

ГИБРИДНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЛАЗМЫ КОСМИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА: МОДЕЛИ С ПРЕДСТАВЛЕНИЕМ ЭЛЕКТРОНОВ В ВИДЕ БЕЗМАССОВОЙ ЖИДКОСТИ.

6. ТОКОВЫЕ СЛОИ ГЕОМАГНИТНОГО ХВОСТА*

1. Введение

Слои электрического тока (“токовые слои”) играют важную роль в космической плазме. Они являются фундаментальными структурами для многих физических явлений и появляются главным образом в областях контакта магнитных полей различной структуры. Например, центральный плазменный слой в магнитосферных хвостах, разделяющий магнитные поля противоположного направления, или магнитопауза как граница между областями плазмы различного происхождения. Именно при прохождении поперек токового слоя происходит скачкообразное (разрывное) изменение магнитного поля. Во многих случаях токовые слои ассоциируются с МГД разрывами, в частности с безударными разрывами

Токовые слои называются тонкими в том случае когда их размеры (ширина, толщина) оказываются порядка ионных гирорадиусов. При этих условиях движение ионов становится неадиабатическим и не связанным с движением электронов. Поэтому жидкостное описание (в частности, МГД), часто используемое как модель крупномасштабных процессов, становится неприменимой для описания детальной динамики этих слоев. В следствии этого необходимо использовать или гибридную, или полностью кинетическую модели. Формирование тонких токовых слоев играет важную роль в динамических плазменных процессах солнечной короны и магнитосферы Земли. Особая важность таких слоев состоит в том, что их формирование приводит к более мелким масштабам плазменных и магнитных конфигураций вследствие чего нарушаются условия применимости идеальной магнитогидродинамики, которая является очень хорошим приближением для космической плазмы при ее изменениях на макроскопических масштабах. Нарушение условий идеальной МГД может привести к выбросу энергии, а конфигурация системы может стать неустойчивой. Эта концепция является основой моделей солнечных вспышек и суббурь в магнитосфере Земли.

* Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований, проект № 96-01-01171а.

Настоящая работа является продолжением серии обзоров по численному гибриднему моделированию плазмы космического пространства [1-5] и посвящена моделированию тонких токовых слоев преимущественно магнитного хвоста магнитосферы Земли. Ряд вопросов, связанных с токовыми слоями, были затронуты в предыдущих обзорах серии. Рассматривались работы по моделированию: безударных разрывов (которые фактически являются токовыми слоями) [3]; неустойчивости Кельвина-Гемгольца [4]; пересоединению силовых линий магнитного поля [5], которое тесно связано с формированием и эволюцией токовых слоев. В этом обзоре внимание обращается на следующие вопросы: токовые слои невозмущенного геомагнитного хвоста; формирование токовых слоев; динамика ионов токовых слоев; формирование и эволюция плазматидов.

2. Некоторые понятия и определения

В исследованиях космической плазмы большое внимание уделяется магнитосфере Земли (Рис.1), что связано с наличием большого числа данных, полученных с помощью наблюдений как с Земли, так и с космических аппаратов. На рис.1 в левом верхнем углу показаны направления осей “стандартной” (солнечно-магнитосферной) системы координат, наиболее часто используемой при исследовании задач, связанных с магнитосферой: ось x лежит на линии Земля-Солнце по направлению к Солнцу; ось z направлена на север; дополняет систему ось y в направлении утро-вечер.

Солнце генерирует плазму - солнечный ветер (СВ) (основной компонент водород, несколько процентов гелия), который распространяется за пределы Солнца. СВ является высокоскоростным (400км/с) высокопроводящим потоком радиально истекающей разреженной (концентрация 5 см^{-3}) солнечной плазмы. Магнитосфа Земли формируется за счет взаимодействия сверхзвукового потока замагниченной плазмы СВ с дипольным геомагнитным полем и представляет собой своеобразную полость (каверну) в потоке СВ, заполненную заряженными частицами и ограждающую Землю от непосредственного соприкосновением с СВ.

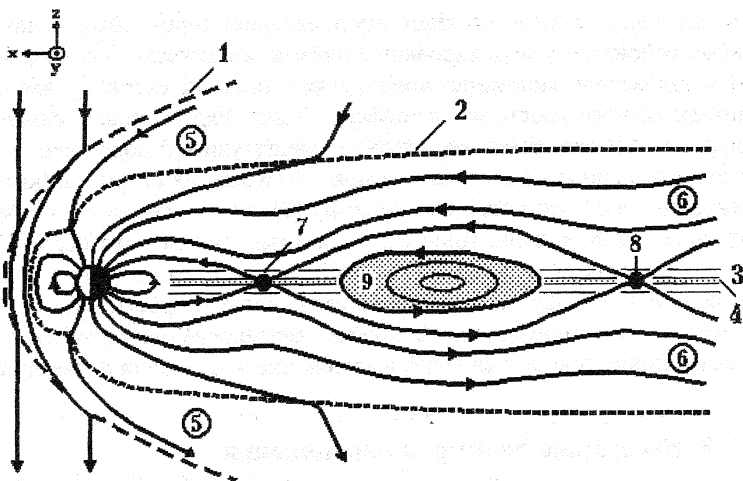


Рис. 1. Схематическое изображение магнитосферы. 1 - головная ударная волна, 2 - магнитопауза, 3 - плазменный слой, 4 - токовый слой, 5 - магнитослой, 6 - геомагнитный хвост, 7 - нейтральная линия суббури, 8 - удаленная нейтральная линия, 9 - плазмод.

Внешняя граница магнитосферы, носящая название магнитопаузы, удалена от Земли в среднем на $\approx 10R_E$ и представляет собой токовый слой, в котором динамическое давление солнечного ветра (ρv^2) уравнивает магнитное давление дипольного поля Земли ($B^2/8\pi$). На расстоянии около $5R_E$ от магнитопаузы в направлении к Солнцу в потоке солнечного ветра находится стоячая головная ударная волна, обусловленная тем, что скорость солнечного ветра превышает скорость, с которой движутся в направлении от Солнца волны сжатия, отклоняющие солнечный ветер вокруг магнитосферы. Переходной слой (магнитослой) - область сжатой и нагретой плазмы солнечного ветра, отделяющая головную ударную волну от магнитосферы.

Геомагнитный хвост - область на ночной стороне магнитосферы, где дипольное поле Земли вытянуто в направлении от Солнца в виде длинного цилиндрического шлейфа диаметром $\sim 40R_E$ и длиной более $1000R_E$. Он состоит из токового слоя (называемым также нейтральным слоем), который разделяет две области с противоположно направленным магнитным полем (доли геомагнитного хвоста). Между долями геомагнитного хвоста расположен плазменный слой - область с повышенной

концентрацией горячей плазмы с очень слабым магнитным полем. Толщина плазменного слоя $\approx 5R_E$, энергия магнитного поля в нем меньше или порядка тепловой энергии частиц. Плазменный слой образован плазмой солнечного ветра, нагретой процессами внутри магнитосферы до $\approx 5 \times 10^7 K$, и ускоренными ионосферными ионами. Ток, ответственный за резкое изменение направления магнитного поля в разных долях хвоста, протекает в нейтральном токовом слое внутри плазменного слоя. Этот ток, текущий поперек хвоста, направлен с утренней стороны на вечернюю. Он обусловлен дрейфом заряженных частиц под воздействием центробежной силы (центробежный дрейф) и силы, связанной с градиентом магнитного поля (градиентный дрейф).

В плазменном слое могут происходить разряды, сопровождающиеся выделением огромного количества магнитной энергии ($\sim 1.5 \times 10^{11} \text{Вт}$), что приводит к возникновению ярких полярных сияний в полярных областях ионосферы Земли и к выходу в межпланетное пространство гигантских пузырей горячей плазмы ($75R_E \times 75R_E$), называемых плазмоидами, которые удерживаются как целое благодаря тому, что они как бы нанизаны на замкнутые силовые линии магнитного поля. Магнитная структура плазмоида состоит из замкнутых петлеобразных (в более общем трехмерном случае - спиральных) линий магнитного поля, образующих жгут магнитного потока.

Процессы пересоединения магнитных силовых линий межпланетного магнитного поля (IMF) и дипольного поля Земли существенным образом определяют структуру и динамику магнитосферы. Магнитное пересоединение должно происходить в малых областях магнитопаузы, где в результате развития плазменных неустойчивостей возрастает сопротивление плазмы и нарушается условие вмороженности магнитных силовых линий в плазму. Наиболее благоприятной ситуацией для протекания процесса пересоединения является наличие у IMF значительной компоненты южного направления, которая антипараллельна магнитному полю Земли в подсолнечной точке магнитопаузы. СВ увлекает пересоединенные силовые линии магнитного поля Земли, которые образуют затем протяженный геомагнитный хвост магнитосферы.

Затекающая в магнитопаузу плазма на расстояниях от Земли порядка $100R_E$ достигает плоскости, разделяющей хвост на северную и южную половины (доли) с противоположным направлением магнитного поля. Под воздействием сжатия с обеих сторон в этом месте происходит пересоединение силовых линий двух долей хвоста. В области пересоединения формируется "удаленная" нейтральная линия (X-линия) (Рис.1), на которой магнитное поле обращается в нуль. Со стороны Земли пересоединенные силовые линии образуют магнитную ловушку, в которой удержива-

ются частицы плазменного слоя. Под воздействием силы натяжения магнитных силовых линий происходит конвекция этой плазмы в направлении Земли. Магнитные силовые линии, дрейфующие вместе с частицами плазменного слоя, обтекают Землю с обеих сторон и в конце концов возвращаются на дневную магнитопаузу. В стационарных условиях темп удаления пересоединенного магнитного потока с дневной магнитопаузы в хвост магнитосферы должен равняться темпу его возвращения из хвоста на дневную магнитопаузу. Полный цикл конвекции для типичных параметров СВ составляет 3-6 часов.

Основные обозначения.

c - скорость света; e - величина заряда электрона; q_s - заряд иона сорта s ;

d - полутолщина токового слоя, $d = \delta/2$; L_x - длина системы в x направлении;

m_s - масса частицы сорта s : $m \equiv m_e$ - масса электрона; $M \equiv m_i$ - масса иона;

n_s - концентрация частиц сорта s ; p , $p = nk_B T$ - давление; k_B - постоянная Больцмана;

$R_E = 6370 \text{ км}$ - радиус Земли; R_L - ионный гирорадиус; $R_L = \delta_i \beta_i^{1/2}$; T_s температура частиц сорта s ; $V_A \equiv C_A \equiv V_0 / (4\pi n_0 M)^{1/2}$ - альфвеновская скорость; $\Omega_i / \omega_{pi} = V_A / c$; V_0 и n_0 - "базовые" значения магнитного поля и ионной (=электронной) плотности.

$\beta_s = n_s k_B T_s / (B^2 / 8\pi)$ - отношение локальных значений давления компоненты "s" плазмы к магнитному давлению. $\gamma = C_p / C_v$ - отношение удельных теплоемкостей;

γ_1 - инкремент нарастания неустойчивости, $\gamma_1 = \text{Im} \omega$ при представлении комплексной частоты в виде $\omega = \omega + i\gamma_1$; δ , Δ - толщина и ширина токового слоя, $\delta = 2d$; $\delta_s \equiv c / \omega_{ps} = V_A / \Omega_s$ - длина инерции (или "бесстолкновительная скин-глубина") частиц сорта s ; $\lambda_{i0} \equiv \delta_{i0}$ - ионная длина инерции в начальный момент времени; η - сопротивление плазмы; $\sigma = 1/\eta$ - проводимость плазмы; $\rho = M n$ - массовая плотность; ω , \mathbf{k} - частота и волновой вектор колебаний; $\omega = \omega_r + i\omega_{im}$; $\omega_{ps} \equiv (4\pi q_s^2 n_0 / m_s)^{1/2}$ - плазменная частота частиц сорта "s"; $\Omega_s \equiv q V_0 / m_s c$ - гирочастота частиц сорта s ;

\mathbf{B} - магнитное поле; $\mathbf{b} = \mathbf{B}/B$ - единичный вектор в направлении магнитного поля;

\mathbf{E} - электрическое поле; $\hat{\mathbf{I}}$ - единичный тензор; \mathbf{j} - плотность электрического тока.

