

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

УДК 550.383

**ВНУТРЕННЯЯ СТРУКТУРА ТОНКИХ ТОКОВЫХ СЛОЕВ
В МАГНИТОСФЕРЕ ЗЕМЛИ**А. А. Быков, Л. М. Зеленый^{*)}, Х. В. Малова

(кафедра математики; НИИЯФ)

E-mail: bykov.math380b@phys.msu.ru

Цель работы — исследование многокомпонентных равновесных тонких токовых слоев (ТТС) в магнитосфере Земли, образуемых при нелинейном взаимодействии нескольких ионных популяций с создаваемым ими самосогласованным магнитным полем. Показана возможность существования устойчивого ТТС, состоящего из трех расположенных рядом монополярных токовых слоев с чередующейся полярностью тока. Магнитное поле имеет три точки инверсии в отличие от стандартного ТТС с одним токовым слоем и одной точкой инверсии магнитного поля.

Введение

Интенсивное развитие спутниковых исследований в последние десятилетия способствовало всестороннему изучению структуры и динамики земной магнитосферы, которая создается благодаря взаимодействию между солнечным ветром и магнитным полем Земли [1]. Ярким проявлением солнечно-земного взаимодействия являются так называемые магнитосферные суббури, в ходе которых на ночной стороне магнитосферы (магнитосферном хвосте) образуется тонкий токовый слой (ТТС). Начальная толщина токового слоя составляет примерно $1-2R_E$ ($R_E = 6400$ км — радиус Земли), конечная толщина — порядка ионного ларморовского радиуса, т.е. 700–1000 км. Во время взрывной фазы суббури на расстояниях от Земли порядка $15-20R_E$ часть вытянутых силовых линий пересоединяется [2], токовый слой разрушается, часть энергии магнитного поля выделяется в виде кинетической энергии потоков плазмы и электромагнитных волн. Ранее предполагалось, что плотность тока в ТТС имеет колоколообразную форму с одним максимумом в центральной плоскости [3–5]. Новейшие измерения спутников CLUSTER показали, что профиль плотности тока в ТТС может иметь более сложную структуру с двумя или тремя максимумами плотности тока [6]. Появились сообщения о наблюдениях токовых слоев с инвертированным током в центре [7]. Детальное изучение тонкой структуры равновесных токовых слоев и понимание основных механизмов формирования такой структуры являются важнейшей задачей космофизики.

Как известно, основными носителями тока в ТТС являются пролетные ионы, которые за счет дрейфа

в центре слоя в направлении, перпендикулярном плоскости, содержащей магнитные силовые линии, создают ток с одним максимумом в центре слоя, направленный в положительном направлении оси y в координатной системе, показанной на рис. 1.

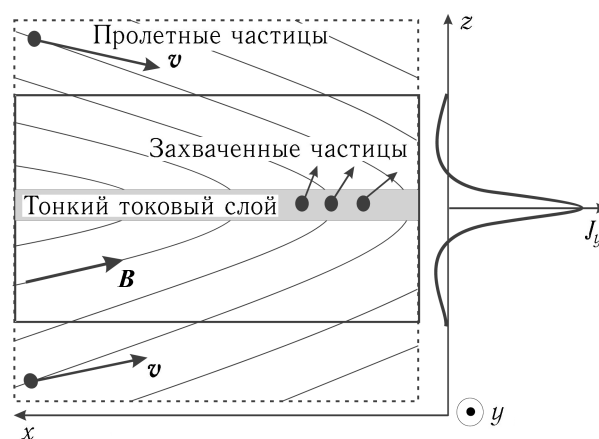


Рис. 1. Стандартный тонкий токовый слой с одной точкой инверсии магнитного поля

Наряду с пролетными ионами в ТТС за счет диффузионного рассеяния ионов по магнитным моментам в областях большой кривизны магнитных силовых линий может формироваться популяция квазизахваченной плазмы. Квазизахваченные ионы проводят значительное (но конечное) время в окрестности токового слоя и многократно пересекают плоскости инверсии магнитного поля B_x . В работе [9] отмечено, что квазизахваченные ионы создают ток, направление которого противоположно направлению тока пролетных частиц. При достаточно большом количестве квазизахваченных ионов

^{*)} Институт космических исследований РАН.

