

Расщепление тонких токовых слоев в магнитосфере Земли

Л. М. Зеленый¹⁾, Х. В. Малова⁺*, В. Ю. Попов[□]

Институт космических исследований РАН, 117997 Москва, Россия

⁺Институт ядерной физики МГУ им. Д.В. Скобелецкая, 117992 Москва, Россия

*Институт космических исследований РАН, 117997 Москва, Россия

[□]Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, 117992 Москва, Россия

Поступила в редакцию 10 июня 2003 г.

После переработки 28 июля 2003 г.

Построена аналитическая модель одномерного самосогласованного анизотропного тонкого токового слоя (ТТС), описывающая слой с расщепленной (или "бифурцированной") структурой, то есть с минимумом плотности тока в центре слоя и максимумами по краям. Модель представляет собой систему уравнений Власова–Максвелла, преобразованную в одномерном случае к уравнению типа Грэда–Шафранова. Предположение о квазиadiaбатичности движения частиц, то есть сохранении приближенного инварианта движения I_z , позволяет исследовать медленную эволюцию системы в процессе диффузии функции распределения по I_z . Процессы рассеяния могут привести к частичному захвату пролетной популяции ионов вблизи токового слоя. Поскольку ток таких квазизахваченных частиц противоположен по направлению току пролетных частиц, происходит частичная или полная компенсация локального тока в центре слоя. Как следствие, профиль плотности тока эволюционирует от обычного вида с одним максимумом к "бифурцированному". Такая структура является характерной для ТТС перед окончательным разрушением, когда баланс натяжений магнитного поля перестанет выполняться. Результаты численных расчетов хорошо подтверждаются экспериментальными наблюдениями расщепленных токовых слоев на ИСЗ Cluster и Geotail в хвосте магнитосферы Земли. Полученные результаты указывают, что возможный механизм разрушения ТТС не обязательно связан с развитием плазменных неустойчивостей, а может носить эволюционный характер.

PACS: 94.30.–d

Очень тонкие токовые слои (ТТС) с толщиной порядка ионного гирорадиуса достаточно часто наблюдаются при спутниковых измерениях в горячей бесстолкновительной плазме магнитосферы Земли [1–3]. С точки зрения МГД теории такие слои представляют собой разрывы, выполняющие роль энергетических "резервуаров" для трансформации электромагнитной энергии солнечного ветра в кинетическую энергию потоков плазмы. Интересно, что еще в 70-х годах Сыроватским [4, 5] предсказывалось возникновение таких "сингулярных" образований при определенных движениях плазмы.

Спутниковые наблюдения свидетельствуют, что ТТС обладают целым рядом отличий от привычных слоев типа Харриса [6]. Например, было показано, что тонкие токовые слои могут быть "вложены" внутрь более толстого плазменного слоя [3]. Доминирующим носителем тока в ТТС из-за значительной разницы температур $T_i/T_e \geq 5$ обычно являются ионы [7]. Новейшие измерения спутников Cluster [8, 9] в ближней к Земле области магнитосферного хвоста

($\sim 15\text{--}20R_e$) говорят о том, что во время суббурь профиль плотности тока может иметь расщепленную (по терминологии авторов работы [8], "бифурцированную") токовую структуру, при которой ток сосредоточен на краях слоя, а в центре наблюдается локальный провал плотности тока.

Сегодня назрела необходимость создания теоретических моделей, которые бы позволили понять механизмы формирования расщепленных токовых слоев (РТС) и их внутреннюю структуру. Поскольку в ТТС может накапливаться значительная энергия ($\sim 10^{14}\text{--}10^{15}$ Дж), расчеты режимов их эволюции необходимы для понимания глобальной динамики магнитосферы.

В данной работе представлена самосогласованная одномерная модель анизотропного ТТС, в которой эволюционные изменения профиля плотности тока за счет процессов неadiaбатического рассеяния частиц в сильно искривленном магнитном поле ТТС приводят к развитию РТС-структуры.