\mathbf{u} - скорость потока плазмы; \mathbf{v} - скорость частицы (иона); \mathbf{V} - скорость потока компоненты плазмы (например, электронов V_e) или плазмы; x - пространственная координата в 2-D (x, z);

Значения векторных величин обозначаются тем же самым символом, например, $\mathbf{V}=|\mathbf{V}|$.

Нижние индексы: “||” и “⊥” обозначают продольные и поперечные компоненты векторов; “s” - сорт частиц, в частности: e - электрон; i - ион; p - протон. “p” - плазма (в ω_{ps}); “0” - обозначает начальное значение величины.

Размерность рассматриваемой задачи определяется размерностью конфигурационного пространства и обозначается с использованием символа D. Например, 1-D обозначает одномерную модель, в которой используется только одна пространственная переменная. При этом для векторных величин (скорости частиц, электрическое и магнитное поля) могут учитываться все три компоненты. В последнее время в ряде работ по гибриднему моделированию используется терминология PIC-моделирования: размерность задачи определяется по формуле $D[.]=(d+d_v)/2$ (d-размерность конфигурационного пространства; d_v - размерность пространства скоростей). В данной работе размерность “PIC-метода” используется только в случае $D_{21/2}=(d(=2)+d_v(=3))/2$ соответствующем двум пространственным координатам и трем компонентам скорости.

N_c - число ячеек пространственной сетки. N_{pc} - число ионных частиц, приходящихся на ячейку пространственной сетки (обычно в начале расчета ($t=0$)).

Аббревиатуры:

CB - Солнечный Ветер; МГД - Магнитная Гидродинамика;
CAM-CL - (численный алгоритм) Current Advance Method-Cyclic Leapfrog.

IMF - Interplanetary Magnetic Field: Межпланетное магнитное поле.
PIC - Particle-in-Cell: метод численного моделирования “частиц в ячейке”;
TCS - Thin Current Sheet : тонкий токовый слой;

МГД разрывы: UB - Ударная Волна; IS - Intermediate Shock - промежуточная ударная волна; RD - Rotational Discontinuity - вращательный разрыв; TDIS - Time-Dependent Intermediate Shock - нестационарная промежуточная ударная волна.

3. МГД модели описания процессов в плазме

Существует три основных способа математического описания поведения плазмы: рассмотрение движения отдельных заряженных частиц (молекулярная динамика, РС-метод, Монте-Карло моделирование, метод пробных частиц); статистический метод (решение кинетического уравнения для функции распределения частиц); гидродинамическая теория. Методы магнитной гидродинамики (МГД) занимают важное место в исследованиях плазмы. Это обусловлено во-первых относительной простотой их математического описания и, во-вторых, наглядностью описания за счет использования усредненных величин.

Самым простым гидродинамическим описанием бесстолкновительной плазмы является теория идеальной магнитной гидродинамики (ИМГД). Решениями линеаризованных уравнений этого приближения являются хорошо известные МГД волны, которые (за некоторым исключением) являются так же низкочастотным пределом ($\omega \rightarrow 0$) линеаризованных уравнений двух-жидкостной теории, содержащей в своей общей форме эффекты инерции как электронов, так и ионов. При исключении из рассмотрения энергии электронов ($m=0$) упрощенные уравнения двух-жидкостной теории становятся идентичными уравнениям ИМГД, за исключением закона Ома, в котором появляется холловский член $E_{\text{Hall}} = (\mathbf{J} \times \mathbf{B}) / (cn_e e)$. По этим причинам, такая теория получила название "холловская МГД" (ХМГД). Вообще говоря, теория ХМГД относится к плазменным процессам, протекающим на масштабах длины меньших чем ионная длина инерции ($l < \delta_i = c/\omega_{pi}$) и на временных масштабах малых по сравнению с ионным гиропериодом ($t < \Omega_i^{-1}$). В приближении безмассовой жидкости скорость центра масс становится $\mathbf{V} = \mathbf{V}_i$ и простейший вариант уравнений резистивной несжимаемой ХМГД (РХМГД) можно записать в виде:

$$\begin{aligned} \partial \rho / \partial t + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) &= 0, \quad \rho (\partial / \partial t + \mathbf{V} \nabla \cdot) \mathbf{V} + \nabla \cdot (\mathbf{P} + \mathbf{B}^2 / 8\pi) = 0, \quad \partial \mathbf{B} / \partial t = -c \nabla \times \mathbf{E}, \\ \mathbf{j} &= c \nabla \times \mathbf{B} / 4\pi, \quad \mathbf{E} = -\nabla \phi / en_e + \eta \cdot \mathbf{j} - (\mathbf{V}_e \times \mathbf{B}) / c + (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) / en_e c, \quad \frac{d}{dt} \frac{P}{\rho} = 0. \end{aligned} \quad (1)$$

При отсутствии холловского поля E_{Hall} в правой части обобщенного закона Ома для системы уравнений (1) используется название "резистивная МГД" (РМГД). В ИМГД приближении помимо пренебрежения членом E_{Hall} полагается и отсутствие конечного сопротивления ($\eta=0$). Для столкновительной плазмы (т.е. РМГД; $\eta \neq 0$) используется приближение адиабатической среды $\gamma=5/3$, а для бесстолкновительной плазмы (ИМГД, ХМГД) более подходящим оказывается изотермическое приближение $\gamma=1$. При этом последнее соотношение в (1) принимает вид $P/\rho = \text{const}$.

Хотя МГД-приближение с успехом использовалось на протяжении

нескольких десятилетий, существуют явления, представляющие большой интерес с точки зрения физики, которые МГД теория не в состоянии описать адекватным образом. МГД-приближение нарушается в случае очень слабого магнитного поля, в частности, в тонких токовых слоях, таких, как магнитопауза и нейтральный слой геомагнитного хвоста. Справедливость МГД-модели сомнительна и при наличии сильных токов, параллельных магнитному полю, j_{\parallel} так как член ηj_{\parallel} в (1) может стать существенным. В этих случаях для адекватного описания поведения плазмы следует использовать кинетическую теорию и/или методы, основанные на траекториях частиц, в частности PIC-метод.

МГД приближение основано на макроскопической точке зрения, описывая явления на временных и пространственных масштабах больших по сравнению с гиромасштабами частиц. Описание мелкомасштабных явлений вводится в теорию посредством соответствующих усреднений. В РМГД предполагается, что основные диссипативные эффекты, обусловленные взаимодействием между микрополями и частицами, включают обмен моментами между ионами и электронами. Усредненные эффекты передачи импульса (электрон-ионного переноса момента), проявляющиеся в областях с флуктуациями не МГД-типа (например, в тонких токовых слоях), могут быть промоделированы путем подходящей локализацией сопротивления в МГД-уравнениях. Справедливость РМГД происходит из того факта, что кинетическое и гибридное моделирование неустойчивости магнитного хвоста обычно демонстрируют динамику, сходную с результатами моделирования в рамках РМГД [6-8]. Структура мод определяется ИМГД, которая оказывается справедливой почти повсюду за исключением локализованной области диссипации, в то время как неидеальный диссипативный механизм имеет решающее значение для начала неустойчивости. Вторым приближением обычно используемым в МГД является приближительная изотропность тензора давления.

В численном моделировании обычно используются два различных МГД подхода. В *глобальном моделировании* магнитосферы, солнечного ветра (СВ), ионосферы и т.д. вычислениям обычно предшествует динамическое задание некоторого начального состояния (см., например, [9-14]). Такое приближение хорошо подходит для изучения связанного поведения системы в целом. С другой стороны, оно менее пригодно для изучения отдельных явлений. Кроме того, необходимость рассмотрения большой системы приводит к ограничениям на разрешимость для исследования деталей поведения. В другом подходе рассматривается относительно небольшая область полной системы (например, геомагнитный хвост). При этом можно достичь значительно большее разрешение деталей за счет использования более мелких шагов во времени и по простран-

ству.

Первоначально в теоретических исследованиях магнитосферы главное внимание уделялось крупномасштабным явлениям и процессам. Основные усилия были направлены на вывод МГД уравнений для описания динамики магнитосферной плазмы. На основе этих уравнений были разработаны многие полезные концепции, благодаря которым был достигнут определенный прогресс в понимании физических явлений, включая понятие о конвекции в магнитосфере, общей форме магнитосферы и ее зависимости от свойств падающего на нее СВ. Математическое описание на основе МГД-уравнений имеет свои преимущества и свои недостатки. С одной стороны, такое описание позволяет получить определенное понимание явлений в магнитосфере даже в условиях довольно ограниченного числа исследований магнитосферных областей и при наличии довольно неточного знания физических параметров. С другой стороны, МГД-описание исключает современное понимание микроскопической природы и сложного “переплетения”, свойственное многим плазменным процессам в магнитосфере, которые тем не менее могут иметь глобальные последствия. На современном этапе исследований магнитосферы часто встречаются проблемы, решение которых лежит вне рамок МГД-описания. В крупномасштабной и долговременной эволюции магнитосферы доминирующую роль играют МГД процессы, несмотря на то, что микроскопические процессы, описание которых лежит вне рамок МГД теории, могут превалировать на малых пространственных и временных масштабах. Однако, глобальная эволюция системы может решающим образом зависеть от правильного представления кинетических процессов. Например, описание кинетических эффектов просто в виде коэффициента сопротивления в ряде случаев может стать неадекватным.

Разрывы в МГД теории. Гидродинамическим и МГД ударным волнам, а также другим МГД-разрывам, посвящена обширная литература (см., например, монографии [15-18]). В магнитогидродинамике в общем случае изотропной плазмы существуют следующие типы разрывов (когда $V \neq 0$): ударные волны (УВ), для которых отличны от нуля скачки всех магнитогидродинамических величин; альфвеновские (вращательные: RD) разрывы, на которых испытывают скачки только тангенциальные компоненты скорости и магнитного поля; контактные разрывы, на которых испытывают скачки плотность и плотность энтропии. Если магнитное поле лежит в плоскости разрыва ($B_x = 0$), то скачок испытывают тангенциальные компоненты скорости и магнитного поля. Такой разрыв по аналогии с газодинамикой называется тангенциальным разрывом.

Соотношения Ренкина-Гюгонио (см. [15-18]) связывают два состояния плазмы на различных сторонах разрыва. В соответствии с этими

соотношениями существует шесть решений ударного типа. Наиболее известными являются быстрая и медленная ударные волны, а оставшиеся четыре решения являются промежуточными УВ (IS). В IS происходит переход от сверхальфвеновских к доальфвеновским скоростям потока. Одним из важных свойств IS, отличающим их от быстрой и медленной УВ, является вращение на угол 180° в плоскости УВ тангенциальной по отношению к УВ компоненты магнитного поля. Как и все УВ, IS должны удовлетворять условию копланарности (т.е., допустимо вращение только на углы 0° и 180°), в отличие от RD, в которых допустимо вращение на любой угол. Другим отличительным свойством IS является то, что для тех же самых условий в области перед фронтом IS могут иметь два различных состояния в области за фронтом. В рамках диссипативной МГД также могут существовать некопланарные IS, в которых вращение магнитного поля происходит на угол отличный от 180° . Однако, эти так называемые “нестационарные промежуточные УВ” (TDIS) должны с необходимостью эволюционировать во времени, поскольку законы сохранения не позволяют существовать устойчивым некопланарным структурам за исключением RD. Более подробное описание свойств IS и обзор работ по гибриднему моделированию этих УВ приведены в [2].

4. Гибридная модель: электроны безмассовая жидкость; ионы - частицы

Численные модели, описывающие гидродинамическое поведение плазмы, не включают физические эффекты, рассмотрение которых в ряде приложений представляет значительный интерес (например, эффекты, связанные с ионами в плазме с большим β , многопоточность движения, эффекты отражения и т.д.). Физические процессы, протекающие на расстояниях порядка нескольких длин инерции ионов, также не описываются МГД уравнениями. С другой стороны, кинетические модели, в частности техника моделирования “частиц-в-ячейке” (PIC), приводят к более детальному описанию поведения плазмы, чем это требуется для макроскопического исследования. Полное численное моделирование, при котором все компоненты плазмы представляются в виде набора дискретных частиц, оказывается очень трудной задачей по причине значительных затрат компьютерных ресурсов и в первую очередь времени. В PIC-методе шаг по времени выбирается с учетом разрешения электронного временного масштаба. С другой стороны, для получения физически интересных результатов в случае низкочастотных процессов, часто исследуемых в задачах физики космического пространства, расчеты необходимо проводить до времен, значительно превышающих ионные временные масштабы (десятки, сотни, а то и тысячи гиро периодов ионов).