положительный ионный ток в центре слоя компенсируется отрицательным током долгоживущих ионов. Это может привести к перемене полярности тока, в результате чего профиль магнитного поля приобретет несколько точек инверсии (перемены знака). До сих пор считалось, что конфигурация магнитного поля с несколькими точками инверсии является неустойчивой, быстро разрушается и не может быть наблюдаема. В настоящей работе будет показано, что самосогласованная конфигурация ТТС с тремя точками инверсии тангенциальной *относительно* слоя компоненты магнитного поля и постоянной нормальной компонентой является устойчивой, что позволяет объяснить профили магнитного поля, регистрируемые в спутниковых наблюдениях.

Модель тонкого токового слоя

Модель ТТС включает уравнения Максвелла и уравнения движения для ионов. Мы предполагаем, что роль электронной компоненты в формировании локальной структуры токового слоя незначительна по сравнению с влиянием квазизахваченных ионов. Детальный анализ электронной компоненты выходит за рамки настоящей работы. В пределах области ТТС, протяженность которой много больше ларморовского радиуса ионов, но много меньше расстояния до Земли, можно считать, что поля, токи, концентрации частиц зависят только от одной координаты, перпендикулярной плоскости слоя. Направим ось x вдоль прямой, соединяющей Солнце и Землю, ось z — поперек ТТС, а ось y — вдоль ТТС (рис. 1), так что силовые линии магнитного поля расположены в плоскости (x, z) . Одномерная модель магнитного поля в окрестности слоя включает предположение о том, что компонента тангенциальная магнитного поля B_x зависит только от z , нормальная компонента B_z — заданная величина, $B_y = 0$. Выделим область токового слоя $-d < z < d$, вне которой магнитное поле будем считать однородным, а токи — нулевыми, т.е. $B_x = B_0$ при $z \leq -d$, $B_x = -B_0$ при $z \geq d$. Компонента B_n связана с дипольным полем Земли, вытянутым в результате взаимодействия с солнечным ветром, $B_z = B_n$ внутри слоя и в достаточно большой его окрестности. В области $-d < z < d$ ионный ток равен $j_y(z)$, причем полный ток $J_y = \int_{-d}^d j_y(z) dz$ создает скачок магнитного поля $\Delta B_x = 2B_0$ при переходе через слой.

Источники плазмы расположены вдали от токового слоя по обе стороны от него, как это показано на рис. 1. Функцию распределения ионов в падающем на слой потоке $f_0(z, v_x, v_y, v_z)$ зададим в виде смещенного максвелловского распределения

$$f_0(\mathbf{v}) = ce^{-[(v_x - v_{d,x})^2 + v_y^2 + (v_z + v_{d,z})^2]/v_t^2}, \quad z > d,$$

$$f_0(\mathbf{v}) = ce^{-[(v_x - v_{d,x})^2 + v_y^2 + (v_z - v_{d,z})^2]/v_t^2}, \quad z < -d,$$

где v_t — средняя тепловая скорость, $v_d(z)$ — средняя дрейфовая (потоковая) скорость плазмы, $\mathbf{v}_d = (v_{d,x}, 0, -v_{d,z})$, $z > d$, $\mathbf{v}_d = (v_{d,x}, 0, v_{d,z})$, $z < -d$, $v_{d,x} = v_d \cos \theta_0$, $v_{d,z} = v_d \sin \theta_0$, $v_d = \sqrt{v_{d,x}^2 + v_{d,y}^2 + v_{d,z}^2}$, угол θ_0 , отсчитываемый от оси z , определяет наиболее вероятное направление распространения падающих ионов и его типичное значение в области ТТС порядка 75° . В настоящей работе рассматриваются сильно анизотропный источник плазмы, в котором средняя скорость дрейфа значительно больше средней тепловой скорости. В соответствии с обозначениями, принятыми в работе [8], будем описывать степень анизотропии параметром $\varepsilon = \frac{v_t}{v_d}$ и ограничимся значениями $\varepsilon < 0.5$.

