3} \right)^2 + I_{\pm}(\eta') \right]\right) d\eta'. \quad (3)$$

Нормализованный адиабатический инвариант движения  $I$  равен:

$$I_{\pm}(\eta') = \frac{2}{\pi} \int_{\eta_{0\pm}(\eta')}^{\eta_{1\pm}(\eta')} \sqrt{w_y^2 + w_z^2 - (\pm w_y + \eta''' - \eta')^2} \frac{d\eta'''}{b(\eta''')} . \quad (4)$$

Пределы интегрирования определяются из условия обращения в 0 подкоренного выражения в (4) (т.е. скорости  $v_z$ ):

$$\eta_{1\pm} = \sqrt{w_y^2 + w_z^2} \mp w_y + \eta', \quad \eta_{0\pm} = \max \left\{ 0, \eta' - \sqrt{w_y^2 + w_z^2} \pm w_y \right\} . \quad (5)$$

Для квазизахваченной и захваченной популяций частиц с инвариантами движения  $I_{\pm} > w_0^2$  функция распределения выбирается в виде теплового максвелловского распределения, «сшитого» с функцией распределения пролетных частиц в точке  $I_{\pm} = w_0^2$ :

$$F_{(\pm)}(\eta) = \pm \int_0^{\eta} d\eta' \int_0^{\infty} dw_x \int_0^{\infty} dw_z \int_0^{\infty} w_y dw_y \exp\left(-\varepsilon^{-2/3} [\varepsilon^{-4/3} + w_0^2]\right) d\eta' . \quad (6)$$

Нормировочная константа  $v_D/v_A$  может быть определена из граничного условия  $b(\tilde{L})=1$  при  $\tilde{L} \rightarrow \infty$ . Таким образом, уравнение (2) для тангенциальной компоненты магнитного поля приобретает окончательный вид, удобный для численного интегрирования:

$$b(\eta) = \left\{ F_{(+)}(\eta) + F_{(-)}(\eta) \right\}^{1/2} / \left\{ F_{(+)}(\tilde{L}) + F_{(-)}(\tilde{L}) \right\}^{1/2} . \quad (7)$$

Аналитически были найдены асимптотические выражения для предела сильной и слабой анизотропии ионных источников. Созданы численные коды, позволившие найти равновесные решения задачи (2)-(7). Новый класс решений уравнений Власова-Максвелла в виде равновесных профилей плотности тока и магнитного поля в ТС, зависящих от коэффициента анизотропии источников ионов  $\varepsilon = v_T/v_D$ , представлен на рис. 1.

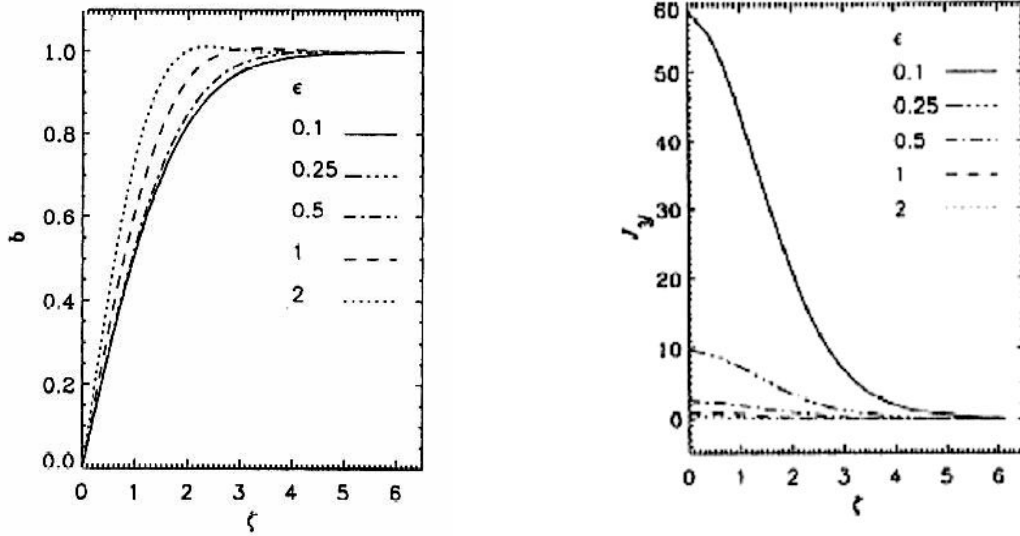


Рис.1. Равновесные самосогласованные профили плотности тока  $j_y = J_y / en_0 v_D \epsilon^{2/3}$  и напряженности магнитного поля  $b = B/B_0$  как функции безразмерной координаты  $\zeta = z a_0 / \epsilon^{4/3} v_D$  при разных значениях параметра анизотропии потока плазмы  $\epsilon = v_T / v_D$  (где  $v_T$  - средняя тепловая скорость ионов,  $v_D$  - средняя потоковая скорость).

Сравнение с предыдущими работами показывает, что оценка толщины, полученная из модели самосогласованного ТТС, согласуется с более ранней несамосогласованной оценкой  $L = \rho_D (v_T / v_D)^{4/3}$ , сделанной в работе [22]. Максимум толщины токового слоя достигается в случае предельно слабой анизотропии и равен  $L = \rho_T$  - тепловому гирорадиусу ионов вне слоя. Этот результат также хорошо согласуется оценкой из работы [23] для несамосогласованного случая.

Показано, что структура тонкого токового слоя определяется конкуренцией диа- и парамагнитных токов. Носителями парамагнитных токов являются ионы на меандровых орбитах в нейтральном слое. Диамагнитные токи обусловлены дрейфовым движением замагниченных ионов вблизи границ слоя. В случае сильной анизотропии источников толщина ТС меньше гирорадиуса ионов, поэтому диамагнитные токи пренебрежимо малы. В этом приближении структура токового слоя определяется, в основном, парамагнитными токами. В слабоанизотропном пределе конкуренция сравнимых по величине диа- и парамагнитных токов может приводить к появлению на границах ТС характерных отрицательных «крыльев» с соответствующими максимумами на профиле магнитного поля. Проверка условия баланса плазмы в модели ТТС показывает, что баланс плазмы в  $z$  направлении  $p_{zz} + B^2 / 8\pi = const$  выполняется в слое с высокой точностью, а баланс в  $x$  направлении сводится к выполнению условия шланговой

устойчивости  $p_{\parallel} - p_{\perp} = B^2/4\pi$  и согласуется с более ранними оценками из работ [24] и [25].

Рассмотренная выше модель является полностью симметричной в северной и южной долях хвоста, однако в реальной магнитосфере всегда существуют естественные флуктуации источников плазмы. Система уравнений (2)-(7) была модифицирована для изучения влияния на ТС асимметрии источников плазмы. Для простоты рассмотрен единственный источник в северном полушарии. В модели учтено, что функция распределения прошедших через токовый слой ионов может быть различной по обе стороны от слоя вследствие того, что часть потока может отражаться в сторону источника, а другая часть - проходить через слой в противоположную долю хвоста. В модели введен коэффициент «отражения» потока от токового слоя  $r$ , который является свободным параметром задачи. Получены самосогласованные равновесные решения для разных значений  $r$ . Рис. 2а демонстрирует профили магнитного поля, нормализованного на значение в южной полусфере, а рис. 2в – соответствующие профили плотности тока, нормированной на полный ток. На рисунках видно, что с ростом параметра  $r$  профиль плотности тока становится все более асимметричным, с ярко выраженными диамагнитными «крыльями» на стороне источника. Отрицательные токи на краю ТС обусловлены диамагнитными дрейфами ионов, не пересекающих нейтральную плоскость. Однако значительная доля тока через хвост поддерживается неадиабатическими ионами на «меандровых» орбитах, благодаря чему даже при  $r=1$  профиль ТС не сильно зависит от асимметрии источника. Смещение плоскости нуля магнитного поля  $b(\zeta^*)=0$  от симметричного положения в отрицательном направлении проиллюстрировано слева вверху на рис. 2а, а разница между  $\zeta^*$  и положением максимума плотности тока  $\zeta_m$  изображена слева вверху на рис. 2в. В предельном случае  $r=1$  максимальное смещение ТС  $\zeta^* \sim 1.5\rho_i$ , а смещение минимума магнитного поля от максимальной плотности тока составляет  $|\zeta^* - \zeta_m| \sim 0.2\rho_i$ . Таким образом, построена модель ТС с несимметричными источниками плазмы. Полученные самосогласованные равновесные решения являются асимметричными, с характерным вертикальным смещением ТС в сторону, противоположную источнику плазмы, и несовпадением нуля магнитного поля с максимумом плотности тока.