В ряде задач физики плазмы при исследовании конкретных процессов, протекающих на определенных пространственных и временных масштабах, отсутствует необходимость рассматривать явления, происходящие на более коротких или более длинных масштабах по пространству и времени. В этом случае при численном моделировании разумно использовать гибридные коды - коды, в которых для различных компонент плазмы применяются различные модели среды. В общем случае для описания равновесных компонент плазмы используется гидродинамическое описание с использованием моделей различной сложности и полноты (ИМГД, МГД с учетом резистивных, холловских и других эффектов). Неравновесная компонента плазмы (с сильно отличающейся от равновесной (максвелловской) функцией распределения) описывается в кинетическом представлении. Наиболее удобно такую неравновесную компоненту рассматривать в виде набора дискретных частиц и для нахождения самосогласованного решения использовать PIC-метод.

Довольно часто для изучения физических процессов в плазме с магнитным полем можно применять метод частиц только для ионной компоненты, а электроны рассматривать как жидкость (газодинамическая модель). В этих моделях плазма считается квазинейтральной и в уравнениях Максвелла пренебрегается током смещения. В рамках этого приближения движение частиц плазмы должно рассматриваться как нерелятивистское. Условие квазинейтральности предполагает, что электронная плотность почти равна ионной плотности. Для того чтобы проследить эволюцию системы на больших временных интервалах и в большей области пространства необходимо полностью устранить динамику быстрых электронов. Это достигается за счет применения гибридных кодов, в которых ионы рассматриваются как частицы, а электроны как безмассовая жидкость ($m=0$). В численном моделировании с применением такой гибридной модели хорошо воспроизводятся физические процессы, протекающие на ионных масштабах длины (δ ; R_L) и времени (Ω_i^{-1}). При этом из расчетов устраняются плазменная частота и гирочастота электронов.

Общая схема расчетов по гибридной модели выглядит следующим образом:

- из уравнений Ампера и Фарадея определяются электромагнитные поля;
- параллельное электрическое поле вычисляется из уравнения движения электронной компоненты плазмы;
- моделируется динамика ионной компоненты методом частиц и определяются макроскопические характеристики ионов (как моменты их функции распределения);
- решается уравнение для электронной температуры.

Довольно часто при рассмотрении задач плазмы космического пространства расстояния измеряются в единицах ионной длины инерции δ_i , а время в Ω_i^{-1} . В гибридном моделировании используются основные безразмерные переменные (верхний индекс "old" относится к размерным величинам): расстояние $x=x^{\text{old}}/\delta_i$ и время $\tau=t^{\text{old}}/(\Omega_i^{-1})=\Omega_i t^{\text{old}}$. Нормализация остальных переменных проводится на основе этих величин: скорость $v=v^{\text{old}}/V_A$; электрическое поле $E=(q/M\Omega_i V_A)E^{\text{old}}$; $B=(q/M\Omega_i c)B^{\text{old}}$; плотность тока $j=(1/qn_0 V_A)j^{\text{old}}$; векторный потенциал магнитного поля $A=(q/Mc V_A)A^{\text{old}}$; $\eta=\alpha_2 \eta^{\text{old}}$, $\alpha_1=q/MV_A^2$, $\alpha_2=q^2 n_0/M\Omega_i=c\omega_i/4\pi V_A$, $\alpha_3=V_A^2 n_0 M=B_0^2/4\pi$. В безразмерных переменных основные уравнения гибридной модели записываются в виде:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mathbf{j}_\perp \quad (\text{закон Ампера}), \quad (2a)$$

$$\nabla \times \mathbf{E}_\perp = -\partial \mathbf{B} / \partial \tau \quad (\text{закон Фарадея}), \quad (2b)$$

$$\mathbf{E} = -\alpha_1 \nabla (n_e T_e) / en_e - \mathbf{v}_e \times \mathbf{B} + \eta \cdot \mathbf{j}, \quad (2c)$$

$$d\mathbf{v}/d\tau = \mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}, \quad dx/d\tau = \mathbf{v}, \quad (2d)$$

$$(3/2) \partial (n_e T_e) / \partial \tau + (\partial / \partial x) ((3/2) (n_e T_e) V_{ex}) + (n_e T_e) \partial V_{ex} / \partial x = \alpha_3 \eta j^2, \quad (2e)$$

$$n_e = n_i = \int f_i dv = n. \quad (2f)$$

В задачах, связанных с моделированием физических процессов в космическом пространстве, довольно часто электроны рассматриваются в изотермическом или адиабатическом ($p=n^{\gamma}$) приближении. При этом из модели (2) исчезает уравнение энергии (2e). В условии квазинейтральности (2f) f_i - функция распределения по скоростям ионов. Полная плотность тока $\mathbf{j} = -n\mathbf{v}_e + \int f_i dv$ согласно соотношению (2f) удовлетворяет условию $\nabla \cdot \mathbf{j} = 0$, из которого следует $j_{\parallel} = j_x = 0$.

При численной реализации гибридной модели вводятся дискретные сетки во времени ($\Delta\tau$; $\tau^k = k\Delta\tau$, $k=1, 2, \dots$) и по пространству (с шагами Δx), которые составляют, как правило, доли соответствующих масштабов ($\Delta\tau=0.05$, $\Delta x=0.5$). Для вычисления траекторий частиц часто используется схема перешагивания (leap-frog), в которой скорости частиц задаются на полуцелых шагах по времени, а положения частиц и поля определяются на целых временных шагах. На шаге k известны величины \mathbf{x}^k , \mathbf{E}^k , \mathbf{B}^k , $\mathbf{v}^{k-1/2}$. Дискретный аналог уравнения (2d) записывается в виде: $d\mathbf{v}/d\tau \cong (\mathbf{v}^{k+1/2} - \mathbf{v}^{k-1/2}) / \Delta\tau = \mathbf{E}^k + \mathbf{v}^k \times \mathbf{B}^k$. В магнитном члене $(\mathbf{v}^k \times \mathbf{B}^k)$ \mathbf{v}^k центрируется обычным способом $\mathbf{v}^k = (\mathbf{v}^{k-1/2} + \mathbf{v}^{k+1/2})/2$. Для определения значений полей \mathbf{E}^k и \mathbf{B}^k в точке нахождения частицы \mathbf{x}^k используется функции взвешивания $S(\mathbf{X}_j - \mathbf{x}^k)$ PIC-метода (см., [19-21]). Например, $\mathbf{E}^k = \sum_j S(\mathbf{X}_j - \mathbf{x}^k) \mathbf{E}_j^k$ (j - индекс узла

сетки). Нахождение $v^{k+1/2}$ из дискретного аналога (2d) часто осуществляется по схеме Бориса [22] (см. также [19-21]), в которой движение частицы расщепляется на раздельное движение в электрическом и магнитном полях. После нахождения $v^{k+1/2}$ вычисляется новое положение частицы $x^{k+1} = x^k + \Delta t v^{k+1/2}$.

Ионная часть тока получается путем суммирования ионных моментов с использованием функции взвешивания $S(X_j - x^k)$. При этом для получения значения скорости на целочисленном уровне v_i^{k+1} частицы дополнительно продвигаются на полшаг по времени $v^{k+1} = v^{k+1/2} + 0.5 \Delta t (E^{k+1} + v^{k+1/2} \times B^{k+1})$. В результате суммирования ионных моментов с использованием функции взвешивания $S(X_j - x^k)$ получаются скорость потока ионов V_i^{k+1} и ионная плотность n_i^{k+1} . В одномерном случае (1-D) из условия квазинейтральности получаются значения электронной плотности и скорости ($n_e = n_i = n$, $V_{ex} = V_{ix} = V_x$).

Хотя все численные коды, использующие гибридные модели, обладают подобными свойствами, имеются различия в их численной реализации. В первую очередь это относится к методам решения уравнений поля. Эти методы можно разбить на 3 основные группы [23]: метод сопротивления (закон Ома); метод предиктор-корректора; метод гамильтониана.

Метод, использующий закон Ома (при наличии “резистивного” члена $\eta \bullet j$ в (2с)) для вычисления продольной компоненты электрического поля, предложен в работе [24]. Метод был обобщен на двумерные задачи [25] и был применен для моделирования лабораторных экспериментов [26,27] по пересоединению силовых линий магнитного поля. Трехмерный линеаризованный гибридный код [28] применялся для исследования ионных колец с обращенным полем.

Метод предиктор-корректор для гибридного моделирования был предложен в работе [29] и использовался в одномерных кодах [30,31] для моделирования разогрева тяжелых ионов при развитии циклотронной неустойчивости. Метод был обобщен на двумерную геометрию [32] и использовался для изучения вращательных неустойчивостей в конфигурациях с обращенным полем [33].

В методе гамильтониана вместо скоростей частиц используются канонические моменты $P = Mv + qA/c$ ($P = v + A$; $P^{old} = MV_A P$). Описание метода приведено в работе [34]. Канонические моменты $P_{\perp} = v_{\perp} + A_{\perp}$ частиц вычисляются в полущелые моменты времени. Метод гамильтониана был использован для исследования слоя пересоединения магнитопаузы (например, в работах [35,36]).

Помимо указанных схем численной реализации гибридной модели применялись и другие методы. Среди них: метод Бориса для решения полевой части задачи был предложен в работе [37] (вместо метода предик-

тор-корректора) для моделирования альфвеновской ионно-циклотронной неустойчивости; метод Рунге-Кутты второго [38] и четвертого [39] порядка применялся как для вычисления траекторий частиц, так и для расчета полей. В работах [38,39] при интегрировании полей использовались временные подциклы на каждом шаге по времени для частиц.

Схема с циклическим перешагиванием (Cyclic Leapfrog) для решения уравнений поля использовалась в 2-D гибридном алгоритме SAM-CL [40] при моделировании многокомпонентной плазмы. В алгоритме SAM переход к следующему временному уровню осуществляется путем вычисления (продвижения вперед) плотности ионного тока: $\mathbf{j}_i^{k+1} \equiv \mathbf{j}_i^* + (\Delta t/2)(\Lambda \mathbf{E}^* + \Gamma \times \mathbf{B}^k)$ (уравнение движения SAM); $\Lambda = \sum_s S_{sj} Q_s R_{qs}$, $\Gamma = \sum_s S_{sj} Q_s R_{qs} \mathbf{v}_s^{k+1/2}$. Индекс s относится к ионам сорта s . Функция взвешивания $S_{sj} \equiv S(\mathbf{X}_j - \mathbf{x}_s^{k+1})$. В безразмерных переменных обозначение $Q_s = q_s/q_0$ соответствует заряду иона q_s , а $R_{qs} = (q_s m_0/q_0 m_s)$ отношению q_s/m_s (q_0 и m_0 - соответственно, заряд и масса "базового" иона). Через \mathbf{j}_i^* обозначена плотность ионного тока "свободного потока" $\mathbf{j}_i^*(\mathbf{x}_s^{k+1}, \mathbf{v}_s^{k+1/2}) = \sum_s S_{sj} Q_s \mathbf{v}_s^{k+1/2}$, $\mathbf{E}^* = \mathbf{E}(\mathbf{n}^{k+1}, \mathbf{j}_i^{k+1/2}, \mathbf{B}^k, \Gamma_e)$.

В гибридном моделировании процесса магнитного пересоединения в качестве начального состояния системы часто задается равновесный токовый слой Харриса [41]. В этой модели равновесия магнитное поле параллельно оси x и направлено строго антипараллельно в верхней и нижней полуплоскостях. Равновесное решение слоя Харриса представляется в виде: $B_x = B_0 \text{th}(z/\alpha)$; $n(z) = n_0 / \text{ch}^2(z/\alpha)$. B_x и n_0 характеризуют напряженность магнитного поля и концентрацию частиц вдали от токового слоя, $\alpha = \delta$ - толщина слоя. Между параметрами n_0 , T_s и B_0 имеется соотношение $n_0(T_e + T_i) = B_0^2/8\pi$. Когда в плоском токовом слое вместо изменения направления поля на противоположное происходит только поворот на конечный угол, меньший 180° , то и в этом случае равновесие плазмы и магнитного поля описывается по-прежнему моделью Харриса, в которой следует учесть наличие "ведущего поля" - компоненты магнитного поля, направленной вдоль равновесия тока (т.е. по оси y): $\mathbf{B}_x = B_x(z)\hat{e}_x + B_y\hat{e}_y$.