Предлагаемая модель самосогласованного анизотропного ТТС позволяет понять, как слой естественным образом эволюционирует от обычной конфигу-

¹⁾e-mail: lzelenyi@iki.rssi.ru

рации (типа Харриса [6]) к бифурцированной. Механизмом такой эволюции служит неадиабатическое рассеяние, которое характерно для взаимодействия частицы с сильными магнитными неоднородностями. Максимальный ларморовский радиус ρ_L основных носителей тока – ионов – при этом в несколько раз превышает радиус кривизны магнитных силовых линий R_c , так что так называемый параметр адиабатичности $\kappa = \sqrt{R_c/\rho_L}$ имеет характерную величину 0.1 – 0.3. В этом режиме, получившем название квазиадиабатического [10], при быстром движении частиц поперек слоя приблизительно сохраняется инвариант действия

$$I_z = \frac{1}{2\pi} \oint m v_z dz \approx \text{const.} \quad (1)$$

Однако “скачки” ΔI_z при пересечении частицей плоскости ТТС всего лишь линейно зависят от параметра малости κ , то есть $\Delta I_z/I_z \sim \kappa$ [10], в силу чего такой режим и получил название квазиадиабатичности. На рис.1 показаны характерные типы ионных орбит в

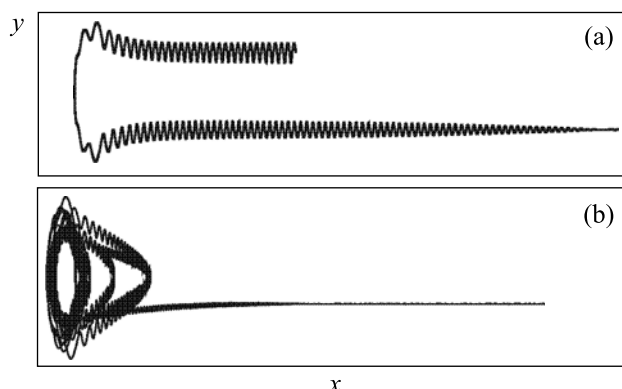


Рис.1. Сравнение двух типов квазиадиабатических траекторий частиц в кривом магнитном поле $\mathbf{B} = \{B_x, 0, B_z\}$: (а) характерная пролетная (спейсеровская) орбита; (б) квазизахваченная (“огурцовая”) орбита

проекции на плоскость токового слоя.

Основной ток, создающий слой, поддерживается пролетными частицами на разомкнутых, так называемых спейсеровских [11], орбитах (рис.1а), для которых характерны малые значения I_z . Орбиты с большими I_z становятся замкнутыми и, в силу своей овальной формы, получили название “огурцовых” [10]. Скачки инварианта I_z приводят, как это показано на рис.1б, к переходу частиц с разомкнутых траекторий на замкнутые (и наоборот). Этот процесс, как мы покажем ниже, происходит достаточно медленно по сравнению с характерным временем движения частиц через слой и может быть описан диффузи-

онным уравнением (см. ниже). Медленность процесса диффузии позволяет предположить, что на каждом его этапе слой находится в квазиравновесном состоянии, и поэтому можно рассматривать эволюцию слоя как последовательность квазистатических равновесий.

Схема нашей модели изображена на рис.2. По обе стороны от слоя располагаются удаленные источники