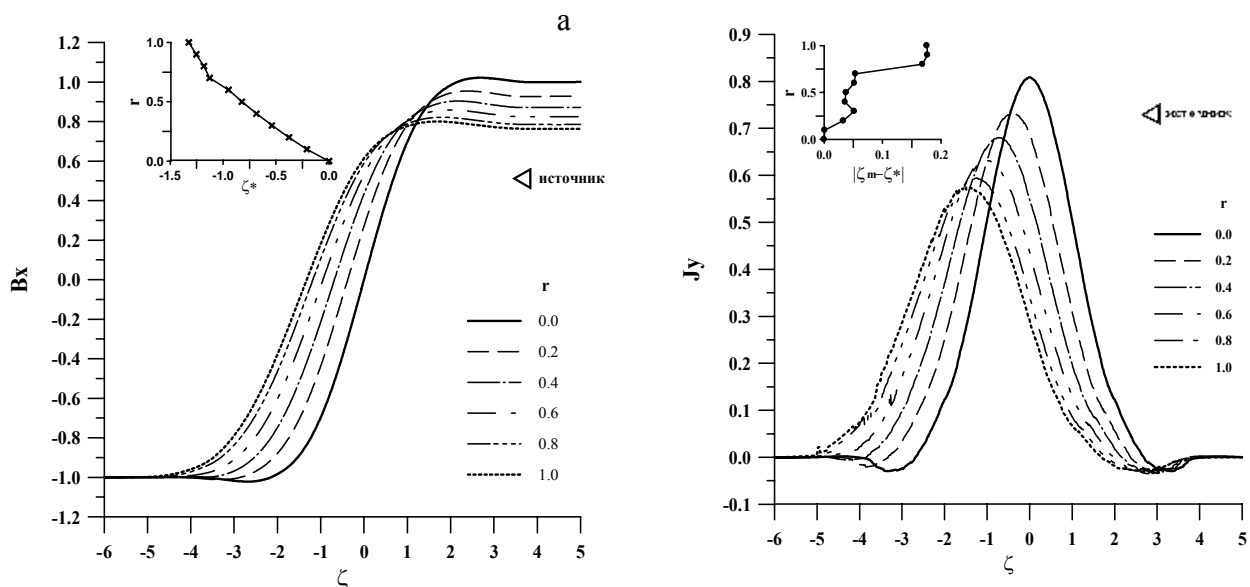


Рис. 2. Самосогласованные профили магнитного поля (а) и плотности тока (в) в ТС с одним источником плазмы. Расчеты сделаны для  $r = 0.0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1.0$  и  $\varepsilon = 1$ . На рис. 2а слева сверху показано смещение координаты нуля магнитного поля от симметричного случая при разных  $r$ , на рис. 2в слева сверху изображено отклонение нуля магнитного поля от максимума плотности тока  $|\zeta_m^* - \zeta_m|$ .

Полученные решения позволяют интерпретировать режим вертикальных («флаппирующих») колебаний, обнаруженных спутниками Cluster, как колебаний ТС за счет естественных флуктуаций источников плазмы.

### Глава 3. ВЛИЯНИЕ ЗАХВАЧЕННОЙ ПЛАЗМЫ НА РАВНОВЕСНУЮ СТРУКТУРУ ТОНКИХ ТОКОВЫХ СЛОЕВ

В главе 3 рассмотрено влияние на структуру тока «захваченной» вблизи ТТС плазмы. Популяции полностью захваченных ионов (на круговых орбитах) и квазизахваченных ионов (на так называемых «огурцовых» орбитах) могут быть разделены по величинам адиабатических инвариантов. Так, для квазизахваченных частиц  $w_0^2 < I \leq \sigma w_0^2$  ( $\sigma = \sqrt{L/\rho_0} > 1$ , [26]), а для ионов на круговых орбитах  $I > \sigma w_0^2$ . В данной главе изучается влияние на систему полностью захваченной плазмы, поэтому функция распределения квазизахваченных ионов в области  $w_0^2 < I \leq \sigma w_0^2$  полагается равной 0. Функция распределения захваченных частиц, задаваемая аналитически, управляется параметром  $k$ . Значение  $k = 1$  соответствует условию «сшивки» функций распределения пролетных и захваченных ионов.

Самосогласованные уравнения (2)-(5) с учетом захваченной плазмы были решены численно. Проанализированы самосогласованные решения с разными концентрациями захваченной популяции. Показано, что при сильной анизотропии влияние захваченной плазмы на устойчивость слоя минимально. Это связано с тем, что в сильно анизотропном ТС фазовая область



захваченных частиц ничтожно мала. В слабо анизотропных ТС влияние захваченной плазмы может быть существенным, так как ее фазовая область сопоставима с областью пролетных частиц. Хотя ионы на захваченных траекториях несут нулевой интегральный ток, они способны оказывать двойное влияние на токовую структуру: 1) локально компенсировать ток несущих частиц в центре, вытесняя его на периферию слоя. При умеренно высокой концентрации захваченных ионов может происходить бифуркация профиля токового слоя, т.е. образование двух максимумов плотности тока вблизи краев ТС; 2) захваченные ионы могут «нагружать» токовый слой, меняя баланс натяжений. В итоге, при превышении некоторых пороговых концентраций захваченной плазмы равновесные решения не могут существовать.

Для численного моделирования методом частиц были заранее определены области в пространстве скоростей, при которых частицы являются полностью захваченными (т.е. движутся по круговым траекториям). Пролетные частицы запускались в слой с границ моделируемого бокса, захваченные ионы – из центра слоя. Для каждого заданного количества захваченных и пролетных частиц в системе находилось самосогласованное решение. Было показано, что в малых количествах захваченная популяция ионов сглаживает диамагнитные «крылья» на профиле плотности тока, способствуя лучшей сходимости самосогласованного решения. При большем количестве захваченных частиц токовый слой становится расщепленным, а его толщина увеличивается. При некоторой критической концентрации захваченных ионов равновесные решения не могут существовать – токовый слой «разваливается». Таким образом, сравнение двух рассмотренных моделей – полуаналитической и численной – подтверждает основные выводы о влиянии захваченной плазмы на равновесие тонких токовых слоев.

#### **Глава 4. МЕХАНИЗМЫ БИФУРКАЦИИ И «СТАРЕНИЯ» ТОНКИХ ТОКОВЫХ СЛОЕВ В ХВОСТЕ МАГНИТОСФЕРЫ ЗЕМЛИ. РОЛЬ КВАЗИЗАХВАЧЕННОЙ ПЛАЗМЫ**

Источники захваченных и пролетных частиц, рассмотренные в предыдущей главе, не зависят друг от друга, поэтому ионы на круговых орбитах можно добавлять в моделируемую систему в произвольных количествах. Однако существует диффузионный механизм накопления в слое квазизахваченных ионов. Он обусловлен скачками приближенных инвариантов движения  $I_z$  при пересечении частицами сепаратрис, разделяющих два типа движения ионов – без пересечения и с пересечением нейтральной плоскости. Вклад локальных токов рассеянных ионов в полный ток аналогичен влиянию полностью захваченных ионов. Но есть одно отличие – источником квазизахваченной плазмы является поток пролетных частиц. Благодаря диффузии инвариантов движения происходит захват ионов вблизи

ТС, постепенное накопление в ТС квазизахваченной плазмы, в результате система может претерпевать медленную эволюцию во времени.

Функция распределения квазизахваченных ионов  $\psi = \psi(I_z, \tau)$  может быть найдена из решения диффузионного уравнения [21]:

$$\frac{\partial \psi}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial I} D(I_z, \tau, \kappa) \frac{\partial \psi}{\partial I_z}, \quad (8)$$

где  $\tau = \omega_n t$ ,  $\omega_n = eB_n/mc$ ,  $D(I_z, \tau, \kappa)$ - коэффициент диффузии, квадратично зависящий от параметра адиабатичности  $\kappa$ . В предположении, что система успевает быстро релаксировать при небольших деформациях функции распределения квазизахваченной плазмы, можно считать квазиравновесными функции распределения  $\psi$ , рассчитанные в разные моменты времени. Набор «мгновенных снимков» медленно эволюционирующей функции распределения был использован для модификации интегрального выражения (6) и нахождения квазиравновесных решений системы уравнений (2)-(5). Соответствующие профили плотности тока в нескольких последовательных момента времени изображены на рис. 3.

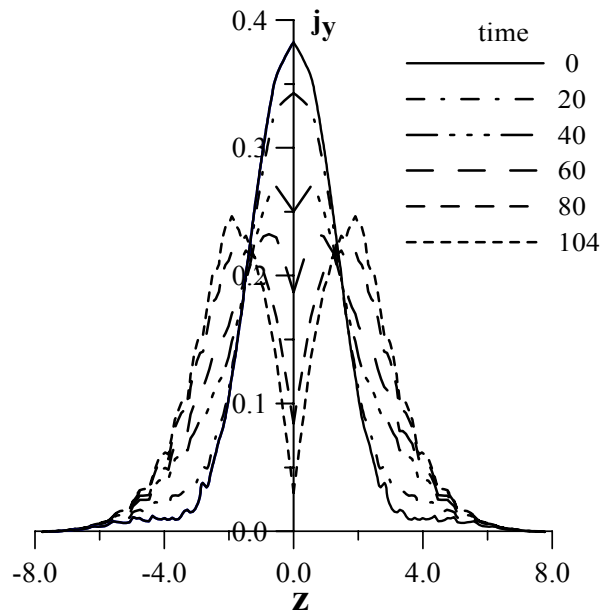


Рис.3. Профили безразмерной плотности тока  $j_y = J_y / en_0 v_D \varepsilon^{2/3}$  в зависимости от безразмерной координаты  $\zeta = z a_0 / \varepsilon^{4/3} v_D$  для нескольких последовательных моментов времени  $\tau = \omega_n t$ .

Поскольку локальный ток квазизахваченных частиц противоположен по направлению току спейсеровских ионов, плотность тока в центре слоя в процессе эволюции уменьшается, токовый слой становится расщепленным. Полный ток при этом сохраняется, а положительные максимумы тока оттесняются на периферию. Таким образом, накопление квазизахваченной плазмы в ТС вследствие рассеяния может приводить, во-первых, к

расщеплению (бифуркации) токового слоя, во-вторых, способствует эффективному его расширению (приблизительно в два раза).