Для расчета самосогласованного магнитного поля в магнитосферном хвосте Земли мы применяем метод крупных частиц. Токовый слой вместе с широкими прилегающими областями сверху и снизу разделим на большое число (порядка 10 000) парциальных слоев, $z_{j-1} \leq z < z_j$, $1 \leq j \leq N$, толщина парциального слоя не превышает одной сотой доли наименьшего ларморовского радиуса ионов. Внутри каждого парциального слоя аппроксимируем плотность заряда, магнитное поле и компоненты тока линейными функциями координаты z . На границах слоев все указанные функции считаем непрерывными. Толщина «расширенного слоя» выбирается достаточно большой, $z_N - z_0 \gg d$, чтобы учесть возможность удаления ионов на расстояние нескольких десятков ларморовских радиусов от слоя. Это позволяет анализировать устойчивые конфигурации магнитного поля, в которых ионы отражаются от слабых магнитных пробок на расстоянии нескольких ларморовских радиусов. Все ионы, которые пересекают плоскость $z = z_N$ сверху вниз, имея компоненты скорости в пределах $v_{m-1} \leq |\mathbf{v}| < v_m$, $\theta_{n-1} \leq \theta < \theta_n$, $\varphi_{k-1} \leq \varphi < \varphi_k$, объединяем в одну «крупную частицу», имеющую скорость $v_{m-1/2}$, направление $(\theta_{n-1/2}, \varphi_{k-1/2})$ и заряд

$$q_{m,n,k} = \int_{v_{m-1}}^{v_m} v^2 dv \int_{\theta_{n-1}}^{\theta_n} \sin \theta d\theta \int_{\varphi_{k-1}}^{\varphi_k} f(z_N, v_x, v_y, v_z) d\varphi,$$

где $v_x = v \sin \theta \cos \varphi$, $v_y = v \sin \theta \sin \varphi$, $v_z = v \cos \theta$. Аналогично группируются ионы, пересекающие плоскость $z = z_0$ снизу вверх. Каждая «крупная частица» совершает движение в магнитном поле $\mathbf{B}^{(p-1)}$, p — номер итерации, оставляя за время δt след в виде заряда $\delta q = q_{m,n,k} \delta t$ и тока $\delta \mathbf{j} = \mathbf{v} q_{m,n,k} \delta t$, которые помещаются в точку $\langle z \rangle$ (среднее значение за указанный промежуток времени) и относится к парциальному слою $z_{j-1} \leq z < z_j$, содержащему указанную точку. Каждая крупная частица прослеживается от момента первого входа в «расширенный» токовый слой до момента окончательного выхода из него. После прохождения слоя

всеми крупными частицами плотности заряда и тока суммируются и усредняются по каждому парциальному слою. Затем строятся кусочно-линейные аппроксимирующие функции. Концентрация электронов находится из условия квазинейтральности плазмы, распределение по скоростям — максвелловское с заданной электронной температурой. По заданной плотности тока вычисляется магнитное поле, которое сопрягается с граничными условиями на границах токового слоя, $B_x(d) = -B_0$, $B_x(-d) = B_0$, $B_z(-d) = B_n$, $B_z(d) = B_n$. Величина B_0 определяется плотностью внешнего ионного потока, и поэтому эта величина изначально не задается, а получается в результате решения самосогласованной задачи, фактически граничные условия имеют вид $B_x(d) = -B_x(-d)$. Вообще говоря, траектории частиц во вновь вычисленном поле $\mathbf{B}^{(p)}$ отличаются от траекторий в первоначальном поле $\mathbf{B}^{(p-1)}$. Поэтому далее процесс повторяется раз за разом до тех пор, пока не будет достигнуто условие сходимости, $|\mathbf{B}^p - \mathbf{B}^{p-1}| < \epsilon$. Таким образом, в результате получается самосогласованное поле, в котором поток частиц создает как раз то поле, в котором рассчитывается его движение.