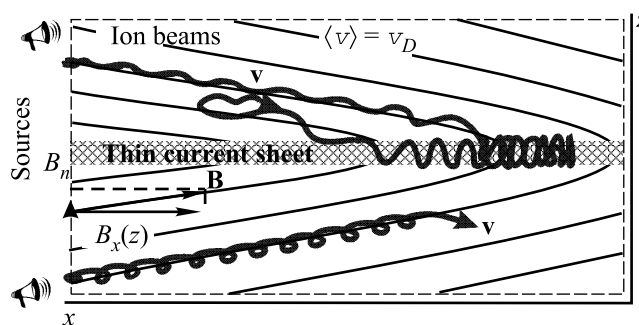
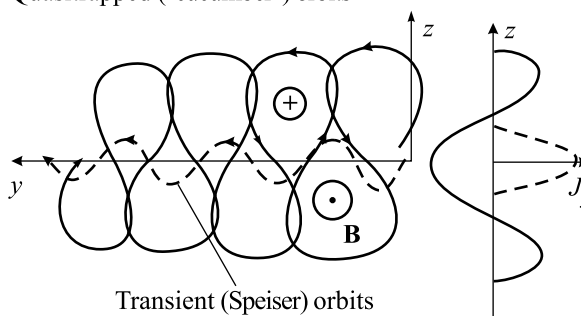


Рис.2. Схема модели. Показаны летящие от источников частицы, одна из которых захватывается в слой

плазмы, откуда в него поступают взаимопроникающие потоки анизотропных ионов. Важным параметром анизотропии (обозначим его ε) является отношение тепловой скорости этих пучков v_T к их средней потоковой скорости v_D , то есть $\varepsilon = v_T/v_D$. Вблизи нейтральной плоскости ионы “размагничиваются” и начинают двигаться вблизи плоскости $\{XY\}$ в ТТС по нелинейным петляющим орбитам (рис.3). Некоторые пролетные частицы вследствие неадиабатического

Quasitrapped (“cucumber”) orbits



Transient (Speiser) orbits

Рис.3. Элемент квазиадиабатической “огурцовой” траектории (сплошная линия) и спейсеровской (прерывистая линия) в центре токового слоя. Справа схематически изображены соответствующие локальные плотности токов $J_y(z)$

тического рассеяния переходят с разомкнутых пролетных орбит на квазизамкнутые (или “огурцовые”), как это показано на рис.1б и рис.2.

С учетом сделанных предположений система уравнений Власова-Максвелла $\text{rot} \mathbf{B} = (4\pi/c) \mathbf{J}$, $df/dt = 0$ может быть сведена к одномерному скалярному уравнению для тангенциальной компоненты магнитного поля:

$$dB/dz = (4\pi/c) \int v_y f(z, \mathbf{v}) d\mathbf{v} \quad (2)$$

Условие квазиadiaбатичности позволяет использовать для решения задачи два интеграла движения: помимо полной энергии частицы $W = mv_0^2/2$, также и квазиadiaбатический инвариант I_z “быстрого” z -движения. После введения безразмерных переменных $\zeta = z\epsilon^{-4/3}\omega_0/v_D$, $\mathbf{w} \equiv \epsilon^{-2/3}\mathbf{v}/v_D$, $I = \epsilon^{2/3}I_z\omega_0/mv_T$, $b = B/B_0$, $\omega_0 = eB_0/mc$ и однократного интегрирования по ζ уравнение (2) приобретает вид уравнения типа Грэда-Шафранова [12], где безразмерное магнитное поле b является функцией вектора – потенциала $\eta = \epsilon^{2/3} \int B(\zeta') d\zeta'$:

$$b^2(\eta) = \frac{8\epsilon^{1/3}}{\pi^{3/2}} \left(\frac{v_D}{v_A} \right)^2 \frac{F_{(+)}(\eta) + F_{(-)}(\eta)}{1 + \text{erf}(\epsilon^{-1})}. \quad (3)$$

Здесь v_A – альфвеновская скорость. Правая часть уравнения (3) описывает сумму парциальных положительной и отрицательной плотностей токов $F_{(\pm)}$:

$$F_{(\pm)}(\eta) = \pm \int_0^\eta d\eta' \int_0^\infty dw_x \int_0^\infty w_y dw_y \int_0^\infty f dw_\zeta, \quad (4)$$