## Глава 5. РОЛЬ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ В ДВУХКОМПОНЕНТНЫХ РАВНОВЕСНЫХ ТОКОВЫХ СЛОЯХ

В рамках самосогласованной модели ТТС рассмотрено влияние электронной популяции и соответствующих электростатических полей, необходимых для поддержания квазинейтральности плазмы. Предполагается, что электронная популяция движется достаточно быстро, чтобы поддерживать квазиравновесное больцмановское распределение вдоль силовых линий. В одномерной геометрии самосогласованные уравнения Власова-Максвелла могут быть записаны в следующей простой форме:

$$\frac{dB}{dz} = \frac{4\pi}{c} (j_{yi} + j_{ye}), \quad (9)$$

где для описания ионов использован кинетический подход:

$$j_{yi} = (4\pi e/c) \int v_y f_i(z, \vec{v}, \varphi(z)) d\vec{v}. \quad (10)$$

В уравнении (10)  $\varphi(z)$  - электростатический потенциал. Для расчета электронного тока  $j_{ye}$  была использована жидкостная модель в перпендикулярном направлении к магнитному полю

$$m_e \frac{d\vec{v}_{e\perp}}{dt} = -e \left( \vec{E} + \frac{\vec{v}_e \times \vec{B}}{c} \right) - \frac{\nabla p_e}{n_e} \quad (11)$$

и приближение ведущего центра для движения электронной популяции вдоль силовых линий магнитного поля:

$$m_e \frac{d\vec{v}_{e\parallel}}{dt} = -e\vec{E}_{\parallel} - \frac{\nabla p_{\parallel e}}{n_e} - \mu \nabla B. \quad (12)$$

Пренебрегая инерцией электронов, из уравнения (11) можно получить выражение для электронного тока:

$$j_{ye} = -en_e c \left\{ \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} + c \frac{\vec{\nabla} p_e \times \vec{B}}{en_e B^2} \right\}. \quad (13)$$

Уравнения (11) и (12) для электронов с изотропным распределением можно использовать для расчета электростатического потенциала, амбиполярного электрического поля  $E_z$  и электронного тока  $j_{ye}$  в ТТС. «Ионная» часть

уравнений (9)-(10) была рассмотрена аналогично главе 2, а само уравнение (9) приведено к окончательному виду:

$$b(\eta) = \frac{2\sqrt{2}\varepsilon^{1/6}}{\pi^{3/4}[1+\operatorname{erf}(\varepsilon^{-1})]} \left( \frac{v_D}{v_A} \right) \left\{ \int_0^\eta \left\{ \int w_y \exp \left( \varepsilon^{-2/3} \left( \left[ \sqrt{w_0^2 + \varphi - I} - \varepsilon^{-2/3} \right]^2 + \right. \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. \left. + I \right) \right) \right\} d^3w + \frac{\varepsilon \pi^{3/2}}{4} \tilde{j}_e \right\} d\eta' \right\}^{1/2} \quad (14)$$

Таким образом, система уравнений (12)-(14), с граничными условиями  $B(L) = B_0$ ,  $\varphi(L) = 0$ ,  $n(L) = n_0$ , была решена численно. Самосогласованные решения найдены для разных значений параметров  $\varepsilon = v_{Ti}/v_{Di}$ ,  $\tau = T_i/T_e$ ,  $b_n = B_n/B_0$ . Показано, что в случае изотропного давления электронов электростатические эффекты могут привести к частичному расщеплению профиля плотности тока и образованию «двугорбой» бифурцированной структуры токового слоя, соответственно, с «выположенным» в центре слоя профилем магнитного поля. Изучена зависимость этого эффекта от соотношения температур ионов и электронов, величины нормальной компоненты магнитного поля и среднего магнитного момента электронов. Проведено сравнение с данными спутников Cluster и Geotail [11-13], [27], которые обнаруживают бифурцированные ТС в подготовительной фазе суббури.

В рамках исследуемой модели проведен анализ влияния анизотропной электронной популяции на тонкую структуру тонких токовых слоев. Для решения этой задачи вместо (13) можно использовать более общий вид для дрейфовых электронных токов [28]:

$$\vec{j}_{e\perp} = -en_e c \frac{[\vec{E} \times \vec{b}]}{B} + \frac{c}{B} [\vec{h} \times \nabla p_{\perp e}] + \frac{c}{B} (p_{\parallel e} - p_{\perp e}) [\vec{b} \times (\vec{b} \nabla) \vec{b}]. \quad (15)$$

Поскольку приближение Чу-Голдбергера-Лоу (ЧГЛ)  $p_{\perp} B^2 / N^3 = \text{const}$  [29] неприменимо в узкой области вблизи нейтральной плоскости из-за очень больших электронных дрейфов, была использована более адекватная оценка параллельного давления, основанная на сохранении полной энергии частиц:

$$p_{\parallel} = nmv_0^2 - nmv_{\perp}^2 \equiv nmv_0^2 \left( 1 - q^2 \frac{B(z)}{B_0} \right), \quad (16)$$

где  $q^2$  - квадрат среднего питч-угла электронов – свободный параметр задачи. Перпендикулярное давление взято из уравнения состояния ЧГЛ-приближения [28]:

$$\frac{p_{\perp}}{nB} = const. \quad (17)$$

Из уравнения (15) следует фундаментальное отличие изотропной и анизотропной моделей электронов. В изотропном случае основной вклад в электронный ток вносят первые два слагаемых в (15). Для электронов с анизотропным давлением дрейф кривизны (и, частично, градиентный дрейф), описываемый третьим слагаемым в (15), будет преобладать в центре ТС, где кривизна силовых линий магнитного поля максимальна. В отличие от анизотропного случая ток изотропных электронов равен нулю в центре слоя и максимален на периферии ТС. Таким образом, электростатические эффекты в случае анизотропного давления электронов приводят к интересной особенности профиля плотности тока - образованию очень узкого и интенсивного пика электронного тока вблизи нейтральной плоскости, что иллюстрирует рис. 4. Пик в центре слоя обусловлен дрейфом электронов в области минимума кривизны силовых линий вблизи нейтральной плоскости. Соответствующий профиль магнитного поля становится более «крутым» в

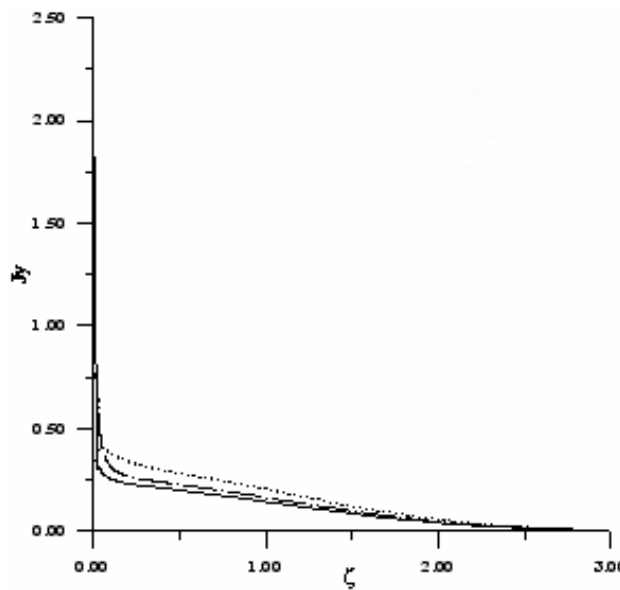


Рис. 4. Профили безразмерной плотности тока в ТТС с анизотропными электронами для разных значений нормированной компоненты магнитного поля  $b_n = 0.025$  (сплошная линия), 0.1 (штрих-пунктирная линия), 0.5 (пунктирная линия);  $\zeta$  - безразмерная  $z$ -координата.

центре токового слоя. В то время как электроны доминируют в ограниченной области в центре слоя, их вклад в основной ток мал по сравнению с током основных носителей полного тока через слой - популяции ионов. Проведен детальный анализ зависимости самосогласованных профилей плотности тока от четырех основных параметров:  $\varepsilon = v_{Ti}/v_{Di}$ ,  $\tau_{II} = T_i/T_{eII}$ ,  $\tau_{\perp} = T_i/T_{e\perp}$ ,  $b_n = B_n/B_0$  и  $q^2$  - отношения тепловой и потоковой скоростей ионов, отношения

температур ионов и электронов, кривизны магнитных силовых линий (рис. 4) и среднего магнитного момента электронов. Результаты моделирования находятся в согласии с недавними измерениями спутников CLUSTER, обнаружившими в хвосте магнитосферы Земли токовые слои с узким центральным пиком тока, вложенным в более широкий ТС с монотонно спадающими «крыльями» плотности тока на периферии, а также слои с трехпиковыми профилями [14].