В ряде работ начальная конфигурация выбиралась в виде решения уравнения Власова, полученное при условиях, соответствующих геомагнитному хвосту [6,42,43]. Равновесное магнитное поле получается из функции: $A = -\ln[\text{ch}[F(x)z/\alpha]] - \ln[F(x)]$. Наиболее подходящей функцией $F(x)$ для описания изменения магнитосферного давления и B_z вдоль оси хвоста является функция (в безразмерных переменных)

$$F(x) = \left(1 + \frac{b_n x}{v \alpha}\right)^{-v} \quad [43].$$

Параметр v определяет изменение характерных величин вдоль оси x , b_n - величина нормальной компоненты магнитного

поля на границе области расчета со стороны Земли ($x=0$), а α определяет полутолщину токового слоя при $x=0$. Из теории равновесия следует выражение для концентрации:
$$n = \frac{F(x)^2}{\alpha^2 \text{ch}^2[F(x)z/\alpha]}$$

При численном гибридном моделировании структуры одномерного токового слоя с самосогласованной компонентой поля V_y для случая небольших значений нормальной компоненты ($B_z/B_0 \ll 1$) [44] начальное состояние задавалось следующим образом. С границ системы ($z = \pm L_z$) инжектировались частицы-ионы. Уравнения движения этих частиц в заданном поле ($B_x = -B_0 \text{th}(z/\alpha)$, $B_z = \text{const}$) интегрировались до тех пор, пока не достигалось стационарное состояние, в котором были сбалансированы выходящий через границы поток частиц и входящий поток новых частиц. Расчеты проводились с использованием метода предиктор-корректор [32]. Было продемонстрировано, что исследуемые токовые слои представляли собой нестационарные структуры, которые излучали несжимаемые альфвеновские волны, амплитуды которых были порядка асимптотических значений поля B_0 (значения поля в долях геомагнитного хвоста).

5. Модифицированная гибридная модель

В гибридном [45] и PIC [46] моделировании основное внимание фокусировалось на вопросе об относительной важности двух диссипативных членов в правой части закона Ома для электронов

$$\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{V}_e \times \mathbf{B} = -\frac{1}{n_e e} \nabla \cdot \hat{\mathbf{P}}_e - \frac{m}{e} \frac{d\mathbf{V}_e}{dt} \quad (3)$$

В традиционном гибридном моделировании обычно опускается последний член правой части этого уравнения, связанный с инерцией электронов, а тензор электронного давления $\hat{\mathbf{P}}_e$ заменяется на скалярное давление P , для вычисления которого обычно используется просто адиабатическое или изотермическое уравнение состояния. При исследовании бесстолкновительного пересоединения на основе D 2 1/2 гибридного моделирования для включения в модель эффектов, ответственных за нарушение условия вмороженности, авторы работ [47,48] вышли за рамки традиционной гибридной модели, добавив в модель самосогласованную эволюцию полного тензора электронного давления. Уравнение эволюции тензора электронного давления $\hat{\mathbf{P}}_e$ выглядит следующим образом :

$$\frac{\partial \hat{\mathbf{P}}_e}{\partial t} = -\mathbf{D} - \mathbf{C}, \quad (4)$$

$$\mathbf{D} = \hat{\mathbf{D}} \hat{\mathbf{P}}_e = \mathbf{V}_e \cdot \nabla \hat{\mathbf{P}}_e + \hat{\mathbf{P}}_e \nabla \cdot \mathbf{V}_e + \hat{\mathbf{P}}_e \cdot \nabla \mathbf{V}_e + (\hat{\mathbf{P}}_e \cdot \nabla \mathbf{V}_e)^T,$$

$$\mathbf{C} = \hat{\mathbf{C}} \hat{\mathbf{P}}_e = \Omega_e [\hat{\mathbf{P}}_e \times \mathbf{b} + (\hat{\mathbf{P}}_e \times \mathbf{b})^T]. \quad [45,49],$$

$$\underline{C} = \frac{\Omega_e}{\tau} (\hat{P}_e - p\hat{I}) [47,48],$$

$$\underline{C} = \Omega_e [\hat{P}_e \times \mathbf{b} + (\hat{P}_e \times \mathbf{b})^T] + \frac{\Omega_e}{\tau} (\hat{P}_e - p\hat{I}) [8].$$

τ - безразмерный временной масштаб изотропизации [8,47,48]. Выбранное значение $\tau=100$ соответствовало умеренной скорости изотропизации на временах порядка $100\Omega_e^{-1}$. Тензор \underline{D} описывает эффекты конвекции, сжимаемости и градиента скорости электронной жидкости, а \underline{C} - тензор, описывающий циклотронную динамику. Верхний индекс "Т" обозначает транспонированную матрицу. В уравнение (4) не включен только один член - дивергенция обобщенного потока тепла $\nabla \cdot \underline{Q}$. В этом приближении для уравнения эволюции \hat{P}_e игнорируются только эффекты, связанные с более высокими (по сравнению со вторым) моментами функции распределения электронов.

Результаты гибридных расчетов [47,48] продемонстрировали, что в уравнении электрического поля доминирующий член (т.е. вклад в электрическое поле, который приводит к нарушению условия вмороженности вблизи нейтральной X-линии) пропорционален дивергенции негиротропного тензора давления. Это положение было ранее предположено многими авторами (см., например, [50]).

Модель [47,48] была в дальнейшем модифицирована [8] путем добавления зависимости от электронной массы в уравнение эволюции полного тензора электронного давления (Ω_e в тензоре \underline{C}). Вычисления [8] продемонстрировали переход к устойчивому состоянию двумерного токового слоя (толщиной порядка ионной скин-длины и при наличии нормальной компоненты магнитного поля, составляющей 1% от напряженности поля в доле) когда отношение масс (M/m) стремится к реальным значениям. Однако во всех приведенных выше исследованиях пренебрегалось эффектами инерции электронов основного потока. Используя модифицированный гибридный формализм, авторы работы [51] провели аналитический анализ устойчивости двумерного тонкого токового слоя по отношению к возбуждению возмущений типа тиринг моды. В этой работе уравнение баланса энергии было получено из аналитического решения линеаризованного уравнения электрического поля с негиротропными членами и линеаризованного уравнения эволюции полного тензора электронного давления совместно с линеаризованным уравнением Власова для ионов.

Дальнейшее улучшение гибридной модели [47,48,8] было сделано в работе [45], в которой принимались в расчет оба члена уравнения электрического поля, ответственные за нарушение условия вмороженности в бесстолкновительной плазме вблизи X-линии: дивергенция негиротроп-

ного тензора электронного давления и инерция электронов. Зависимость от электронной массы была включена как в выражение для электрического поля, так и в уравнение эволюции тензора электронного давления. Гибридная модель [45] включает также полную кинетику ионов, эффект Холла и позволяет рассматривать произвольные отношения температур (T_i/T_e) и масс (M/m).

Расчеты [45] проводилось в области $L_x \times L_y = 10\lambda_0 \times 5\lambda_0$ ($-5\lambda_0 \leq (x-x_0) \leq 5\lambda_0$; $2.5\lambda_0 \leq z \leq 2.5\lambda_0$; $\lambda_0 = \delta_{i0}$). Начальная конфигурация задавалась одномерным токовым слоем Харриса ($d = \lambda_0/2$) с наложенным малым возмущением магнитного потока типа \cos амплитудой около 3% напряженности поля в доле. Использовались: 202 и 186 ячеек сетки соответственно в направлениях x и z ; 1.7×10^6 - частиц-ионов, что соответствовало $N_{pc} = 45$. Пространственное разрешение 20 узлов сетки на δ_{i0} вдоль токового слоя и 37 узлов на δ_{i0} - в поперечном направлении. Для отношения $M/m = 25$, используемом в расчетах, это соответствовало 4×8 узлам сетки на δ_e . На последней стадии магнитного пересоединения концентрация в окрестности "точки" пересоединения уменьшалась, так что разрешение локальной δ_e возрастало. Использовались два сорта ионов. 10^6 горячих ионов имели пространственное распределение с плотностью $n_0 \text{ch}^{-2}(z/d)$. Для этих ионов задавалось максвелловское распределение по скоростям с температурой T_i и дрейфовой скоростью V_{yi} . Оставшиеся 7×10^5 ионов задавались в начальный момент как холодный однородный фон с плотностью $n_b = 0.2n_0$ и температурой $T_b = 0.01T_i$. Электроны иницировались с изотропным давлением и температурой $B_0^2/2n_0 - T_i$. На левой ($x=0$) и правой ($x=L_x=10\lambda_0$) границах как для частиц, так и для полей задавались периодические граничные условия. На верхней ($z=L_z/2=2.5\lambda_0$) и нижней ($z=-L_z/2=-2.5\lambda_0$) границах ионы зеркально отражались, а для электрического поля ставились условия $E_y = E_z = dE_x/dz = 0$.

Результаты численного моделирования [45] показали доминирующую роль градиента давления по сравнению с инерцией в плазме с большим β , когда магнитное поле мало в окрестности области пересоединения. Однако, при наличии ведущего магнитного поля соотношение между градиентом давления и инерционным членом изменяется. В этой ситуации за счет замагниченности электронов тензор электронного давления становится гиротропным и в результате электрическое поле пересоединения не возникает [52,53]. Поэтому в случаях малого значения β электронная диссипация в области магнитного пересоединения обусловлена инерцией основной массы электронов. При этом, электрическое поле пересоединения сбалансировано ускорением электронной жидкости как целого или градиентом электронного давления вдоль поля (см., например, [54]).

Результаты двухжидкостного [53,55] и гибридного [52,56,57] рас-

смотрения бесстолкновительного пересоединения продемонстрировали двухмасштабную структуру диссипативной области. Динамика электронов определяет масштаб (δ_e) внутренней области, которая погружена в область большего размера (масштаба δ_i), определяемой ионами [55]. Вне диссипативной области электроны и ионы двигаются совместно и заморожены в магнитное поле. На масштабе длины δ_i от нейтральной линии эффект Холла приводит к раздельному движению электронов и ионов: электроны остаются замороженными в магнитное поле, в то время как ионы отклоняются в направлении вытекающего потока [52,53,55]. Электроны продолжают ускоряться к нейтральной линии до тех пор пока не происходит их отделение от магнитного поля в области масштаба δ_e . Затем они удаляются от нейтральной линии с большой скоростью.

В МГД пределе движение частиц (электронов и ионов) “отвязывается” от магнитного поля в области, имеющей те же самые размеры, что и канал ионов вытекающего потока. В двухжидкостном и гибридном приближении движение ионов “отделяется” от электронов и магнитного поля на масштабе длины δ_i , а электроны “отвязываются” от магнитного поля на масштабе δ_e . В таком приближении ионы, но не электроны, оказываются “отвязанными” от магнитного поля в результате чего именно динамика ионов определяет масштабы диссипативной области (δ , Δ ; $\delta \sim \delta_i$) и скорость пересоединения. Это положение было подтверждено в численном моделировании [52,53,55]. В отсутствие эффекта Холла ионы вынуждены следовать за электронами вплоть до масштаба длины δ_e . В результате этого $\delta \sim \delta_e$ и скорость пересоединения оказывается значительно уменьшенной. Динамика ионов оказывает значительное влияние на величину скорости пересоединения. Поэтому для корректного описания масштабов диссипативной области моделирование ионов должно проводиться с включением достаточного количества физических эффектов. С другой стороны, можно ограничиться более простой моделью электронов, поскольку их динамика оказывает значительно более слабое влияние на скорость пересоединения. Для целей такого исследования хорошо подходит гибридная модель, в которой ионы описываются в виде набора частиц (PIC-метод), а электроны рассматриваются как жидкость с учетом тех или иных физических эффектов.