Мы предполагаем, что магнитное поле (а следовательно, и полный ток) слабо зависит от времени, т. е. процесс изменения плотности тока носит квазистационарный характер. При этом мы пренебрегаем в уравнениях Максвелла электрическим полем, обусловленным индукционными эффектами.

Результаты и выводы

При $\epsilon \ll 1$ имеется устойчивая конфигурация магнитного поля, соответствующая однополярному ТТС (модель Харриса, [3]), причем плотность тока j_y максимальна в центре слоя и уменьшается при удалении от слоя по экспоненциальному закону, B_x имеет точку инверсии в центре слоя, силовые линии магнитного поля имеют V-образную форму. Толщина ТТС для сильно анизотропной функции распределения значительно меньше величины ларморовского радиуса ионов.

Финальное состояние итерационного процесса зависит от начальной конфигурации магнитного поля и начальной функции распределения ионов по координатам и скоростям. Исследуя различные начальные состояния, мы обнаружили, что помимо известного распределения Харриса имеется еще одно устойчивое состояние системы, в котором ТТС состоит из трех токовых слоев различной полярности (положительной в крайних слоях и отрицательной в центральном слое). Магнитное поле имеет три точки инверсии, силовые линии имеют W-образную форму. Как и всякое самосогласованное решение, конфигурация трехслойного ТТС слабо зависит от параметров задачи, поэтому приводимые далее результаты характерны для широкого диапазона параметров.

На рис. 2 показаны профили магнитного поля $B_x(z)$ для двух устойчивых конфигураций. Кривая 1 показывает магнитное поле для классического однослойного устойчивого состояния ТТС, в котором ионный ток имеет вид одного слоя положительной полярности, сосредоточенного в узкой области в окрестности центральной плоскости ТТС. Кривая 2 показывает ранее не исследованное трехслойное устойчивое состояние, в котором ионный ток имеет вид трех слоев чередующейся полярности. В окрестности центральной плоскости ТТС имеется токовый слой, полярность которого противоположна стандартной модели Харриса. Толщина этого слоя примерно в три раза больше толщины центрального слоя в стандартной (нерасщепленной) модели. С каждой стороны центрального слоя расположен один боковой токовый слой противоположной полярности по сравнению с центральным слоем. Полные токи каждого из двух боковых токовых слоев несколько меньше полного тока центрального слоя. В совокупности все три слоя создают полный ток, который в точности обеспечивает заданные граничными условиями скачок магнитного поля B_x , равный $2B_0$.

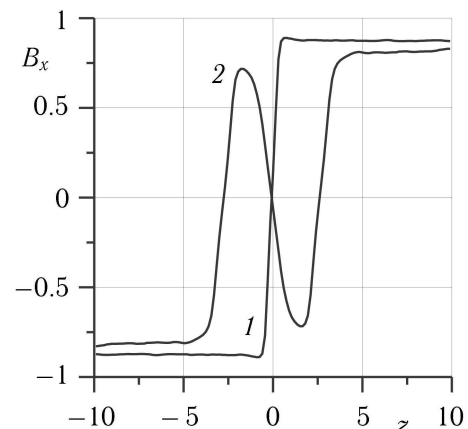
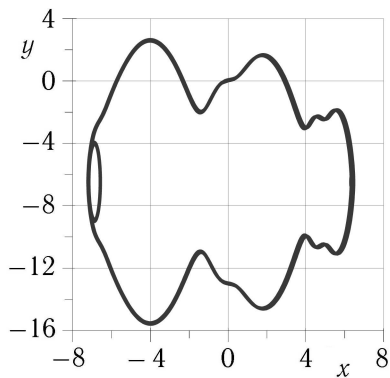
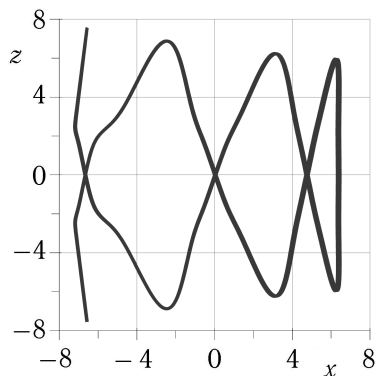
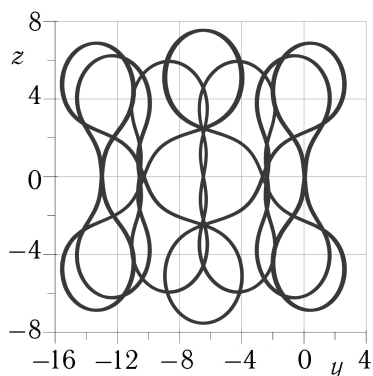