## Глава 6. ТОНКИЕ ТОКОВЫЕ СЛОИ В МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ ПЛАЗМЕ. РОЛЬ ИОННО-КИСЛОРОДНОЙ КОМПОНЕНТЫ

В главе обсуждается модель многокомпонентного токового слоя в хвосте магнитосферы Земли, в которой, наряду с протонами  $H^+$  и электронами, учтены тяжелые ионосферные ионы кислорода  $O^+$ . Постановка задачи в целом совпадает с изложенной в главе 2. Ионы кислорода, так же, как и ионы водорода, движутся в токовом слое магнитосферного хвоста по квазиadiaбатическим спейсеровским орбитам, их ларморовский радиус приблизительно в  $\sqrt{m_{O^+}/m_{H^+}} \cong 4$  раз больше протонного. Для описания больцмановских анизотропных электронов применен полужидкостный подход (уравнения (12) и (15)-(17)), подробно рассмотренный в главе 5. Построена система самосогласованных уравнений Власова-Максвелла:

$$\frac{dB}{dz} = \frac{4\pi}{c} (J_{H^+} + J_{O^+} + J_e). \quad (18)$$

В безразмерных переменных, нормализованных на характерные масштабы протонной компоненты плазмы, уравнение (18) можно привести к виду:

$$b = \left\{ \frac{8\varepsilon^{1/3}}{\pi^{3/2}} \left( \frac{v_{D1}}{v_{A1}} \right)^2 \int_0^\eta \left[ \frac{1}{(1 + \text{erf}(\varepsilon_1^{-1}))} \hat{j}_1(\eta') + \frac{1}{(1 + \text{erf}(\varepsilon_r^{-1} \varepsilon_1^{-1}))} \frac{n_r}{v_{Tr}^3} \hat{j}_2(\eta') + \frac{\varepsilon_1 \pi^{3/2}}{4} \hat{j}_e \right] d\eta' \right\}^{1/2} \quad (19)$$

Здесь  $\tilde{j}_{1,2}$  - безразмерная плотность тока протонов и тяжелых ионов. Все величины, характеризующие протоны, обозначены нижним индексом «1». Величины, относящиеся к ионам кислорода, помечены индексом «2». Относительные параметры обозначены нижним индексом «r»:  $\varepsilon_r = \varepsilon_2 / \varepsilon_1$ ,  $v_{Tr} = v_{T2} / v_{T1}$ . Нижний индекс «e» относится к электронам.

Найдено численное решение системы самосогласованных уравнений (15)-(17), (19) для неadiaбатических ионов и замагниченных электронов. Получены полный и парциальные профили плотностей тока, плазмы и магнитных полей (рис. 5) как функции безразмерной координаты  $z$  (в гирорадиусах протонов) поперек слоя. Проанализирована зависимость

отношения парциальных токов к полному току от отношения концентраций  $O^+$  и  $H^+$  ионов на границах системы (рис. 6) и отношения их температур. Показано, что в естественных условиях вклад ионов  $O^+$  в полный ток не превышает приблизительно 30% (рис. 6), в то же время наличие в плазме ионов кислорода способствует существенному расширению токового слоя - приблизительно в 5-10 раз, что можно видеть на рис. 6 на профиле плотности общего тока через магнитосферный хвост. Модель согласуется с наблюдениями спутников Cluster [29-30], Prognos [31], свидетельствующими о том, что ток поперек магнитосферного хвоста может частично поддерживаться ионами ионосферного кислорода и что толщины наблюдаемых ТТС часто составляют 1.5-2.5 тыс. км, что существенно больше протонного гирорадиуса.

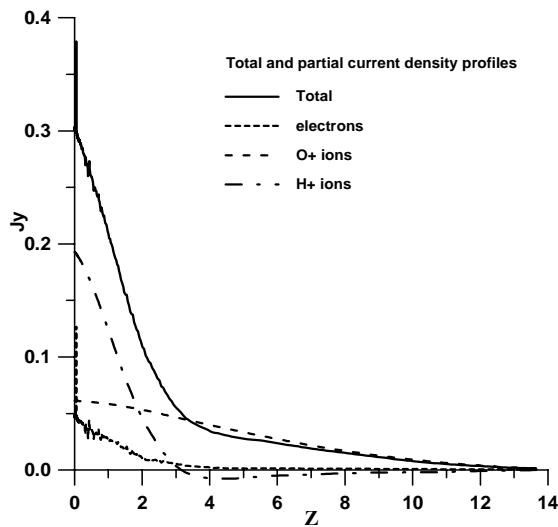


Рис. 5. Самосогласованные профили полной и парциальных плотностей тока в трехкомпонентном ТТС.

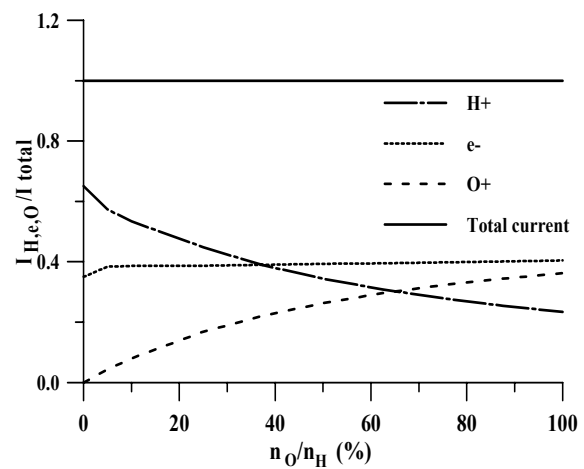


Рис. 6. Парциальные и интегральный токи через слой, нормированные на полный ток, в зависимости от отношения концентраций ионов  $O^+$  к  $H^+$

## Глава 7. ТИРИНГ-НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ТОНКИХ ТОКОВЫХ СЛОЕВ В БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ

Рассмотрен баланс энергии тиринг-возмущения в тонком токовом слое, который, в общем виде, можно представить как:

$$E_{final} = E_{initial} + W . \quad (20)$$

Здесь  $E_{final}$  - энергия возмущенного состояния системы,  $E_{initial}$  - энергия начального, невозмущенного состояния,  $W$  - собственно энергия тиринг-моды. Энергия возмущенного слоя  $E_{final}$  может быть больше или меньше энергии  $E_{initial}$ . Если  $W < 0$ , то система имеет запас свободной энергии, и тиринг-мода может развиваться, при этом система переходит в неустойчивое

состояние. Если  $W > 0$ , то развитие возмущения энергетически невыгодно. Баланс тиринг-моды в ТТС может быть получен линеаризацией уравнений Власова – Максвелла в рамках линейной теории возмущений. Рассматривается общее выражение для энергии тиринг-моды, предложенное ранее в работе [19]:

$$W = \int d^3x \left[ \underbrace{\frac{|\nabla A_{1y}|^2}{8\pi}}_{\alpha} - \underbrace{\frac{1}{2c}(A_{1y})^2 \sum_{\delta=i,e} q_{\delta} \int v_y \frac{\partial f_{0\delta}}{\partial A_{0y}} d^3v}_{\beta} - \underbrace{4\pi q_e \int \frac{(f_{1e})^2}{(\partial f_{0e}/\partial \phi_0)} d^3v}_{\gamma} \right] \leq 0. \quad (21)$$

Здесь  $\alpha$  - энергия магнитного поля тиринг-моды (энергией электрического поля можно пренебречь по сравнению с магнитной);  $\beta$  - энергия взаимодействия (слипания) токов;  $\gamma$  - энергия, затрачиваемая на электронное сжатие. Согласно энергетическому принципу, отрицательные значения  $W$  в (21) соответствуют неустойчивым состояниям системы,  $W > 0$  - устойчивым, а  $W = 0$  - точка маргинальной устойчивости.

Ранее было показано, что в токовом слое с изотропной [20] функцией распределения ионов и тепловых электронов и ненулевой нормальной компонентой магнитного поля условие (21) выполняется только лишь в области очень длинноволновых возмущений, масштабы которых сопоставимы с размерами всей магнитосферы:  $kLB_0/B_n > 4\pi$  [19]. В таких ТС положительная энергия сжимаемости замагниченных электронов (слагаемое  $\gamma$ ) компенсирует отрицательную энергию слипания токовых нитей (слагаемое  $\beta$ ), в результате чего полная энергия тиринг-возмущения оказывается положительной. Неравенство (21) не выполняется, что свидетельствует о полной стабилизации токового слоя. Таким образом, в реальной области длин волн возмущения развитие неустойчивости токового слоя оказывается невозможным. Делались попытки рассмотреть различные механизмы ослабления электронной сжимаемости или исследовать другие плазменные неустойчивости, однако ни один из вышеупомянутых механизмов не мог полностью объяснить особенности нелинейной динамики токового слоя во время геомагнитных возмущений. При этом проблема тиринг-неустойчивости ТТС с анизотропными источниками плазмы оставалась практически неисследованной.

В линейном приближении теории возмущений рассмотрена энергия тиринг-моды в тонких анизотропных токовых слоях в одномерной модели ТТС, основы которой подробно изложены в главе 2 диссертации. Функция распределения электронов выбиралась в виде теплового максвелловского



распределения. Согласно условиям модели,  $\tilde{f}_{0i}$  может быть переписана как функция интегралов движения  $\{w_0^2, I_z\}$ :

$$\tilde{f}_{0i} = f_{0i} e^{-\varepsilon^{-2/3} \left[ \left( \sqrt{w_0^2 - I_z(\eta)} - \varepsilon^{-2/3} \right)^2 + I_z(\eta) \right]} \quad (22)$$

Здесь нормализованные переменные:  $w_0^2$  - квадрат полной скорости,  $I_z$  - приближенный интеграл движения,  $\eta$  - вектор-потенциал магнитного поля,  $f_{0i}$  - нормировочный множитель. Нормированный адиабатический интеграл имеет следующий вид:

$$I_z(\eta) = \frac{2}{\pi} \frac{\eta_{01\pm}(\eta)}{\eta_{0\pm}(\eta)} \int \sqrt{w_y^2 + w_z^2 - (\pm w_y + \eta''' - \eta)^2} \frac{d\eta'''}{b(\eta''')}, \quad (23)$$