подробный вывод уравнения (3) дан в работах [13, 14]. Функция $f \equiv f(W(w_x, w_y, w_\zeta), I(w_x, w_y, w_\zeta, \eta'))$, описывающая распределение ионов по инвариантам движения, неявным образом зависит от скоростей частиц и пространственной z -координаты. Таким образом, функция распределения частиц плазмы в тонком токовом слое может быть определена следующим образом (см. рис.4). Малым значениям инвариантов в интервале 1: $(0, I_1]$, где $I_1 = w_0^2$, $w_0^2 = w_x^2 + w_y^2 + w_\zeta^2$ [15], соответствует спейсеровская популяция носителей тока, для которой исходная функция распределения может быть задана в виде смещенного на v_D максвелловского распределения с тепловым разбросом v_T :

$$f = \frac{n_0 \exp \left\{ -\epsilon^{-2/3} \left[\left(\sqrt{w_0^2 - I} - \epsilon^{-2/3} \right)^2 + I \right] \right\}}{\pi^{3/2} v_T^3 [1 + \text{erf}(\epsilon^{-1})]}. \quad (5)$$

Квазизахваченным частицам соответствует интервал 2: $(I_1, I_2]$ ($I_2 = \sigma I_1$, $\sigma = (L/\rho_0)^{1/2} > 1$).

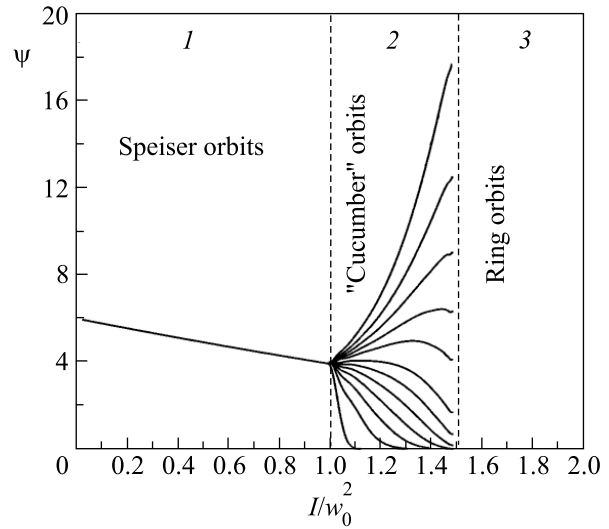


Рис.4. Профили функции распределения плазмы ψ в ТТС в разные моменты времени τ в зависимости от величины адиабатического инварианта I

Функция распределения $\psi \equiv \psi(I, \tau)$ ($\tau = \omega_n t$, $\omega_n = eB_n/mc$) рассеянных частиц может быть найдена из решения уравнения диффузии:

$$\frac{\partial \psi}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial I} D(I, \tau) \frac{\partial \psi}{\partial I} \quad (6)$$

с переменным коэффициентом D [10], соответствующим линейным скачкам ΔI_z по параметру малости κ :

$$D = \frac{3\pi^2}{16T_{ab}} \kappa^2 (1 - I^{4/3}). \quad (7)$$

Здесь T_{ab} – безразмерный период движения частиц по замкнутым орбитам. Функция распределения рассеянной плазмы зависит от времени, но условие быстрой релаксации системы позволяет использовать профили функции распределения в разные моменты времени как мгновенные квазиравновесные конфигурации. Таким образом, в каждый момент времени в правой части уравнения (3) использовался “мгновенный слепок” функции распределения квазизахваченной плазмы. На рис.4, где изображены профили функции ψ , рассчитанные в разные моменты времени τ , можно видеть, как постепенно происходит заполнение изначально пустой области квазизахваченных “огурцовых” орбит. Область 3, в которой $I > I_2$, соответствует захваченной плазме на полностью интегрируемых орбитах. Эти орбиты в данной задаче не учитываются, так как они динамически недоступны из областей 1, 2, то есть можно положить $f = 0$.