Рис. 2. Профиль магнитного поля $B_x(z)$. Стандартный ТТС (кривая 1), трехслойный ТТС (кривая 2)

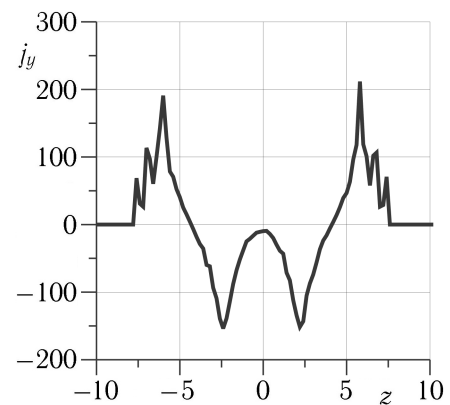
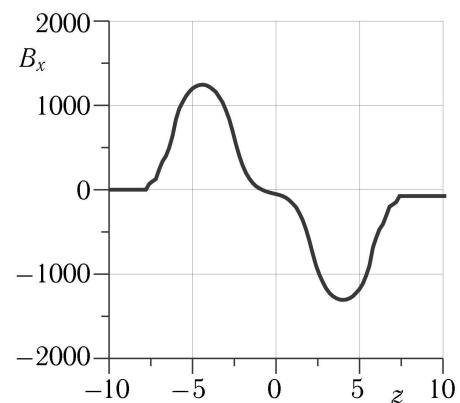
В трехслойной конфигурации ТТС как пролетные, так и квазизахваченные ионы создают ток, имеющий отрицательное направление в центре слоя. В отличие от классической однослойной модели трехслойный ТТС обеспечивает большее разнообразие замкнутых траекторий ионов. Для каждого значения скорости ионов имеется несколько типов периодических замкнутых траекторий, которые отличаются количеством пересечений главной плоскости слоя в расчете на один период. Приведем пример периодической траектории для ионов со скоростью $v = 2v_T$: на рис. 3 показана проекция на плоскость (x, y) , на рис. 4 — проекция на плоскость (x, z) и на рис. 5 — проекция на плоскость (y, z) . Соответствующие графики парциальной плотности тока j_y и магнитного поля B_x

Рис. 3. Плоскость (x, y) Рис. 4. Плоскость (x, z) Рис. 5. Плоскость (y, z)

показаны на рис. 6 и 7. Парциальный ток имеет трехслойную структуру, причем средний слой состоит фактически из двух изолированных слоев одинаковой полярности, парциальное поле имеет небольшое плато в центральной области слоя.