где пределы интегрирования равны  $\eta_{01\pm} = \sqrt{w_y^2 + w_z^2} \mp w_y + \eta$  и  $\eta_{0\pm} = \max \left\{ 0, \eta - \sqrt{w_y^2 + w_z^2} \mp w_y \right\}$  (второе условие означает, что при  $\eta - \sqrt{w_y^2 + w_z^2} \mp w_y < 0$  следует положить  $\eta_{0\pm} = 0$ ). Знак « $\pm$ » относится, соответственно, к  $w_y > 0$  и  $w_y < 0$ . Из выражения (23) следует, что  $I_z$  зависит не только от скоростей движения  $\vec{w}$ , но имеет нелокальную зависимость от векторного потенциала  $\eta$  и  $\eta'''$ , а также зависит от вида профиля магнитного поля  $b(\eta''')$ , которое, в свою очередь, должно находиться самосогласованно из уравнений Власова-Максвелла. Таким образом, при подстановке ионной и электронной функций распределения в энергетический баланс (21) возникает нелокальное слагаемое *nonloc*, зависящее от профиля возмущенного векторного потенциала  $\eta_1$ :

$$\begin{aligned} \tilde{W} = & (v_A/v_D)^2 \int d^3\tilde{x} \left\{ \left( \frac{d\eta_1}{d\eta} \right)^2 - \tilde{k}^2 \eta_1^2 - C_1 \eta_1^2 q_e \int v_y \frac{\partial \tilde{f}_{0e}}{\partial A_{0y}} d^3v - \right. \\ & - C_2 \eta_1^2 \int w_y \left[ \frac{\partial \tilde{f}_{0i}}{\partial \eta} + \text{nonloc} \right] d^3w - \\ & \left. - C_3 \eta_1^2 \int \frac{\tilde{f}_{1e}^2}{\partial \tilde{f}_{0e} / \partial \varphi} d^3w \right\} = 0. \end{aligned} \quad (24)$$

Здесь  $\delta \tilde{W} = 8\pi \delta W / B_0^2 \varepsilon^{4/3}$ ,  $v_A/v_D$  - отношение альфвеновской скорости к потоковой (которое можно найти из решения самосогласованных уравнений, подробно рассмотренных в главе 2), коэффициенты  $C_1, C_2, C_3$  зависят от параметров модели  $v_A/v_D$ ,  $v_T/v_D$ ,  $T_i/T_e$ ,  $B_n/B_0$ ,  $n_{0i,e}$ , а нелокальное слагаемое может быть представлено в виде

$$nonloc = \frac{1}{\eta_1^2} \cdot \frac{\partial \tilde{f}_{0i}}{\partial I} I_1(\eta, \eta_1, \eta'''), \quad (25)$$

где  $I_1(\eta, \eta_1, \eta''')$  - возмущение адиабатического инварианта движения  $I_z$ :

$$I_1(\eta, \eta_1(\eta'''), \eta''') = \frac{2}{\pi} \int_{\eta_{0\pm}(\eta)}^{\eta_{01\pm}(\eta)} \frac{\partial}{\partial \eta'''} \left\{ \frac{\sqrt{w_y^2 + w_z^2 - (\pm w_y + \eta''' - \eta)^2}}{b(\eta''')} \right\} \eta_1(\eta''') d\eta''' \quad (26)$$

Вариация функционала энергии тиринг-моды (24) позволяет найти профиль возмущенного векторного потенциала тиринг-моды, а затем вычислить минимум функционала и найти величину энергии тиринг-моды в широкой области изменения параметров  $\varepsilon, b_n, q^2, \tau$  (здесь  $q^2 = \sin^2 \bar{\theta}$  - квадрат синуса среднего пичч-угла электронов,  $\tau = T_i / T_e$  - отношение ионной температуры к электронной). Рис. 7 демонстрирует относительный вклад парциальных компонент тиринг-моды в полную энергию возмущения. Как можно видеть на рис. 7, в конечной области изменения волновых чисел  $k\rho_i$  суммарная энергия тиринг-возмущения может быть отрицательной, что свидетельствует о

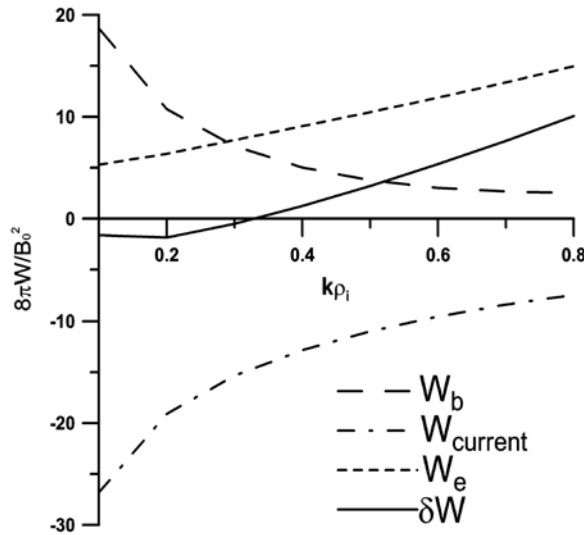


Рис. 7. Энергия тиринг-моды для разных значений параметра  $k\rho_i$ : (а) полная  $\delta W$  и парциальные  $W_B, W_{current}, W_e$  компоненты энергии тиринг-моды при фиксированных значениях  $\rho_i/L = 1.0$ ,  $\tau \equiv T_i/T_e = 3$  и  $b_n = 0.2$ , где  $W_b$  - энергия возмущенного магнитного поля ( $\alpha$  в формуле (21)),  $W_{current}$  - энергия возмущения токовых филаментов ( $\beta$ ),  $W_e$  - энергия, затрачиваемая на изменение электронной плотности.

возможности развития тиринг-неустойчивости токового слоя. Исследование поведения системы в широкой области параметров задачи позволило численно определить границы, разделяющие устойчивое и неустойчивое состояния системы. Зона тиринг-неустойчивости в пространстве параметров  $\{b_n, \varepsilon\}$  при разных значениях параметров системы  $\tau = 3, 10$  и  $kL = 0.3, 0.5$  изображена на рис. 8a,b,c, где можно увидеть общую тенденцию зон устойчивости располагаться вблизи значений  $b_n \sim 0.1-0.3$ . Как и следовало ожидать, уменьшение температуры электронов приводит к уменьшению вклада электронных токов, и, соответственно, к сокращению их стабилизирующего вклада в энергию  $W_{current}$ . В результате этого область неустойчивости с уменьшением электронной температуры расширяется, что демонстрирует сравнение рис. 8a и 8c. Уменьшение длины волн тиринг-возмущения (или увеличение  $kL$ ), наоборот, приводит к сокращению области неустойчивости, что видно из сравнения рис. 8a и 8b. Следует отметить, что зоны неустойчивости анизотропного токового слоя располагаются в той области длин волн возмущения, где токовый слой типа Харриса с ненулевой нормальной компонентой магнитного поля, согласно более ранним исследованиям, является полностью устойчивым.

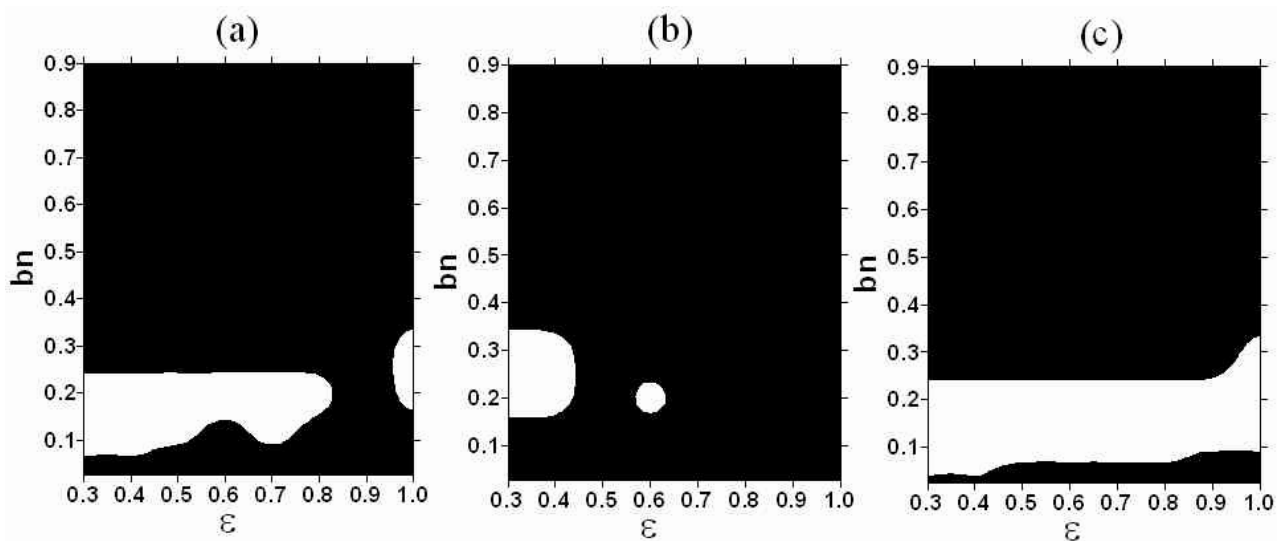


Рис. 8. Параметрические зоны тиринг-неустойчивости (заштрихованы белым цветом) на фоне зон устойчивости (заштрихованных черным цветом) при следующих значениях параметров: (a)  $\tau = 3$ ,  $kL = 0.3$ , (b)  $\tau = 3$ ,  $kL = 0.5$ , (c)  $\tau = 10$ ,  $kL = 0.3$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Хвост магнитосферы Земли представляет собой самосогласованную крупномасштабную токовую структуру, которая взаимодействует с плазмой солнечного ветра и может находиться как в относительно спокойном, так и в возмущенном состояниях. В спокойном состоянии толщина токового слоя в

хвосте составляет порядка нескольких  $R_E$  на расстояниях от Земли  $(15 - 22) R_E$ . В периоды магнитной активности усиленное электрическое поле конвекции  $E_y$  заставляет плазму дрейфовать к нейтральной плоскости, в результате чего магнитосферный токовый слой сжимается в метастабильную структуру сингулярного типа. Ее толщина может стать на порядок меньше поперечного размера в спокойном состоянии, т.е.  $L \sim (0.1 - 0.3) R_E$ , плотность тока, соответственно, увеличивается. В результате, в хвосте магнитосферы запасается большое количество свободной энергии, которая может высвободиться в результате разрушения токового слоя и превращаться в кинетическую энергию потоков разлетающейся плазмы и электромагнитное излучение.