Эволюционные изменения профиля плотности тока в результате накопления квазизахваченной плаз-

мы внутри тонкого токового слоя в разные моменты времени τ изображены на рис.5а. Для расчетов был выбран параметр анизотропии источника $\varepsilon = 1$

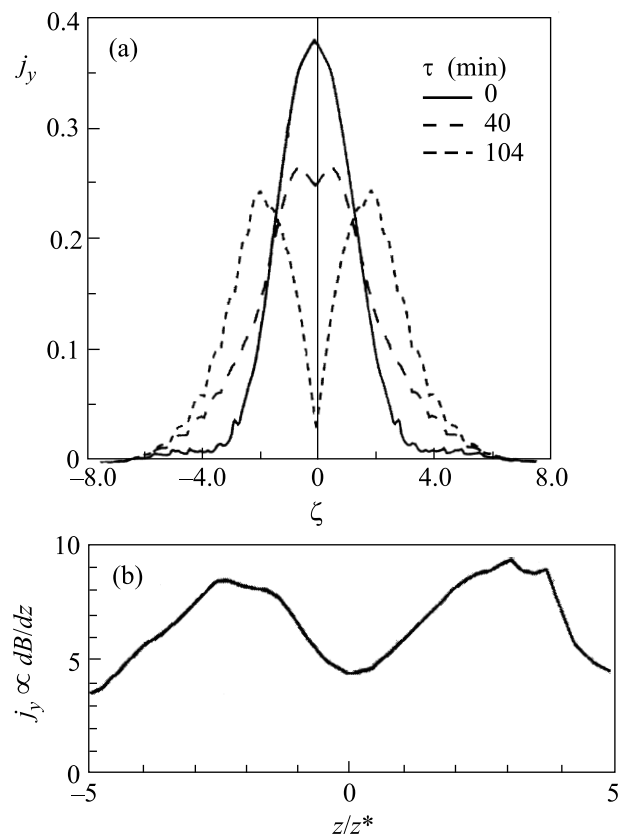


Рис.5. Теоретический и экспериментальный профили плотности тока в ТТС: (а) профиль безразмерной плотности тока $j_y = J_y(z)/en_0v_D\varepsilon^{2/3}$ показан как функция безразмерной координаты ζ в разные моменты времени $\tau = \omega_n t$; (б) статистически усредненный профиль тока из работы [16]

как наиболее согласующийся с реальным значением ε для плазмы геомагнитного хвоста. Эти результаты сравниваются с экспериментальными измерениями в хвосте магнитосферы, усредненными статистически по большой выборке данных [16].

Поскольку основную часть своего времени жизни ТТС уже содержит захваченную популяцию, профиль $J_y(z)$ в центре слоя должен быть “статистически” провален. Результаты теории и эксперимента очень хорошо качественно согласуются друг с другом (рис.5). Хотя существует и обратная диффузия из области 2 в область 1, квазизахваченная популяция продолжает накапливаться в ТТС вплоть до его полного расщепления ($J_y|_{z=0} = 0$). При этом в модели отсутствуют равновесные самосогласованные решения. Мы интерпретируем это как потерю реальным

ТТС равновесия, что, соответственно, должно приводить к его разрушению. Это происходит сразу после момента времени $\tau^* = 104$. Характерное регулярное время такого распада t^* для условий магнитосферного хвоста ($B_n \sim 0.5-1.5$ нТл) можно оценить в 30–90 мин, что в принципе согласуется с характерным временем так называемой фазы накопления энергии в магнитосферном хвосте.