Компьютерный эксперимент показывает, что для трехслойного ТТС среднее время жизни пролетных частиц в окрестности слоя превышает аналогичную характеристику для однослойной структуры ТТС. Полное поле, создаваемое всеми частицами, влетающими в слой сверху и снизу, можно представить в виде

$$\mathbf{B} = \int_{v, \theta, \varphi} I(v, \theta, \varphi) \mathbf{B}^i(v, \theta, \varphi) dv d\theta d\varphi,$$

Рис. 6. Парциальная плотность тока $j_y(z)$ Рис. 7. Парциальное магнитное поле $B_x(z)$

где $I(v, \theta, \varphi)$ — плотность потока на входе в слой, $\mathbf{B}^i(t, v, \theta, \varphi)$ — парциальное поле, которое было бы создано однородным потоком частиц с единичной плотностью, влетающих в слой с указанными скоростью и углами, движущихся в магнитном поле \mathbf{B} . Выделим среди всех ионов пролетные и захваченные (долгоживущие). Пролетные ионы пересекают слой несколько раз (небольшое число) и уходят в область однородного поля. Долгоживущая частица совершает циклическое движение, многократно пересекая ТТС, поэтому создаваемое ей парциальное поле можно считать пропорциональным времени жизни и некоторому стандартному полю $\mathbf{B}^{i0}(v, \theta, \varphi)$. Поэтому для долгоживущих частиц выражение для парциального поля можно записать в виде $\mathbf{B}^i(v, \theta, \varphi) = \mathbf{B}^{i0}(v, \theta, \varphi) T(v, \theta, \varphi)$, где $T(v, \theta, \varphi)$ — время жизни (от первого пересечения слоя до последнего), $\mathbf{B}^{c0}(v, \theta, \varphi)$ — парциальное поле, создаваемое долгоживущей частицей за единицу времени. Аналитическое исследование (выходящее за рамки настоящей работы) показывает, что $\mathbf{B}^{i0}(v, \theta, \varphi)$ является ограниченной функцией своих аргументов, $T(v, \theta, \varphi)$ имеет в высшей степени сложную фрактальную структуру [10]. Это означает, что имеется бесконечный набор параметров влета (v_k, θ_k, φ_k), что время жизни стремится к бесконечности при

$(v, \theta, \varphi) \rightarrow (v_k, \theta_k, \varphi_k)$, направления $(v_k, \theta_k, \varphi_k)$ образуют бесконечное множество фрактальной структуры. Назовем средним временем жизни значе- ние величины $\langle T \rangle = \langle T(v, \theta, \varphi) \rangle$, усредненное по (v, θ, φ) с учетом плотности потока падающих частиц. Так как величина $\langle T \rangle$ для трехслойного ТТС больше, чем для однослойного, относительная доля ионов, проводящих много времени в окрестности слоя и создающих, таким образом, инверсный ток в средней части слоя, относительно больше. Именно это и является тем фактором, который обеспечивает устойчивость трехслойного ТТС.

Компьютерный эксперимент показывает, что трех- слойный ТТС является устойчивым. Это означает, что вариации плотности тока и магнитного поля, вызванные внешними по отношению к слою причинами (например, увеличение или уменьшение плотности потока ионов, асимметрия потока сверху и снизу, изменение средней тепловой скорости и т. д.), не приводят к изменению топологической структуры слоя. После восстановления исходных параметров ТТС возвращается к первоначальному трехслойному состоянию. На рис. 8 показана эволюция магнитного поля $B_x(z, t)$ после того, как магнитное поле трехслойного ТТС было деформировано за счет асимметричного импульса в потоке ионов, облучающих слой снизу. После прохождения ионного импульса профиль поля $B_x(z)$ показан на кривой 1 на рис. 8. После возвращения функции распределения к стандартной форме смещенного максвелловского распределения магнитное поле также возвращается к стандартной трехслойной конфигурации ТТС, эволюция с равными шагами во времени показана на рис. 8, кривые 2, 3, 4.