Проведенные исследования посвящены изучению тонкой структуры токовых слоев в магнитосфере Земли и их роли не только как резервуаров свободной энергии, но и как природных «триггеров», переключающих процессы эволюционного накопления энергии солнечного ветра в хвосте на взрывной режим. Актуальность этой работы основывается на том, что многоточечные измерения спутников Cluster в хвосте магнитосферы достаточно часто регистрируют ТТС в начальных фазах суббури [11]. Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что ТТС имеют сложную внутреннюю структуру и неясную пока динамику. Все данные говорят о важной роли этих слоев в протекании суббуревых процессов, в частности, полагают, что именно с разрушения токового слоя на ближнем к Земле крае или же с начала пересоединения в нем, начинается взрывная фаза суббури. Однако эта роль ТТС до конца неясна. До сих пор нет единого мнения ученых по вопросу о том, являются ли разрушение токового слоя и процессы пересоединения одним и тем же процессом в одной и той же области магнитосферного хвоста, или это разные процессы, которые происходят в разных областях хвоста. Не решен также вопрос о взаимосвязи этих двух процессов между собой.

Токовый слой магнитосферного хвоста в спокойных условиях хорошо описывается равновесными изотропными моделями, как кинетическими, так и МГД, поскольку его поперечный масштаб много больше размера ларморовских радиусов ионов плазмы. Однако тонкие токовые слои с характерным масштабом порядка ионного гирорадиуса плохо описываются в рамках МГД-теории и изотропных моделей. Для изучения структуры ТТС была построена кинетическая одномерная модель токового слоя с анизотропными источниками, в которой натяжение магнитных силовых линий уравнивается инерцией ионов плазмы. Самосогласованные решения системы уравнений Власова-Максвелла для ТТС представляют собой новый класс равновесий со свойствами, отличными от свойств классических моделей изотропных токовых слоев. В отличие от изотропных моделей, где все частицы плазмы являются замагниченными в магнитном

поле, динамика ионов в тонких токовых слоях является неадиабатической, т.е. ионы размагничиваются вблизи нейтральной плоскости – в области, где их гирорадиусы сопоставимы с масштабом магнитной неоднородности. Напротив, для электронов ТТС является относительно «толстым», и их динамика может быть описана в приближении ведущего центра или МГД-теории.

Для описания динамики ионов в новой модели была применена квазиадиабатическая теория [32], которая позволяет записать функцию распределения ионов как функцию интегралов движения, а потом с помощью теоремы Лиувилля спроецировать ее с границ токовой системы в центральную область. Используя свойство однородности токового слоя вдоль  $X$  и  $Y$  направлений, переходом в систему отсчета деХоффманна-Теллера, удалось свести систему уравнений Власова-Максвелла к нелокальному уравнению типа Греда-Шафранова. Численное решение самосогласованной системы уравнений показало, что для тонких анизотропных токовых слоев характерна иерархическая вложенная структура с разными масштабами. Например, трехкомпонентный ТС с тяжелыми ионами  $O^+$  может иметь четыре вложенных масштаба, определяющих характерный профиль плотности тока: очень тонкий электронный слой как бы вложен внутрь протонного токового слоя, последний, в свою очередь, находится внутри более широкого слоя с доминирующими на периферии ионами кислорода. Вся эта конфигурация вложена внутрь еще более широкого плазменного слоя.

Отличительным свойством ТТС является их способность пребывать в двух состояниях: нерасщепленном и расщепленном (бифурцированном). В измерениях ТТС в магнитосфере бифурцированные слои встречаются с большой вероятностью (до 50% случаев [11]). Нерасщепленный ТС имеет хорошо известный «колоколообразный» профиль плотности тока с максимумом посередине и спадающими «крыльями» по краям слоя. Бифурцированный профиль имеет два максимума плотности тока на краях, разделенные минимумом в центре. На сегодняшний день предложено несколько моделей, которые могут объяснить некоторые механизмы формирования бифурцированной структуры, но истинные причины этого явления, а также его влияния на устойчивость токового слоя, пока недостаточно хорошо исследованы.

Проблема устойчивости тонких токовых слоев исследуется давно. Модель Харриса [20], в которой нормальная компонента магнитного поля равна нулю, неустойчива по отношению к тиринг-возмущению, что, казалось бы, могло объяснить процессы разрушения токового слоя на ближнем к Земле крае во время суббурь и образование плазмоидов. Следует отметить, что в геомагнитном хвосте всегда присутствует ненулевая нормальная магнитная компонента  $B_n$ . Ее учет в теории приводит к эффекту стабилизации токового слоя вследствие электронной сжимаемости, препятствующей развитию

тиринг-неустойчивости. Парадокс устойчивости токового слоя магнитосферного хвоста, где нормальная компонента магнитного поля мала, но отлична от нуля, долгое время находился в центре внимания теоретических работ по физике магнитосферы. Однако привлечение большого разнообразия плазменных неустойчивостей для объяснения начала суббуревых взрывных процессов все же не позволяло приблизиться к решению данной проблемы. Исследования, положенные в основу настоящей диссертации [32], несомненно, окажутся полезными в раскрытии механизмов, влияющих на равновесную структуру и временную эволюцию токовых слоев в бесстолкновительной космической плазме.

## ВЫВОДЫ

- 1) В квазиadiaбатическом приближении (т.е. в пренебрежении скачками адиабатического инварианта  $I_z$  незамагниченных ионов) построена новая самосогласованная модель токового слоя, в котором натяжение магнитных силовых линий уравнивается инерцией пролетающих через слой ионов. Получен аналог уравнения Греда - Шафранова для системы с произвольной анизотропией функции распределения ионов. Обнаружено, что результирующий профиль самосогласованной плотности тока определяется суперпозицией пара- и диамагнитных токов, текущих в противоположных направлениях, которые в слабоанизотропном ТС могут формировать отрицательные минимумы на краях слоя.
- 2) В модифицированной модели ТТС получены и исследованы несимметричные равновесные решения, когда в ТС поступает плазма только из одного источника. Продемонстрировано, что полученные решения являются асимметричными, с преобладанием диамагнитных токов на стороне источника. Смещение плоскости нуля магнитного поля от максимума плотности плазмы и вертикальное смещение ТС как целого прочь от источника является характерным свойством асимметричного ТТС.
- 3) Сравнением двух моделей – полуаналитической (изложенной в главе 2) и численной (метод крупных частиц) показано, что в слабоанизотропных ТТС, где фазовая область захваченной плазмы сопоставима с фазовой областью пролетных ионов, структура токового слоя чувствительна к увеличению концентрации захваченных ионов. При большой концентрации захваченной популяции профиль ТС может расщепляться с образованием характерного профиля плотности тока с двумя максимумами на краях и локальным минимумом в центре.
- 4) Показано, что одним из механизмов формирования бифурцированных ТТС могут быть процессы рассеяния спейсеровских ионов вблизи нейтрального слоя. Благодаря скачкам адиабатических инвариантов движения

$I_z$  на сепаратрисах, ионы могут временно захватываться вблизи ТС. Локальный ток квазизахваченных частиц противоположен току спейсеровских частиц, в то время как полный ток их равен нулю. В результате накопления рассеянной плазмы в слое может произойти существенное сокращение плотности тока в центре и вытеснение положительного тока на периферию, в результате чего профиль плотности тока становится бифурцированным.

5) В рамках самосогласованной равновесной модели ТТС рассмотрено влияние электронной популяции и электростатических полей, необходимых для поддержания квазинейтральности плазмы. Предполагается, что электронная популяция поддерживает квазиравновесное больцмановское распределение вдоль силовых линий. Показано, что в случае изотропного электронного давления электростатические эффекты могут привести к образованию бифурцированной структуры, в центре которой доминируют ионы, а на периферии - электроны. Анизотропия давления электронов может приводить к образованию очень узкого и интенсивного пика электронного тока в области максимальной кривизны магнитных силовых линий, вложенного внутрь более широкого ионного тока.

6) Построена модель самосогласованного токового слоя с трехкомпонентной плазмой, состоящей из ионов  $H^+$ ,  $O^+$  и электронов. Оценен верхний предел (~30%) относительного тока ионов кислорода поперек магнитосферного хвоста. Получена многомасштабная токовая структура с несколькими вложенными друг в друга токовыми слоями. Показано, что примесь ионов  $O^+$  в плазме может приводить к расширению ТТС в несколько раз по сравнению с токовыми слоями, образованными двухкомпонентной плазмой.

7) В рамках линейной теории возмущений получена аналитическая оценка баланса энергии тиринг-возмущения в анизотропном ТТС, которая имеет вид нелинейного и нелокального функционала сложного вида. С помощью численной минимизации функционала энергии, а также с учетом результатов построенной ранее равновесной модели ТТС найдены собственные функции возмущенного вектора-потенциала и оценены параметрические области неустойчивости системы. Показано, что существуют «щели» в пространстве параметров задачи, внутри которых возможно развитие тиринг-неустойчивости анизотропного ТТС в магнитосфере Земли. Продемонстрировано, что анизотропия функции распределения плазмы является ключевым фактором, способным ослабить стабилизирующий эффект электронной сжимаемости и увеличить запас свободной энергии в ТТС, необходимой для развития тиринг-неустойчивости.