В работе [56] бесстолкновительное магнитное пересоединение исследовалось на основе D 2/2 гибридного кода, включающим холловскую динамику и инерцию электронов. Для моделирования полей и динамики электронов использовались следующие уравнения:

$$\frac{\partial \mathbf{B}'}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E}' \quad , \quad (5.1)$$

$$\mathbf{E}' = \frac{1}{n} \mathbf{j} \times \mathbf{B}' - \frac{1}{n} \mathbf{j}_p \times \mathbf{B} - \frac{1}{n} \nabla P_e, \quad (5.2)$$

$$\mathbf{B}' = (1 - \delta_e^2 \nabla^2) \mathbf{B}, \quad \mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{B}', \quad (5.3)$$

$$\frac{\partial P_e}{\partial \tau} = -\mathbf{V}_e \cdot \nabla P_e - \gamma P_e \nabla \cdot \mathbf{V}_e. \quad (5.4)$$

$$\gamma = 5/3, \quad \mathbf{j}_p = n \mathbf{V}_i, \quad \mathbf{V}_e = (\mathbf{j}_p - \mathbf{j})/n.$$

Первый член в правой части (5.2) описывает эффект Холла и вводит масштаб длины δ_i , который явным образом не появляется в системе поскольку использована нормировка переменных системы (2). Инерция электронов входит в закон Ома (5.2) также неявным образом (через член, пропорциональный δ_e^2 , в определении \mathbf{B}' (5.3)). Включение электронного давления (∇P_e) в систему уравнений приводит к определенным вычислительным трудностям, которые преодолеваются за счет малой вязкости в (5.4) и (5.1). Кроме того, для устранения накопления энергии на масштабе сетки в уравнение (5.1) добавлялась диффузия шестого порядка в k пространстве. В уравнениях движения [56] $\frac{d\mathbf{x}_i}{dt} = \mathbf{v}_i$, $\frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = \mathbf{E}' + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B}$,

$\mathbf{E}' = -\mathbf{V}_e \times \mathbf{B} - \frac{1}{n} \nabla P_e$ поправки к электрическому полю, связанные с конечной инерцией электронов, не рассматривались поскольку эти поправки становятся важными только на пространственном масштабе δ_e .

Основное внимание работы [56] было обращено на изучение структуры диссипативной области. Поэтому рассматривалась идеализированная задача о слиянии двух систем вложенных кольцевых магнитных потоков [52,53]. По результатам работы [56] диссипативная область имеет двухмасштабную структуру, связанную с электронным и ионным масштабами длины (соответственно, δ_e и δ_i). Такая структура позволяет ионам (но не электронам) задавать скорость пересоединения в бесстолкновительной плазме. Для всех рассмотренных значений L/δ_i скорость пересоединения оказалась альфвеновской при входной скорости $\approx 0.1 V_A$. Для достижения быстрого пересоединения существенным является эффект Холла поскольку именно этот эффект приводит к "развязанному" движению электронов и ионов. В результате, ширина канала, вытекающих из диссипативной области ионов, оказывается порядка ионного масштаба δ_i , а не электронного δ_e . Поведение ионов внутри диссипативной области сильно отличается от поведения жидкости, что связано с наличием потоков частиц противоположного направления и нелокальным ускорением.

Исследование бесстолкновительного магнитного пересоединения на основе D 21/2 гибридного кода [56] было продолжено в работе [57].

Рассматривалась идеализированная система, в которой процесс пересоединения протекал почти квази-стационарно. Начальная конфигурация представляла собой двойной токовый слой в плоскости (x, z) . Отношение размеров области моделирования L_x/L_z было взято таким же как и в PIC-моделировании [58] $L_x/L_z=2, 4$, или 8 . Результаты расчетов продемонстрировали, что скорость пересоединения в бесстолкновительной плазме является альфвеновской и не зависит от размеров системы.

6. Моделирование токового слоя невозмущенного хвоста

В бесстолкновительной плазме возможной моделью области вытекающего потока конфигурации пересоединения может служить 1-D тонкий токовый слой, который с обеих сторон окружен параллельным поллю альфвеновским потоком ускоренной плазмы. Такой, независящий от x , токовый слой, формирующийся как отклик на воздействие электрического поля в направлении утро-вечер E_y , может также быть использован в качестве модели равновесия для тонких токовых слоев [59], которые наблюдались в околоземном плазменном слое во время фазы нарастания суббури. Наличие отличной от нуля компоненты магнитного поля ($B_n=B_z$) предупреждает коллапс токового слоя до нулевой толщины под воздействием поля E_y .

Свойства токового слоя зависят от ряда параметров, в том числе от скорости дрейфа $V_D=(cE_y/B_0)/V_{th,i}$ и $b_n=B_n/B_0$. (B_0 -асимптотическое значение x -компоненты; $V_{th,i}$ - тепловая скорость ионов.) Исследование структуры квазистатического токового слоя проводилось с использованием так называемого “самосоогласованного моделирования пробными частицами” [59,60,44]. При этом рассматривалась полная динамика ионов, динамика электронов игнорировалась и применялась итерационная схема пробных частиц для достижения власовского равновесия. В работе [59] было сделано предположение о “катастрофе” - т.е. о катастрофической потере равновесия когда V_D становится слишком малым, а b_n слишком большим. Результаты расчетов были представлены в виде зависимости от параметра $k=\min(R)/\max(R_L)$, где R - радиус кривизны линий магнитного поля (значения R и R_L брались после окончания итерационного процесса). В модели были включены эффекты локально возбуждаемого самосоогласованного $B_y(z)$. Для малых значений b_n часть B_y , обусловленная током j_x в области токового слоя, была мала. Однако, когда параметр k увеличивался почти до единицы, возмущения B_y становились значительными по величине. В работе [60] было показано, что равновесие существует в случаях когда обе величины V_D и b_n имели малые значения. Отмечалась также значительная разница в свойствах токовых слоев (таких как плотность плазмы или компоненты тензора давления) для двух режимов: $V_D \ll 1$ и

$V_D \geq 0.5$. Большая часть тока поперек поля переносилась ионами, которые покидали токовый слой, а не двигались по стохастическим орбитам.

Гибридное моделирование 1-D токового слоя геомагнитного хвоста применялось в работах [44,61,62]. Для случая $V_D \approx 3$ и $b_n = 0.2$ [44] был показан быстрый распад равновесия токового слоя на уходящие волны, характеризующиеся большими значениями V_y (порядка V_0), и на многократные области локального обращения V_x . На основании численного изучения различных случаев [61] было выдвинуто предположение о возникновении “катастрофы” при уменьшении k . Во время “катастрофы” значение b_n было большим и происходило возбуждение (генерация) V_y значительной величины. Для V_D порядка единицы b_n имело значения в интервале $0.4 \div 0.6$, что совпадало с результатами [44], включая генерацию $V_y \approx V_0$.

1-D гибридное моделирование токового слоя проводилось для параметров, соответствующих невозмущенному хвосту ($V_D, b_n \ll 1$) [62]. В модели предполагалось, что структура магнитного хвоста мало изменялась в направлении как вдоль (x), так и поперек (y) хвоста. Моделировались только изменения по направлению север-юг (z), поле вдоль которого (V_n) оставалось постоянным. Численное моделирование проводилось начиная с вилсоновского равновесия. Для заданных значений V_D и b_n вычислялось самосогласованное равновесие пробных частиц, используя для этого метод работы [60]. При $b_n = 0.1$ рассматривалось два случая: $V_D = 0.6$ и $V_D = 0.3$. Последнее значение соответствовало состоянию невозмущенного хвоста. Для $V_D = 0.6$ (0.3) длина области моделирования задавалась равной 71 (116.2) δ_i . Использовалось 400 ячеек сетки ($N_{pc} = 100$). На границах области моделирования скорости инжектируемых ионов задавались в соответствии со смещенным максвелловским распределением. Расчет траекторий вылетевших частиц продолжался и за пределами области моделирования на расстояниях, превышающих 12% ее размера. Поля вне области расчета считались постоянными. Такая численная процедура была использована вследствие того, что “уходящие” ионы имели немаксвелловское распределение и их нельзя было моделировать на сетке регулярным образом. Такие частицы двигались взад и вперед через границу на конечном интервале времени и тем самым могли оказывать влияние на решение внутри области моделирования. На 50 ячейках сетки вблизи каждой границы в уравнении электронного момента (обобщенном законе Ома) применялось демпфирование электромагнитных полей (для устранения отражения волны). Токовый слой при рассмотренных параметрах оказался более устойчивым по сравнению со случаем более высоких скоростей V_D и/или более больших значений b_n [62]. Была отмечена тенденция: при уменьшении V_D инкремент нарастания V_y уменьшается, длина волны увеличивается и токовый слой становится более устойчивым. Соз-

дание V_y -компоненты поля происходило с малым инкрементом нарастания (сотни Ω_i^{-1} ; в реальном времени несколько минут). Было сделано предположение, что волны возбуждаются в результате электромагнитной неустойчивости ионного тока поперек поля [63].

7. Формирование тонких токовых слоев

С общей точки зрения концепция формирования тонких токовых слоев (TCS) не является новой. Паркер [64-66] и другие авторы показали центральную роль TCS в нагреве солнечной короны и в эруптивных процессах на Солнце. (Большой вклад в разработку концепции токовых слоев был сделан С.И. Сыроватским с соавторами [67-80]. Основная идея этой концепции состоит в том, что если две плазмы с замороженными противоположно-направленными полями двигаются в направлении одна к другой, то формируется токовый слой конечной длины.) Было разработано несколько моделей предвспышечных конфигураций. На основании этих моделей понято, что во многих случаях TCS могут формироваться из квазиравновесного состояния когда это состояние развивается квазистатически в рамках ИМГД [81,82] (см. также обзор [83]). Под воздействием 2-D квазистатических возмущений внутри 1-D "гладких" токовых слоев, поддерживаемых градиентом давления, развиваются сингулярные TCS [84,85]. В приближении ИМГД задача равновесия, описываемая уравнением Грэда-Шафранова, оказывается переопределенной [84,85]. В отсутствии неидеальности любого типа гладкий отклик системы невозможен и в результате формируется сингулярный токовый слой. В простом случае плоского слоя конечной толщины, на который воздействует 2-D возмущение, идеальное разрывное решение содержит тангенциальный разрыв (т.е. бесконечно тонкий токовый слой). Этот разрыв локализован в плоскости (нейтральный слой) где магнитное поле пренебрежимо мало, и представляет собой сингулярный токовый слой. В динамической картине формирование токового слоя может быть представлено как результат укрупнения МГД-волны в центральной области хвоста, в которой магнитное поле пренебрежимо мало [84].

В работе [85] переходная область представлялась в виде суперпозиции плоского слоя и возмущения, которое связывало структуру магнитного поля хвоста со структурой дипольного поля. На основании результатов работы [85] было установлено, что процесс, рассмотренный в [84], который был применен к возмущениям магнитопаузы, работает также и в случае слоя Харриса с граничным условием, представляющим собой наложение гладких граничных возмущений на простую конфигурацию хвоста. Возмущения предполагались бездиссипативными и симметричными относительно $z=0$. Они накладывались на левую границу (ближняя к Земле

граница хвоста) и на верхнюю границу (магнитопауза). Такое граничное условие воспроизводило тот факт, что линии магнитного поля хвоста должны соединять дипольное поле вблизи Земли и, что возможно рассогласование между электрическими полями открытой магнитопаузы и ионосферы. Для произвольных поперечных возмущений сингулярный токовый слой формируется при $z=0$ вблизи поперечной границы [85]. Из этих результатов следует, что магнитный хвост является естественным окружением для формирования тонкого токового слоя. Однако, за счет того, что линии поля внутри плазменного слоя оказываются замкнутыми (связанными с Землей на обоих концах), конфигурация магнитного поля хвоста отклоняется от структуры поля простого 1-D токового слоя.

Механизм, основанный на сильном изменении вариации объема трубок магнитного потока в переходной области был предложен в работе [86]. При удвоении магнитного потока в долях хвоста во время фазы нарастания суббури плотность тока увеличивалась в 50 раз. Подобный эффект может быть воспроизведен за счет укручения градиента энтропии в результате неадиабатических процессов [87]. Используя 2-D адиабатическую модель хвоста [88,89], в работе [86] было применено приближение, в котором принималось в расчет наличие нормального магнитного поля B_z . В этой модели “мгновенные” состояния равновесия удовлетворяют “аппроксимации растянутого хвоста” ($\epsilon=L_z/L_x \ll 1$ для характерных масштабов L_x и L_z изменений вдоль направлений x и z). Эволюцию магнитного хвоста можно представить как последовательность такого переноса потока, что магнитное поле в долях увеличивается.