Результаты, полученные с помощью такой модели, хорошо согласуются как с измерениями на ИСЗ Geotail [16] в хвосте магнитосферы Земли на дистанции порядка $100 R_E$ (которая традиционно считается местом локализации дальней нейтральной линии), так и с некоторыми измерениями расщепленных слоев в ближнем геомагнитном хвосте [8, 9]. Модель описывает естественную внутреннюю эволюцию токового слоя вплоть до его разрушения, не привлекая для этого рассмотрение различных токовых неустойчивостей. На сегодняшний день проблема неустойчивостей в ТТС является нерешенной, и все модели, как аналитические, так и численные, свидетельствуют о том, что какая-то одна неустойчивость (например, тиринг, кинк или баллонная) не может быть ответственной за распад слоя [17–19]. Однако чтобы понять, насколько адекватно представленная модель описывает процессы, приводящие к образованию расщепленных слоев, необходимо провести дополнительные магнитосферные эксперименты.

Модель может объяснить такие характерные уже известные свойства ТТС, как малая толщина ($L \sim \rho_L$), “overshoot” в структуре магнитного поля, характерный анизотропный тензор давлений, условия доминирования ионов в токе, некоторые специфические формы функций распределения плазмы по скоростям $f(v_x, v_y, v_z)$ [15] внутри ТТС, из которых видно, как квазизахваченная плазма заполняет с течением времени определенную область фазового пространства, примыкающую к фазовой области пролетных частиц.

Авторы благодарны Виктору Сергееву (НИИФ СПбГУ) и Андрею Рунову (IWF, Австрия) за интересные и плодотворные обсуждения. Эта работа выполнена при поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований # 02-02-16003-а, # 01-02-16367, НЦНИ # 00-02-22001, гранта научных школ # НШ-1739.2003.2.

1. D. H. Fairfield, in *Magnetic Reconnection in Space and Laboratory Plasmas*, Geophys. Monogr. Ser., **30**, Ed. E. W. Hones, AGU, Washington, D. C., 1984, p. 168.
2. T. I. Pulkkinen, D. N. Baker, D. G. Mitchell et al., *J. Geophys. Res.* **99**, 5793 (1994).

3. V. A. Sergeev, D. G. Mitchell, C. T. Russell, and D. J. Williams, *J. Geophys. Res.* **98**, 17345 (1993).
4. С. И. Сыроватский, *ЖЭТФ* **33**, 933 (1971).
5. С. И. Сыроватский, Труды ФИАН, М.: Наука, 1974, р. 3.
6. E. G. Harris, *Nuovo Chim.* **23**, 115 (1962).
7. D. G. Mitchell, G. J. Williams, C. Y. Huang et al., *Geophys. Res. Lett.* **17**, 583 (1990).
8. A. Runov, R. Nakamura, W. Baumjohann et al., *Geophys. Res. Lett.* **30**, 8-1 (2003).
9. V. A. Sergeev, A. Runov, W. Baumjohann et al., *Geophys. Res. Lett.* **30**, 60-1 (2003).
10. J. Büchner and L. M. Zelenyi, *J. Geophys. Res.* **94**, 11821 (1989).
11. T. V. Speiser, *J. Geophys. Res.* **70**, 4219 (1965).
12. В. Д. Шафранов, в сб. *Вопросы теории плазмы*, **2**, М.: Наука, 1963, с. 92.
13. M. I. Sitnov, L. M. Zelenyi, H. V. Malova, and A. S. Sharma, *J. Geophys. Res.* **105**, 13029 (2000).
14. L. M. Zelenyi, M. I. Sitnov, H. V. Malova, and A. S. Sharma, *Nonlin. Proc. Geophys.* **7**, 127 (2000).
15. L. M. Zelenyi, H. V. Malova, V. Yu. Popov et al., *Adv. Space Res.* (in press, 2003).
16. M. Hoshino, A. Nishida, T. Mukai et al., *J. Geophys. Res.* **101**, 24775 (1996).
17. J. Buchner and J.-P. Kuska, *Ann. Geophys.* **17**, 604 (1999).
18. F. V. Coroniti, *J. Geophys. Res.* **85**, 6719 (1980).
19. W. Daughton, *J. Geophys. Res.* **103**, 29429 (1998).