## Литература:

[1] *Syrovatsky S.I.* // Журн. Экспер. Теор. Физ. 1953. Т. 24. С. 622.

- [2] *Mitchell D., G. Williams, C. Huang, L. Frank, and C. Russell // Geophys. Res. Lett.* 1990. V. 17. P. 583.
- [3] *Siscoe G.L., N.F. Ness, and C.M. Yeates // J. Geophys. Res.* 1975. V. 80. P. 4359.
- [4] *Panov E.V., Buchner J., Fränz M., Khotyantsev Y., Nikutovsky B., Savin S.P., Fornaçon K.-H., Dandouras, I., Rème H. // Adv. Sp. Res.* 2005. V. 37. P. 1363-1372, doi:10.1016/j.asr.2005.08.024.
- [5] *Somov B.V., and S. Syrovatsky // Solar. Phys.* 1977. V. 55. P. 393.
- [6] *Frank, A.G. // Plasma Phys. Control Fusion.* 1999. V. 41. P. A687.
- [7] *Богданов С.Ю., Н.П. Кириуй, В.С. Марков, и А.Г. Франк // Письма в ЖЭТФ.* 2000. Т. 71. С. 78.
- [8] *Sergeev V., V. Angelopoulos, C. Carlson, and P. Sutcliffe // J. Geophys. Res.* 1998. V. 103. P. 9177.
- [9] *Sanny J., R. McPherron, C. Russell, D. Baker, T. Pulkkinen, and A. Nishida // J. Geophys. Res.* 1994. V. 99. P. 5805.
- [10] *Mitchell D., G. Williams, C. Huang, L. Frank, and C. Russell // Geophys. Res. Lett.* 1990. V. 17. P. 583.
- [11] *Runov A., V. A. Sergeev, R. Nakamura, W. Baumjohann, S. Apatenkov, Y. Asano, T. Takada, M. Volwerk, Z. Voros., T. L. Zhang, J.-A. Sauvaud, H. Rème, and A. Balogh // Annales Geophysicae.* 2005. V. 23. P. 1–16, SRef-ID: 1432-0576/ag/2005-23-1.
- [12] *Runov A, R. Nakamura, W. Baumjohann, R. A. Treumann, T.L. Zhang, M. Volwerk, Z. Vörös, A. Balogh, K.-H. Glassmeier, B. Klecker, H. Reme, and L. Kistler // Geophys. Res. Lett.* 2003. V. 30. P. 1579, 10.1029/2002GL016730.
- [13] *Asano Y., T. Mukai, M. Hoshino, Y. Saito, H. Hayakawa, and T. Nagai // J. Geophys. Res.* 2004. V. 109. P. A02212, doi: 0.1029/2003JA010114.
- [14] *Nakamura R., Baumjohann, W., Runov, A., Asano, Y., Balogh, A., and Reme, H. // Proc. Sec. Worksh. Thin Curr. Sh., 19-21 April, 2004. College Park, MD, USA.*
- [15] *Galeev A.A. and Zelenyi, L.M. // Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 1976. V. 70. P. 2133-2151.
- [16] *Bulanov S.V. and Satorov. P. V. // Fiz. Plazmy.* 1978. V. 4. P. 640-647.
- [17] *Somov B.V. and Verneta, A.I. // Space Sci. Rev.,* 1993. V. 65. P. 253-288.
- [18] *Кадо́мцев Б.Б. // Итоги науки и техн. Сер. Физика плазмы.* 1991. Т. 10.
- [19] *Lembege B., Pellat R. // Phys. Fluids.* 1982. V. 25. N 11. P. 1995-2004.
- [20] *Harris E. G. // Nuovo Chimento.* 1962. V. 23. P. 115-119.



- [21] *Büchner J., Zelenyi L.M.* // *J. Geophys. Res.* 1989. V. 94. P. 11821-11842.
- [22] *Francfort P., and R. Pellat* // *Geophys. Res. Lett.* 1976. V. 3. P. 433-436.
- [23] *Ashour-Abdalla M., L. M. Zelenyi, V. Perroomian, and R. L. Richard* // *J. Geophys. Res.* 1994. V. 99. P. 14891-14916.
- [24] *Rich F.J., Vasyliunas V.M., Wolf R.A.* // *J. Geophys. Res.* 1972. V. 77. P. 4670-4676,
- [25] *Burkhart G.R., J.F.Drake. P. B.Dusenbery, and T.W.Speiser* // *J. Geophys. Res.* 1992. V. 97. P. 13799-13815.
- [26] *Савенков Б.В., Зеленый, Л.М., Зогин Д.В.* // *Физика плазмы.* 1997. Т. 23. С.436-448.
- [27] *Hoshino M., Nishida, A., Mukai, T., Saito, Y., and Yamamoto, T.* // *J. Geophys. Res.* 1996. V. 101. P. 24775- 24786.
- [28] *Франк-Каменецкий Д.А.* Лекции по физике плазмы. М.: Атомиздат, 1968.
- [29] *Kulsrud R. M. Basic Plasma Physics, / Eds. A. A. Galeev A.A. and R. N. Sudan, Amsterdam, 1983. V. I.*
- [28] *Chew G.F., Goldberger, M. L. and Low, F. E.* // *Proc. Roy. Soc. (London).* 1956. V. A236. P. 112.
- [29] *Kistler M., C. Mouikis, E. Mobius, B. Klecker, J.-A. Sauvaud, H. Reme, A. Korth, M. F. Marcucci, R. Lundin, G. K. Parks, and A. Balogh* // *J. Geophys. Res.* 2005. V. 110. P. A06213. doi:10.1029/2004JA010653.
- [30] *Sauvaud J.-A., and R.A. Kovrazhkin* // *J. Geophys. Res.* 2004. V. 109. P. CiteID A12213.
- [31] *Vaisberg O.L., L.A. Avakov, J.L. Burch, and J.H. Waite, Jr.* // *Adv. Space Res.* 1996. V. 8. № 8. P. 63.
- [32] *Zelenyi L.M., A.V. Artemiev, H.V. Malova, V. Yu. Popov* // *Geophys. Res. Abstr., EGU, Vienna, 15 – 20 April 2007, Austria, 2007. V. 9. 04224, SRef-ID: 1607-7962/gra/EGU2007-A-04224.*

**Вклад диссертанта.** Все результаты, изложенные в диссертации, получены Х.В. Маловой либо самостоятельно, либо при непосредственном и активном творческом участии на всех этапах работы. В список положений, выносимых на защиту, включены лишь результаты и выводы, в которых вклад автора диссертации в проведенных исследованиях был основным или, по крайней мере, равным вкладу других соавторов.

### **Список основных работ, опубликованных по теме диссертации:**

1. Malova H.V., Sitnov M.I. Nonlinear structures, stochasticity and intermittency in the dynamics of charged particles near a magnetic field reversal. // *Physics Letters A*. 1989. V. 140. P. 136-140.
2. Malova H.V., Sitnov M.I. On the mechanism of tearing instability in a quasineutral sheet, associated with deterministic chaos phenomenon in strongly curved magnetic field. // *Physics Letter A*. 1993. V. 177. P. 235-240.
3. Malova H.V. and M.I. Sitnov. On the mechanism of tearing instability in a quasineutral sheet associated with deterministic chaos phenomenon in curved magnetic field // *Transport, chaos and plasma physics*. World Scientific Publishing Co. / Ed. by S.Benkadda, F.Doveil, Y.Elskens, IMT France, Marseille. 1994. P. 190-193.
4. Алексеев И.И., Малова Х.В. Структура плазменного слоя в хвосте магнитосферы. // *Геомагнетизм и аэрономия*. 1990. Т. 30 С. 407-412.
5. Alexeev I.I., H.V.Malova. On the model of current sheet in the magnetosphere tail, taking into account the interaction of transient and trapped particles. // *Advances in Space Research, Comparative studies of magnetospheric phenomena*. 1995. V. 16. P. 205-208.
6. Malova H.V., M.I.Sitnov. On the mechanism of formation of field- aligned hot plasma flows in magnetospheric tails. // *Advances in Space Research, Comparative studies of magnetospheric phenomena*. 1995. V. 16. P. 187-190.
7. Kropotkin A.P., Malova H.V., Sitnov M.I. The selfconsistent structure of a thin anisotropic current sheet // *Third International Conference on Substorms (ICS-3) Versailles, France, 12-17 May 1996*. P. 259-266.
8. Sitnov M.I., Malova H.V., Lui A.T.Y. Quasineutral sheet tearing instability induced by electron preferential acceleration from stochasticity. // *J.Geophys.Res.* 1997. V. 102. P. 163-173.
9. Kropotkin A.P., H.V.Malova, M.I.Sitnov, The selfconsistent structure of a thin anisotropic current sheet. // *J. Geophys. Res.* 1997. V. 102. P. 22099-22106.
10. Sitnov M.I., Malova H.V., Sharma A.S. Role of temperature ratio in tearing stability of the quasi-neutral sheet tearing mode. // *Geophysical Research Letters*. 1998. V. 5. N 3. P. 269-272.
11. Ситнов М.И., Малова Х.В., Шарма А.С. К вопросу о линейной устойчивости тиринг-моды в квазинейтральном токовом слое. // *Физика плазмы*. 1999. Т. 25. N 2. С. 1-10.