В 2-D аппроксимации с изотропным давлением плотность тока является функцией потоковой переменной A , связанной с давлением соотношением $j=dp/dA$. Для возникновения большой плотности тока необходимо, чтобы давление было сильно изменяющейся (ступенчатой) функцией A . В случае использования адиабатического уравнения состояния эволюция системы может быть описана с помощью сохранения функции энтропии $S=pV^\gamma$, где V удельный объем трубок магнитного потока

$$V(A) = \int_{A=const} \frac{ds}{B}$$
 При начальном состоянии, характеризуемым гладкой функцией $S(A)$, сохранение S означает, что для компенсации градиента $p(A)$ (при формировании TCS) должна становится “ступенчатой” функцией также и $V(A)$.

В [86] на ближайшей к Земле границе области хвоста ($x=0$) рассматриваемые трубки потока считались замкнутыми (т.е. при деформации внутри системы сохранялись масса и энтропия). Однако, аппроксимация “растянутый хвост” не позволила использовать граничное условие работы [85]. При наличии указанных приближений плотность тока вблизи $x=0$

достигала больших значений, но тем не менее оставалась конечной. Граничное условие при $x=0$, соответствующее условию работы [85], было исследовано с помощью 2-D и 3-D МГД моделирования [90]. Начальное состояние было согласовано с приближением “растянутый хвост”, но не обязано было соответствовать ему в течении последующей эволюции системы. Формирование TCS в результате медленной эволюции систем, которые в начальный момент находились вдали от гладких состояний, происходило и при этих более общих условиях. TCS формируется также при наличии гладких внешних электрических полей в том случае, когда начальная конфигурация включает в себя область внутреннего хвоста, содержащую переход к дипольному полю [91].

Модель равновесия [86] и численное моделирование [90] показали, что при условии адиабатичности TCS могут формироваться и без больших градиентов функции энтропии $S(A)$. В неадиабатических процессах эволюция “ступенчатых” градиентов $S=pV^\gamma$ могут также привести к “ступенчатому” градиенту $p(A)$ даже при отсутствии такого градиента у функции $V(A)$ [87]. Нарушение сохранения энтропии может привести даже к быстрому коллапсу TCS [92].

При сравнении приближений [85] и [86] в работе [93] было обращено внимание на то, что асимптотическое разложение по аспектному отношению ϵ плазменного слоя содержит оба механизма, которые являются различными аспектами решения. Механизм, основанный на больших градиентах $V(A)$ [86], является свойством решений со слабой зависимостью от x в том смысле, что функция магнитного потока может быть представлена в виде $A(x,z,\epsilon)=A(x_1,z)+O(\epsilon^2)$ [43], где $x_1=\epsilon x$. Такая форма A описывает конфигурацию магнитного хвоста на достаточно больших геоцентрических расстояниях. Сингулярный слой, возникающий в переходной области за счет действия механизма [84], является свойством решения пограничного слоя. Функция магнитного потока A представляется в виде $A(x,z,\epsilon)=A_0(z)+\epsilon A_1(x,z)+O(\epsilon^2)$, которая имеет форму линейного возмущения конфигурации одномерного слоя. При этом в переходной области не предполагается слабой зависимости A от x .

Результаты исследований с использованием МГД-аппроксимации показали, что TCS формируются даже в том случае, когда используемая начальная модель, также как и приложенное электрическое поле, были “гладкими”. Однако, это приближение обладает существенным недостатком: МГД модель становится непригодной на масштабах длины, сравнимой с ларморовским радиусом ионов. Кроме того, МГД моделирование с учетом анизотропии показало, что использование условия двойной адиабатичности снижает увеличение плотности тока, в то время как величина плотности тока оказывается более значительной в случае уменьшения

анизотропии в результате развития микронеустойчивости [94].

До конца 1980-х не было никаких указаний на существование в ближнем геомагнитном хвосте структур с масштабами порядка ионного гирорадиуса и менее. Предполагалось, что наименьшим масштабом длины является ширина плазменного слоя хвоста (по оценкам $1R_E$ и более). Существование тонких слоев ($\leq R_L$), было показано на основании интерпретации ионосферных наблюдений отражения ионов от трубок потока [95,85,86], а численное моделирование с использованием различных методов подтвердило их формирование (см., например, [7,96,97] (PIC), [98] (гибридное моделирование), [99] (МГД), [100] (ХМГД)). В результате стало ясным, что любой процесс, основанный либо на эффектах сопротивления, либо на бесстолкновительной динамике в отсутствии турбулентности, приводит к нарушению приближений ИМГД на пространственных масштабах порядка ионных гирорадиусов (вычисленных на внешней стороне токового слоя) или ионной длины инерции (который всегда является масштабом токового слоя) [99]. Таким образом несоответствие между требуемыми (теорией) и наблюдаемыми масштабами длины составляло по величине порядок и даже более. Формирование TCS является именно тем процессом, который обеспечивает возникновение структур на требуемых масштабах [101].

В МГД моделировании [99] было показано, что TCS формируются в 2-D и 3-D конфигурациях магнитного хвоста в переходной области, в которой магнитное поле изменяет конфигурацию от дипольной структуры вблизи Земли к структуре типа магнитного хвоста в плазменном слое ($6 \div 20R_E$). Несмотря на разницу в методологии, в численном моделировании с использованием различных моделей были получены качественно одинаковые результаты: TCS формировались начиная с гладких состояний магнитного хвоста независимо от способа задания электрического поля (или в виде граничного условия (МГД, ХМГД, гибридная модель), или в качестве начального условия (PIC)). Как гибридное, так и PIC моделирование показало, что большая часть тока переносится электронами, а толщина токового слоя определяется ионным масштабом [102].

8. Моделирование динамики частиц токовых слоев геомагнитного хвоста

МГД моделирование мало пригодно для изучения динамического поведения заряженных частиц и эволюции их функции распределения. Для такого рода исследований необходимо использовать методы численного моделирования с явным вычислением траекторий частиц: PIC или гибридное моделирование. В отличие от моделей одножидкостной МГД, PIC-моделирование позволяет получить достаточно полную информацию

о носителях тока.

Для исследования кинетики ионов в магнитном хвосте многими авторами проводились вычисления с использованием пробных частиц (см., например, [103-108]). Следующим этапом приближения было изучение ускорения пробных частиц в нестационарных полях, полученных в результате численного МГД моделирования (см., например, [109-112]). Используя динамические поля, полученные в 3-D МГД моделировании магнитного пересоединения в области хвоста, эжекции плазмоида и коллапса внутреннего хвоста [91], с помощью метода пробных частиц было успешно воспроизведено характерное поведение ионов [113] и электронов [114]. Недостаток метода пробных частиц состоит в том, что в этом методе электромагнитные поля задаются *a priori* независимо от динамики частиц. При самосогласованном гибридном моделировании в качестве пробных частиц могут быть использованы как частицы гибридной модели, участвующие в формировании полей, так и “чисто” пробные частицы, для которых вычисляются только траектории их движения. Гибридное моделирование с использованием “пробных частиц” для определения свойств функции распределения ионов токового слоя магнитного хвоста было проведено в ряде работ [8,48,49,115-119]. В 2-D гибридном моделировании [115,116] были показаны структурные изменения функции распределения ионов при их движении от долей до плазменного слоя магнитного хвоста и обсуждалось немаквелловское распределение в пограничном слое плазменного слоя. Формирование немаквелловских многокомпонентных распределений и их интерпретация на основе неадиабатического и квазиадиабатического движения частиц были представлены в работе [49].

Гибридное моделирование 2-D пересоединения в магнитном хвосте, дополненное методом пробных частиц для изучения динамики ионов, было проведено в работе [117]. В моделировании использовались следующие параметры: $L_x \times L_z = 150\delta_i \times 50\delta_i$; ширина плазменного слоя $D = 2.5\delta_i$; температура ионов доли $T_{\text{иоб}} = 0.01$, ионов плазменного слоя $T_{\text{иот}} = 0.5$; $\Delta x = \Delta z = 0.5\delta_i$, $\Delta t = 0.05$; для представления единичной концентрации использовалась 81 частица в ячейке ($N_{\text{pc}} = 81$). Пересоединение инициировалось заданием локализованного сопротивления в центре области ($x = z = 0$): $\eta = \eta_0 \exp(-(x^2 + z^2)/D^2)$, $\eta_0 = 0.025$. В расчетах квазистационарное состояние достигалось после формирования быстрых струй плазмы, вытекающих из диффузионной области. С помощью вычисления траекторий пробных частиц была изучена динамика ионов и на основании исследования их кинетики были получены различные немаквелловские распределения в плазменной струе. Согласно результатам расчетов, движение ионов в плазменной струе характеризуется тремя типами движения: движение

ионов спайсеровского типа; хаотическое движение; замагниченное движение. Каждому из трех типов движения соответствует свое характерное распределение по скоростям в плазменной струе. Было найдено [117], что в зависимости от расстояния до линии пересоединения функции распределения ионов в плазменной струе могут классифицироваться тремя типами: модифицированное спайсеровское распределение в окрестности диффузионной области; распределение встречных пучков в лидирующей части плазменной струи, сталкивающейся с ранее существующим плазменным слоем; распределение "парциальной" оболочки в районе между указанными двумя областями. (В фазовом пространстве скоростей распределение типа "парциальной" оболочки выглядит как незамкнутое кольцо.)

В 2-D гибридном моделировании [118] для изучения кинетических эффектов в слое пересоединения использовался алгоритм SAM-CL [40]. Предполагалось, что электронная жидкость имеет конечное изотропное давление, подчиняющееся адиабатическому закону. Начальный профиль x -компоненты магнитного поля задавался выражением $B_x(z) = B_0 \text{th}(z/d)$, концентрация $n(z) = n_0 + n_1 \text{ch}^{-2}(z/d)$ (n_0 - концентрация в доле хвоста; n_1 - в плазменном слое; $n_0 = 1$, $n_1/n_0 = 2.5$; $d = 2.4\lambda_0$; $\lambda_0 \equiv \delta_{i0}$). $\beta_i = \beta_e = 0.05$. Пространственный профиль сопротивления задавался в виде $\eta = \eta_0 \exp(-(x^2 + z^2)/\alpha)$, ($\alpha = 2.2\lambda_0$). Значение η_0 было выбрано таким образом, чтобы число Лундквиста по отношению к полутолщине токового слоя $R_m = d/\eta = 8$. Расчеты проводились на сетке с шагами $\Delta x = \Delta z = 0.8\lambda_0$.

Было проведено два расчета с различной длиной области моделирования ($-L_x \leq x \leq L_x, -L_z \leq z \leq L_z$) [118]: $L_x \times L_z = 240\lambda_0 \times 60\lambda_0$, $N_{pc} = 40$; $L_x \times L_z = 480\lambda_0 \times 60\lambda_0$, $N_{pc} = 30$. Использование менее 30 частиц в ячейке приводило к появлению ложных плазмоидов в токовом слое на начальном этапе пересоединения. Полный размер области соответствовал примерно $80R_E \times 20R_E$ ($160R_E \times 20R_E$) в геомагнитном хвосте. Полное число частиц в конце расчета составляло 6.0×10^6 (8.2×10^6). Согласно результатам расчетов [118] в центральной части токового слоя ($\leq 200\lambda_0$) струя плазмы характеризуется распределением ионов типа "парциальной" оболочки. Дрейфующие холодные ионы долей хвоста движутся к центру области пересоединения по спайсеровским орбитам из-за малой кривизны магнитного поля и в дальнейшем возвращаются на силовые линии долей. Ток поперек хвоста тонкого токового слоя поддерживается дрейфом ионов. Токвый слой искривляется и в результате развивается неустойчивость, которая в дальнейшем вдали от нейтральной линии приводит к филаментации поперечного тока.

При изучении поведения заряженных частиц во время формирования тонкого токового слоя как PIC [7,96,97], так и гибридное [98,102] мо-

делирование показали, что большая часть тока переносится электронами в результате возникновения сильных локализованных электрических полей, которые за счет $\mathbf{E} \times \mathbf{V}$ -дрейфа уменьшают ионный ток и увеличивают электронный.

Электронным диссипативным процессам уделялось значительно меньше внимания по сравнению с ионными, хотя эти процессы неявным образом включаются в полные модели частиц. Численное моделирование электронных диссипативных процессов проводилось с использованием PIC [46,120-124] и гибридного [8,45,47,48,51,52] кодов для изучения бесстолкновительных как тиринг неустойчивости, так и магнитного пересоединения с включением эффектов анизотропии электронов.