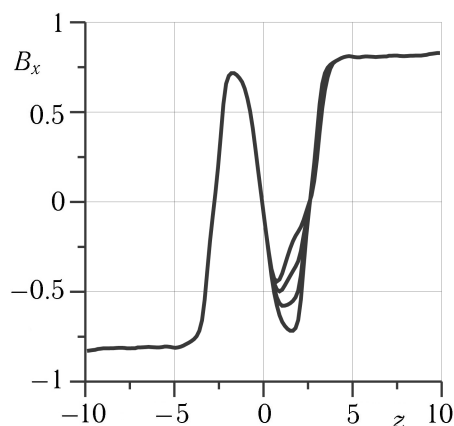


Рис. 8. Иллюстрация устойчивости трехслойного ТТС

Вместе с тем устойчивость слоя имеет место при условии достаточной асимметрии максвелловского распределения ионов, облучающих слой. Если увеличить значение ε до 0.5, трехслойный ТТС становится неустойчивым и быстро трансформируется к однослойной форме ТТС.

Для равновесной устойчивой конфигурации трех- слойного ТТС парциальное магнитное поле име-

ет различную структуру в зависимости от ско- рости ионов. Для оценки вклада ионов опреде- ленной скорости в магнитное поле трехслойно- го ТТС мы используем усреднение по старто- вому углу при пересечении опорной плоскости, $\langle \mathbf{B} \rangle = \int I \mathbf{B}(v, \theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi$. Среднее собствен-

ное магнитное поле ионов малой, $\varepsilon \in (0.4, 0.7)$, сред- ней $\varepsilon \in (0.9, 1.3)$, и большой энергии $\varepsilon \in (1.5, 2.1)$ также имеет трехслойную конфигурацию, что и способствует поддержанию устойчивого состояния трехслойного ТТС. Среднее собственное магнитное поле ионов промежуточной энергии, $\varepsilon \in (0.7, 0.9)$ и $\varepsilon \in (1.3, 1.5)$, а также быстрых ионов, $\varepsilon > 2.1$, имеет однослойную конфигурацию.

В настоящей работе мы не приводим результаты моделирования электронной компоненты космиче- ской плазмы в окрестности ТТС. Отметим только, что подключение электронной компоненты при об- щепринятых параметрах [1–8] не влияет на основ- ной вывод об устойчивости трехслойного ТТС.

Попытка обнаружить устойчивое состояние ТТС с числом точек инверсии больше трех не увенчалась успехом. Начальное состояние с пятью и более точ- ками инверсии быстро разрушается и превращается в трехслойное.

Выводы

В настоящей работе методом компьютерного мо- делирования показана возможность существования в дальней области магнитосферы Земли устойчивых тонких токовых слоев более сложной структуры, чем это предполагалось во всех предшествующих публикациях.

Литература

1. Ness N.F. // J. Geophys. Res. 1965. **70**. P. 2989.
2. Pulkkinen T.I., Baker D.N., Mitchell D.G. et al. // J. Geophys. Res. 1994. **99**. P. 5793.
3. Sergeev V.A., Pulkkinen T.I., Pellinen R.J. // J. Geo- phys. Res. 1996. **101**. P. 13047.
4. Sergeev V.A., Mitchell D.G., Russell C.T., Wil- liams D.J. // J. Geophys. Res. 1993. **98**. P. 17345.
5. Pulkkinen T.I., Baker D.N., Owen C.J. et al. // Geo- phys. Res. Lett. 1993. **20**. P. 2427.
6. Runov A., Nakamura R., Baumjohann W. et al. // Geo- phys. Res. Lett. 2003. **30**, N 2. P. 1036.
7. Asano Y., Mukai T., Hoshino M. et al. // J. Geophys. Res. 2003. **108**. P. 1019.
8. Zelenyi L.M., Sitnov M.I., Malova H.V., Sharma A.S. // Nonlinear processes in Geophysics. 2000. **7**. P. 127.
9. Buchner J., Zelenyi L.M. // J. Geophys. Res. 1989. **94**. P. 11821.
10. Chen J., Rexford J.L., Lee Y.C. // Geophys. Res. Lett. 1990. **17**. P. 1049.

Поступила в редакцию
17.05.05