12. Крopotкин А.П., Малова Х.В., Ситнов М.И., Самосогласованная структура тонкого анизотропного токового слоя. // Известия АН. 1999. Т. 63. N 8. С. 10-17.
13. Zelenyi L., Sitnov M.I., Malova H.V., General Analytical Theory of Self-consistent Quasiadiabatic Current Sheets // XXIV General Assembly of EGS, 19-23 April 1999, 1999, GRA, The Hague, the Netherlands, section ST11 Theory and Simulations of Solar System Plasmas, Abstracts. 1999. P. 667.
14. Sitnov M.I., Malova H.V., Zelenyi L.M., Self-consistent structure of anisotropic current sheet with quasi-adiabatic ion dynamics // Problems of Geospace-II. Verlag Osterreich. Akad. Wiss. Wien. 1999. P. 165-170.
15. Зеленый Л.М., Ситнов М.И., Малова Х.В., Структура одномерного токового слоя: роль диа- и парамагнитных токов // Сб. памяти Б.А.Тверского. М.: НИИЯФ МГУ. 1999. С. 100-122.
16. Malova, H. V., M. I. Sitnov, L. M. Zelenyi, and A. S. Sharma, Self-consistent model of 1D current sheet: the role of drift, magnetization and diamagnetic currents. // Proc. Chapman Conference: Magnetospheric Current Systems. 2000. V. 118 P. 313-322.
17. Sitnov, M.I., L.M. Zelenyi, H.V. Malova, and A.S. Sharma, Thin current sheet embedded within a thicker plasma sheet: self-consistent kinetic theory. // J. Geophys. Res. 2000. V. 105, N A6. P. 13029-13044.
18. Zelenyi L., Sitnov M.I., Malova H.V., Sharma A.S., Thin and superthin ion current sheets, Quasiadiabatic and nonadiabatic models. // Nonlinear processes in Geophysics. 2000. V. 7. P. 127-139.
19. Sitnov M.I., Zelenyi L.M., Sharma A.S., Malova, H.V., Distinctive features of forced current sheets: electrostatic effects // Proceedings of International Conference on Substorm-5, St.Petersburg, Russia, 16-20 May 2000. P. 197-200.
20. Malova H.V., A.A. Bykov, V. Yu. Popov, Zelenyi L.M., Delcourt D.C., A.S. Sharma. Structure and evolution of forced current sheets // ISSS-6, Proc. Sixth International School/Symposium of Space Plasma Simulations. Max-Planck-Institut fuer extraterrestrische Physik, Garching, Germany, 03-08 September 2001. / Ed. by J.Buchner, C.T.Dum, M. Sholer, Copernicus Gessellschaft, Berlin, Germany. P. 293-296.
21. Zelenyi L.M., Malova H.V., Delcourt D.C., and Sharma, A.S., Structure of forced current sheets including transient, trapped and quasi-trapped orbit // EGS XXVI General Assembly in Nice, Nice, 25 March - 1 April, 2001. Geophysical Research Abstracts. V. 3, 26 General Assembly, GRA3. P. 6803.

22. Zelenyi L.M., D. Delcourt, H.V. Malova, A. S. Sharma, V. Yu. Popov, A.A. Bykov, Forced current sheets in the Earth's magnetotail: its role and evolution due to nonadiabatic particle scattering. // *Advances in Space Research*. 2002. V. 30. N 7. P. 1629-1638.
23. Zelenyi L.M., D.C. Delcourt, H.V. Malova, A.S. Sharma, "Aging" of the magnetotail thin current sheets. // *Geophys. Res. Lett.* 2002. V. 29. 10.1029/2001GL013789. P. 49-1 - 49-4.
24. Зеленый, М. С. Долгоносков, А. А. Быков, В. Ю. Попов, Х. В. Малова, О влиянии захваченной плазмы на структуру бесстолкновительных тонких токовых слоев. // *Космич. Исслед.* 2002. Т.40. N 4. С. 385-394.
25. Zelenyi L.M., H.V. Malova, V. Yu. Popov, D.C. Delcourt, A.S. Sharma, Evolution of ion distribution functions during the "aging" process of thin current sheets. // *Adv. Space Res.* 2003. V. 31, N 5. P. 1207-1214.
26. Зеленый Л.М., Х.В. Малова, В.Ю. Попов, Расщепление тонких токовых слоев в магнитосфере Земли. // *Письма в ЖЭТФ*. 2003. Т. 78, Вып.5. С. 742-746.
27. Zelenyi L. M., H. V. Malova, V. Yu. Popov, D. C. Delcourt, A. S. Sharma, Evolution of ion distribution function during the "aging" process of thin current sheets. // *Advances in Space Research*. 2003. V. 31, N 5. P. 1207-1214.
28. Zelenyi L. M., H. V. Malova, V. Yu. Popov, D. C. Delcourt, A. S. Sharma, Role of electrostatic effects in thin current sheets, NATO science series, Multiscale processes in the Earth's magnetosphere: from Interball to Cluster / Editors J.-A. Sauvaud and Ž. Nemeček. Kluwer Academic Publishers. 2004. P. 275-288.
29. Zelenyi L. M., H. V. Malova, V. Yu. Popov, D. Delcourt, and A.S. Sharma, Nonlinear equilibrium structure of thin currents sheets: influence of electron pressure anisotropy. // *Nonlinear Processes in Geophysics*. 2004. V. 11 . P. 1-9.
30. Delcourt D.C., H.V. Malova, and L.M.Zelenyi, Dynamics of charged particles in bifurcated current sheets: the  $\kappa \sim 1$  regime. // *J.Geophys.Res.* 2004. V. 109. A01222, doi: 10.1029/2003JA010167.
31. Zelenyi L. M., H. V. Malova, V. Yu. Popov, D. C. Delcourt, A. S. Sharma, "Bifurcated" thin current sheets in the Earth's magnetosphere: comparison of model and "in situ" observations // COSPAR Colloquia series, volume 16, "Frontiers in Magnetospheric Plasma Physics, Celebrating 10 years of Geotail Operation". Proc. 16th COSPAR Colloquium held at the Institute of Space

- and Astronautical Science (ISAS), Kanagawa, Japan, July 24-26, 2002. Ed. by M. Hoshino, Y. Omura, and L.J. Lanzerotti. Elsevier, Tokyo, 2005. P. 100-107.
32. Popov Victor, Lev Zelenyi, Helmi Malova, D. Delcourt, and Surja Sharma, Modeling of two-component thin current sheets in the Earth's magnetotail: the role of electrostatic effects // Proc. 7th Int. Symp. Space Simulations (ISSS-7), 26-31 March 2005. Kyoto, Japan, Ed. Kyoto University, Kyoto, Japan. P. 223-224.
  33. Ovodkov D., V. Popov, D. Delcourt, H. Malova, The nonlinear particle dynamics in double-humped thin current sheets // Proc. 7th Int. Symp. Space Simulations (ISSS-7), 26-31 March 2005. Kyoto, Japan, Ed. Kyoto University, Kyoto, Japan. P. 295-296.
  34. Delcourt D. C., H. V. Malova, L.M.Zelenyi, J.-A. Sauvaud, T. E. Moore, and M.-C. Fok Energetic particle injections into the outer cusp during compression events. // Earth Planets Space. 2005. V. 57. P. 125–130.
  35. Зеленый Л.М., Малова Х.В., Попов В.Ю., Математическое моделирование двухкомпонентных тонких токовых слоев в магнитосферной плазме. // Радиотехника и Электроника. 2005. Т.50. N 2. С. 1-8.
  36. Zelenyi L. M., H. V. Malova, V. Yu. Popov, D. C. Delcourt, N. Yu. Ganushkina, A. S. Sharma, "Matreshka" model of multilayered current sheet. // Geophys. Res. Lett. 2006. V. 33, L05105, doi:10.1029/2005GL025117.
  37. Оводков Д.А., В.Ю.Попов, Х.В.Малова, Динамика заряженных частиц в расщепленных тонких токовых слоях. // Вестник Московского Университета. 2006. Сер. 3. Физика и Астрономия. N 2. С. 10-14.
  38. Delcourt D. C., D. A. Ovodkov, and V. Yu. Popov, H. V. Malova, L. M. Zelenyi, Do phase portraits resist current sheet bifurcation? // Advances in Space research. 2006. V. 37. P. 547-551.
  39. Delcourt D.C., Malova H.V., Zelenyi L.M., Quasi-adiabaticity in bifurcated current sheets. // Geophys. Res. Lett. 2006. V. 33. L06106, doi:10.1029/2005GL025463.
  40. Zelenyi L.M., H.V. Malova, V. Yu. Popov, D.C. Delcourt, A.A. Petrukovich, Chao Shen, A.V. Runov, Multiscale and asymmetric current sheets in the Earth's magnetosphere // European Geosciences Union, Vienna, 15 – 20 April 2007, Austria, 2007. Geophysical Research Abstracts. V. 9. 04255 SRef-ID: 1607-7962/gra/EGU2007-A-04255.

41. Zelenyi L.M., A.V. Artemiev, H.V. Malova, V. Yu. Popov. Stability of thin current sheets in the Earth's magnetotail // European Geosciences Union, Vienna, 15 – 20 April 2007, Austria, 2007. Geophysical Research Abstracts. V. 9. 04224 SRef-ID: 1607-7962/gra/EGU2007-A-04224.

055(02)2

Ротапринт ИКИ РАН  
117997, Москва, Профсоюзная 84.32

---

Подписано к печати 02.07.2007

---

Заказ 2102

Формат 70 × 108/32

Тираж 100

1,5 у.ч.-изд.л.