D 2 1/2 традиционный гибридный код с однородным сопротивлением применялся для моделирования пересоединения, вызванного слиянием двух систем вложенных круговых магнитных потоков длиной L [52]. Моделирование проводилось в плоскости x-z. Системы потоков частично перекрывались на оси x и были изолированы от внешних границ области расчета. Уравнения магнитного поля \mathbf{V} и электронного давления P:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E}, \quad \mathbf{E} = \frac{1}{c} \mathbf{V}_e \times \mathbf{V} - \frac{1}{ne} \nabla P + \eta \mathbf{j}, \quad \mathbf{j} = c \nabla \times \mathbf{V} / 4\pi,$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} + \mathbf{V}_e \cdot \nabla P + \gamma P \nabla \cdot \mathbf{V}_e = (\gamma - 1) \eta J^2,$$

интегрировались во времени с использованием метода leap-frog. В расчетах использовалось $N_x \times N_z = 40 \times 160$ узлов сетки и $N_{pe} = 25 \div 100$. $\beta_e = 1.0$, $\beta_i \leq 0.1$. Результаты расчетов показали, что в случае немагнитных ионов на масштабе развития токового слоя скорость пересоединения оказывалась значительно больше скорости, следующей из МГД теории, и нечувствительной к величине сопротивления.

В работах [8,45,47,48] численное моделирование проводилось с использованием модифицированных гибридных кодов для изучения: возможного механизма поддержания электрического поля в области пересоединения, необходимого для нелинейного нарастания бесстолкновительной тиринг-неустойчивости в первоначально одномерном токовом слое [48,47]; роли негиротропных электронных эффектов в динамике бесстолкновительной тиринг-моды 2-D токовых слоев с малой нормальной компонентой магнитного поля [8]; самосогласованной структуры и динамики диссипативной области в окрестности X-линии, которая в конечном счете может сформироваться в тонком токовом слое магнитного хвоста [45].

На основании результатов расчетов было показано [48,47], что доминирующий член в уравнении электрического поля (3) на магнитной нейтральной линии пропорционален дивергенции внедиагональных компонент тензора электронного давления и, что электронные эффекты зна-

чительно изменяют нарастание ионной тиринг-моды первоначально одномерной конфигурации. Инкремент нарастания увеличивался при уменьшении ширины слоя, при увеличении отношения температур T_e/T_i и при более медленной изотропизации электронного давления. Результаты аналитического анализа устойчивости 2-D тонкого токового слоя по отношению тиринг-неустойчивости [51] показали, что для реальных отношений масс ($\mu=M/m$) циклотронный член подавляет эффекты негиротропной дестабилизации и поэтому неустойчивость трудно найти даже для случая очень тонких токовых слоев с малыми значениями нормальной компоненты магнитного поля $B_n < 0.01 B_0$. При стремлении отношения масс к реальному значению ($\mu \approx 1800$) неустойчивая медленная мода может быть найдена только в пределе очень длинных волн. Однако, в этом случае электронная циклотронная частота Ω_e и инкремент нарастания неустойчивости γ_l оказываются близкими по величине, т.е. удовлетворяют условию $\Omega_e \sim \gamma_l$, при выполнении которого могут стать важными эффекты электронного резонанса. Качественные оценки работы [51] подтвердили результаты гибридного моделирования [8]: ионная тиринг-мода нарастает при малых отношениях масс ($\mu=18; 180$), в то время как для более реальных значений ($\mu=180$) система оказывается устойчивой.

В модифицированной гибридной модели [45] зависимость от массы электрона входит как в выражение для электрического поля (3), так и в уравнение эволюции полного тензора электронного давления (4). Эффекты электронной квазивязкости описываются внедиагональными компонентами тензора давления. В работе [45] среди прочих были сделаны следующие выводы:

- В окрестности нейтральной X-линии (в области где давление плазмы доминирует над магнитным давлением) электрическое поле определяется в первую очередь квазивязкостью электронов и в меньшей степени инерцией электронов потока.
- В области слабого магнитного поля масштаб амплитуды “извилистых” (“спайсеровских”) орбит приблизительно совпадает с полушириной области, в которой вклад в E_y негиротропной компоненты превалирует над вкладами всех других компонент.
- Эффекты инерции электронов могут доминировать над эффектами квазивязкости только в том случае, когда характерное время эволюции системы сравнимо со временем, необходимым для пролета тепловым электроном расстояния порядка электронной скин-длины. Другим фактором, который может устранить негиротропные эффекты и способствовать проявлению эффектов инерции электронов, является наличие достаточно сильного ведущего поля E_y на X-линии.

Основные уравнения модели [45] не предписывают конкретного временного масштаба эволюции системы. В принципе, динамика электронов включает масштабы, определяемые циклотронными частотами электронов. Однако, детальное исследование эволюции системы, полученной в расчетах [45], показало, что временной масштаб эволюции задается ионами, которые обеспечивают большую часть давления и инерции. Большая масса ионов позволяет им нарушать условие замагничности уже на пространственных масштабах, сравнимых с ионной длиной инерции. За счет эффекта Холла на расстояниях меньших этих масштабов происходит разделение динамики ионов и электронов. Хотя динамические свойства системы в целом определяются ионами, электроны обеспечивают диссипацию, необходимую для нарушения условия вмороженности электронного потока.

9. Магнитные суббури

Вспышки на Солнце приводят к выбросу вещества из нижних областей короны в межпланетную среду. При этом в солнечном ветре (СВ) формируются различные возмущения (разрывы МГД-типа (ориентированные токовые слои), магнитные облака и т.д.). Когда возмущение (например, ударная волна) достаточно большой интенсивности достигает Земли происходит сжатие магнитосферы, в результате которого обычно начинается магнитная буря. По теоретическим представлениям магнитная буря при своем развитии проходит три фазы: начальную, главную и восстановления. Продолжительность начальной фазы составляет от 10 мин до 6 и более часов; в течении этого времени магнитное поле усиливается за счет увеличения токов на магнитопаузе, но является слабо возмущенным. При достижении магнитосферы магнитным возмущением СВ начинается главная фаза магнитной бури (продолжительностью от 3 до 20 часов). Эта фаза характеризуется последовательностью взрывообразных процессов, называемых суббури, которые связаны с поступлением в магнитосферу потока энергии и плазмы из межпланетной среды. Часть энергии поступает непосредственно при взаимодействии СВ с магнитным полем Земли, что приводит к сжатию магнитосферы в подсолнечной точке. Большая часть энергии поступает в результате вязкого трения на магнитопаузе и пересоединения силовых линий межпланетного и геомагнитного полей. При этом происходит накопление магнитной энергии в хвосте магнитосферы. Наибольшая эффективность этого канала передачи энергии достигается во время южного направления IMF когда направления IMF и магнитного поля Земли антипараллельны. Продолжительность суббури составляет 1-2 часа. Фаза восстановления продолжительностью 1-5 суток характеризуется релаксацией магнитного поля к невозмущен-

ному значению.

Суббурями называются также сильные разряды, происходящие несколько раз в сутки в центре плазменного слоя Земли. Во время суббури выделяется огромное количество энергии (10^5 Дж), накопленной в геомагнитном хвосте в результате напряжений, возникающих в магнитосфере под воздействием СВ.

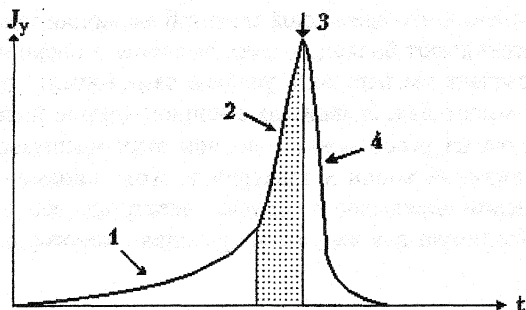


Рис.2. Схематическое изображение эволюции плотности поперечного хвосту тока во время развития суббури. 1 - фаза нарастания; 2 - импульсное нарастание; 3- начало суббури; 4 - разрушение тока.

Выделение такого большого количества энергии порождает множество явлений в том числе яркие сполохи полярных сияний, выброс плазмойдов в межпланетное пространство и глобальные магнитные возмущения на Земле.

По общепринятым представлениям суббуря в своем развитии проходит через ряд фаз [125]: нарастания, расширения и восстановления. Фаза нарастания (или фаза зарождения) суббури (длительностью от 5 до 60 мин) характеризуется плавным увеличением магнитного поля и тока поперек хвоста. Эта фаза является медленным процессом, в результате которого происходит накопление энергии за счет нарастания магнитного потока в долях магнитного хвоста. Фаза нарастания сменяется импульсным ростом плотности тока поперек хвоста на коротком интервале времени (<1 мин) (Рис.2). За импульсным нарастанием происходит “разрушение” тока (резкие уменьшение тока поперек хвоста, сформированного во время фазы нарастания) на очень коротком временном масштабе (~ 10 с). Далее следует фаза расширения, в течении которой происходит быстрое выделение (“выброс”) запасенной магнитной энергии. При этом большая часть плазмы области плазменного слоя эжектируется в направлении хвоста в виде плазмойда, который распространяется со скоростью порядка сотен км/сек. Эта фаза часто связана с заметным утончением плазменного слоя на расстоянии $\sim 18R_E$, в то время как на более близких к Земле расстояниях поле приобретает более дипольный характер. Продолжительность фазы расширения ~ 30 мин. Последняя фаза суббури называется фазой восстановления, на которой поле восстанавливается до исходного уровня. Длительность этой фазы составляет 1-2 часа. В магнитном хвосте

вновь появляется плазменный слой как результат его быстрого утолщения.

Накопление энергии в хвосте начинается когда на дневной магнитопаузе выполняются условия для эффективного пересоединения магнитных силовых линий с последующим их конвективным переносом в геомагнитный хвост. Стадия накопления энергии в хвосте заканчивается развитием тиринг-неустойчивости распределенного тока или за счет эволюции состояния плазменного слоя от устойчивого к неустойчивому, или под воздействием возмущений IMF. Макроскопическим следствием развития тиринг-неустойчивости является формирование околоземной нейтральной линии, называемой также "нейтральной линией суббури" (Рис.1) в ближайшей к Земле части плазменного слоя на расстоянии $10-20R_E$. После пересоединения последней замкнутой силовой линии, проходящей через удаленную X-линию, часть плазменного слоя между околоземной и удаленной X-линиями перестает быть связанной с Землей общими силовыми линиями. В результате магнитные силовые линии, выходящие в межпланетную плазму и двигающиеся в ней, охватывают сгусток плазмы и выбрасывают его в межпланетное пространство - формируется плазмод. Для восстановления баланса темпов пересоединения на дневной и ночной сторонах магнитосферы пересоединение в хвосте должно продолжаться с тем, чтобы вернуть на дневную сторону накопленную часть магнитных силовых линий. Плазменный слой, ограниченный новой (околоземной) X-линией, начинает перемещаться в направлении хвоста и в конечном счете занимает старое положение.

10. Гибридное моделирование плазмодов

Плазмоды наблюдались как в районе магнитопаузы Земли, так и в области геомагнитного хвоста. Несмотря на различия в деталях формирования и эволюции плазмодов в этих двух областях, их магнитные структуры имеют похожие свойства: биполярность компоненты магнитного поля, перпендикулярной токовому слою; значительное увеличение напряженности поля вблизи центра плазмодов. На дневной магнитопаузе во многих случаях явления переноса потока (FTE - Flux Transfer Event) максимум напряженности магнитного поля находится вблизи центра "явления", что связано с наличием сильного ведущего поля. В области удаленного хвоста усиление поля в центре плазмодов проявляется в виде больших значений ведущего поля и может превосходить по величине окружающее поле долей хвоста. Крупномасштабные плазмоды развиваются на направленной к хвосту стороне области пересоединения и обычно локализованы в районе $-20\div-30 R_E$. По мере продвижения в направлении

хвоста плазмиды расширяются в поперечном сечении.

Плазмиды наблюдались также в гибридном моделировании магнитного пересоединения на магнитопаузе [126] и в геомагнитном хвосте [116,118,119]. Структура дневной магнитопаузы искривленной формы в период южного направления IMF исследовалась в 2-D крупномасштабном гибридном моделировании [126]. Результаты вычислений показали, что крупномасштабная структура магнитопаузы доминирует за счет формирования нескольких X-линии и плазмидов различных размеров. В результате толщина магнитопаузы значительно изменялась в зависимости от широты. Было показано, что как поляризация, так и пространственный масштаб, связанный с вращением поля, определяются топологией линий магнитного поля. В частности, слой вращения оказался линейно поляризованным с толщиной примерно 10 локальных длин инерции ионов вблизи X-линии, в то время как в плазмиде толщина этого слоя оказалась в 4 раза больше.

В работе [119] по изучению ускорения ионов в процессе магнитного пересоединения в геомагнитном хвосте (D 2_{1/2} гибридный код) расчеты проводились до $t_{\max}=200\Omega_i^{-1}$ ($\Delta t=0.05\Omega_i^{-1}$). Окончание расчета соответствовало начальной стадии формирования плазмиды. В дополнение к конвекционному электрическому полю в направлении утро-вечер возникало еще два электрических поля. Первое поле было направлено к токовому слою и было обусловлено дрейфом холодных ионов в направлении утро. Электрическое поле второго типа было направлено также как и компонента конвекционного поля (утро-вечер), но со значительно большей компонентой вне диффузионной области. Это поле играло значительную роль в формировании плазменной струи. Преобразование энергии электрического поля в энергию ионов с первым типом электрического поля было в три раза больше чем при втором типе. В дополнение к этим перпендикулярным электрическим полям электрическое поле на фронте расширяющегося плазменного слоя (ранняя стадия плазмиды), направленное вдоль магнитного поля, приводило к параллельному ускорению ионов.

В 2-D крупномасштабном гибридном моделировании геомагнитного хвоста [116] пересоединение инициировалось локализацией сопротивления в середине токового слоя и заданием на верхней и нижней границах области расчета втекающего потока, перпендикулярного магнитному полю. После переходного периода, в течении которого происходило формирование плазмидов и их конвективный вынос из области моделирования, образовывалась стационарная структура пересоединения, включающая две пары примыкающих к X-точке тонких переходных слоев. По результатам 2-D гибридного моделирования [118] пересоединение на ли-

ниях магнитного поля долей хвоста вблизи Земли приводило к развитию тонкого слоя пересоединения, который мог простирается на несколько десятков R_E позади ушедшего плазмоида. После прохождения плазмоида весь плазменный слой имел характер пограничного слоя с тонким центральным токовым слоем.

Формирование внутреннего магнитного поля (“поля ядра”) плазмидов изучалось в 2-D и 3-D гибридном моделировании [127]. В работе использовалась система координат, в которой главная компонента магнитного поля лежала в направлении $\pm Y$ с пространственными изменениями по X-направлению, а ток поддерживающий это поле - в Z-направлении. Соответствие между этой (нижний индекс “SIM”) и стандартной (“GSM”) системами координат было следующим. Для геомагнитного хвоста: $X_{SIM} \rightarrow -Z_{GSM}$, $Y_{SIM} \rightarrow X_{GSM}$, $Z_{SIM} \rightarrow Y_{GSM}$. Для магнитопаузы: $X_{SIM} \rightarrow X_{GSM}$, $Y_{SIM} \rightarrow Z_{GSM}$, $Z_{SIM} \rightarrow -Y_{GSM}$. (В дальнейшем индекс “SIM” опускается.) Моделирование проводилось с использованием двух типов дополнительных условий (начальное+краевые). Для изучения влияния различных параметров на напряженность поля ядра (в конце расчета) было проведено несколько расчетов с использованием условий первого типа. Начальное состояние задавалось в виде равновесия Харриса. Краевые условия: по X-направлению - условие проводящей стенки для поля, а для частиц - условие отражения; по направлениям Y и Z - периодические условия как для поля, так и для частиц. Для большей части расчетов работы [127] были использованы условия второго типа: начальное состояние - тангенциальный разрыв; краевые условия втекания-вытекания (см., например, [116]), при которых плазма свободно втекает и вытекает как в X, так и в Y направлениях. В моделировании со вторым типом условий расчеты проводились в области, содержащей 82×302 ячейки сетки размером $1 \times 1 c/\omega_i$ с временным шагом $\Delta t = 0.025 \Omega_i^{-1}$ ($\omega_i/\Omega_i = 2000$). В случае конфигурации магнитного хвоста с одной X-линией сопротивление ($\eta_p = 2 \times 10^{-4}$) было локализовано на нескольких ячейках сетки в центре области моделирования. Случай нескольких X-линий отличается только локализацией сопротивления в нескольких (трех) точках ($Y = 100, 200$ и $301 c/\omega_i$; соответствующие $\eta_p = 4 \times 10^{-5}$, 2×10^{-4} и $\eta_p = 1.4 \times 10^{-4}$).

Результаты расчетов [127] показали, что взаимодействие плазменных струй, вытекающих из окрестностей X-линий, приводит к очень сложной структуре магнитного поля плазмоида, а включение в рассмотренные холловских токов и кинетических эффектов ионов является существенным для правильного описания его внутренней магнитной структуры. Возбуждаемое холловскими токами ведущее поле (см., например, [128]) играет важную роль в эволюции полей ядра. Нелинейное усиление холловского поля внутри плазмоида может приводить к его большим значе-

ниям. Для плазмOIDов магнитного хвоста усиленное поле “ядра” может стать по величине больше, чем поле долей хвоста. Двумя факторами, ответственными за генерацию холловских полей, являются β ионы и наличие ведущего магнитного поля. В противоположность 2-D моделированию в 3-D моделировании нелинейное усиление поля ядра может происходить достаточно длительное время, а именно до тех пор пока β ионы остаются малым. В общем случае, чем холоднее ионы, тем большими оказываются результирующие поля внутри плазмOIDов. При прочих равных условиях поля ядра, связанные с плазмOIDами магнитопаузы, должны быть слабее полей плазмOIDов хвоста.

В геометрии с несколькими X-линиями может сформироваться более чем один плазмOID [127]. В зависимости от относительных величин сопротивления в окрестностях отдельных X-линий и расстояний между этими линиями форма и магнитные свойства отдельных плазмOIDов могут быть различными. Однако, для всех плазмOIDов их магнитная структура может быть разделена на внешнюю и внутреннюю области. Во внешней области B_z является почти точной суперпозицией холловских полей от двух соседних X-линий. Во внутренней области плазма, находящаяся между двумя X-линиями, оказывается захваченной и ассимилирует в плазмOID. В этой области B_z ведет себя более нерегулярным образом по сравнению с ее поведением во внешней области.

Формирование плазмOIDа во время суббури в магнитном хвосте происходит из-за утончения токового слоя в плазменном слое и последующего возбуждения резистивной неустойчивости. Утончение токового слоя моделировалось с помощью гибридного [98,102] и МГД [99] кодов. В ХМГД-моделировании [100] было найдено хорошее соответствие результатов ХМГД-моделирования с результатами МГД и гибридного моделирования в глобальной картине формирования тонкого токового слоя.

Процесс магнитного пересоединения в магнитном хвосте во время протекания суббури является достаточно сложным. Появление локальных областей с неустойчивой плазмой может оказаться спусковым механизмом для возбуждения различных процессов в соседних областях, пространственно отделенных одна от другой. В результате может появиться ряд плазмOIDов, которые будут возрастать до тех пор, пока не достигнут значительных размеров и не смогут взаимодействовать один с другим. Глобальное моделирование магнитосферы Земли показало наличие событий пересоединения в нескольких точках в ближнем хвосте во время активных периодов (см., например, [129]).

Работа [130] является обобщением работы [91] на случай пересоединения в нескольких “точках” в ближнем геомагнитном хвосте. В ней модель резистивной МГД применялась для изучения взаимодействия ме-

жду собой двух или трех плазмоедов. 3-D МГД моделирование начиналось с конфигурации псевдосуббури с тонким токовым слоем и расположением "пятен" сопротивления в различных точках области токового слоя. Было прослежено развитие системы токов вдоль поля вблизи Земли и проведен анализ амплитуд токов и возмущений при локализации различных месторасположений пересоединений в хвосте. Используя МГД-модель с тонким токовым слоем, полученным сжатием хвоста, было изучено формирование плазмоедов в ближней области геомагнитного хвоста. Тонкий токовый слой был локализован в районе $-13 \div -80 R_E$. После задания модели сопротивления в нескольких локализованных областях плазменного слоя хвоста происходит пересоединение и развиваются плазмоеды. Из-за быстрого времени развития пересоединения было использовано возмущение ИМГД-типа для того, чтобы найти задержки, связанные с распространением быстрой моды. Модель работы [130] предсказывает, что пересоединение в нескольких "точках" магнитного хвоста создает систему токов вдоль поля, которые перекрываются и в результате формируется одна система токов глобального масштаба. В большинстве случаев в этой системе доминирует одна из "точек" пересоединения. А это означает, что хотя наблюдается только одна система токов (токовый клин), возможно существование более чем одной активной области пересоединения.

Литература

1. Филиппычев Д.С. Гибридное моделирование плазмы космического пространства: Модели с представлением электронов в виде безмассовой жидкости. 1. Бесстолкновительные ударные волны. // Прикладная математика и информатика *N 1*: Сб. // Под ред. Д.П. Костомарова, В.И. Дмитриева - М: Диалог-МГУ, 1999, с. 20-50
2. Филиппычев Д.С. Гибридное моделирование плазмы космического пространства: Модели с представлением электронов в виде безмассовой жидкости. 2. Медленные и промежуточные ударные волны. // Прикладная математика и информатика *N 2*: Сб. // Под ред. Д.П. Костомарова, В.И. Дмитриева - М: Диалог-МГУ, 1999, с. 5-33.
3. Филиппычев Д.С. Гибридное моделирование плазмы космического пространства: Модели с представлением электронов в виде безмассовой жидкости. 3. Безударные разрывы. // Прикладная математика и информатика *N 4*: Сб. // Под ред. Д.П. Костомарова, В.И. Дмитриева - М:

- МАКС Пресс, 2000, С. 5-56.
4. Филиппычев Д.С. Гибридное моделирование плазмы космического пространства: Модели с представлением электронов в виде безмассовой жидкости. 4. Неустойчивость Кельвина-Гельмгольца // Прикладная математика и информатика N 7: Сб. //Под ред. Д.П. Костомарова, В.И.Дмитриева - М: МАКС Пресс, 2001, С. 19-55.
 5. Филиппычев Д.С. Гибридное моделирование плазмы космического пространства: Модели с представлением электронов в виде безмассовой жидкости. 5. Пересоединение магнитных силовых линий // Прикладная математика и информатика N 8: Сб. //Под ред. Д.П. Костомарова, В.И.Дмитриева - М: МАКС Пресс, 2001, С. 5-54.
 6. Zwingmann W., Wallace J., Schindler K., Birn J. Particle simulations of magnetic reconnection in the magnetotail configuration. //J.Geophys.Res.A.1990. Vol. 95, N A12. P. 20877-20888.
 7. Pritchett P.L. Effect of electron dynamics on collisionless reconnection in two-dimensional magnetotail equilibria. //J.Geophys.Res.A. 1994. Vol. 99, N A4. P. 5935-5941.
 8. Hesse M., Winske D., Kuznetsova M.M. Hybrid modeling of collisionless reconnection in two-dimensional current sheets: Simulations. //J.Geophys.Res.A.1995. Vol. 100, N A11. P. 21815-21825.
 9. Brecht S.H., Lyon J.G., Fedder J.A., Hain K. A time-dependent three-dimensional simulation of the Earth's magnetosphere: Reconnection events.//J.Geophys.Res.A.1982. Vol. 87, N A8. P.6098-6108.
 - 10.Fedder J.A., Lyon J.G. The solar wind-magnetosphere-ionosphere current-voltage relationship. //Geophys.Res.Lett. 1987. Vol. 14, N 8. P. 880-883.
 - 11.Walker R.J., Ogino T., Ashour-Abdulla M. A magnetohydrodynamic simulation of reconnection in the magnetotail during intervals with southward interplanetary magnetic field. // **Magnetotail Physics.** /Edited by A.T.Y. Lui - Baltimore, MD.: *John Hopkins Univ. Press*, 1987. P. 183-.
 - 12.Walker R.J., Ogino T., Raeder J., Ashour-Abdulla M. A magnetohydrodynamic simulation of the magnetosphere when the interplanetary magnetic field is southward: The onset of magnetotail reconnection. //J.Geophys.Res.A. 1993. Vol. 98, N A10 P. 17235-17250.
 - 13.Raeder J. Global MHD simulations of the dynamics of the magnetosphere: Weak and strong solar wind forcing. // *Proc.Second Intern.Conference on Substorms (ICS-2)* /Edited by J.R. Kan, J.D. Kraven, S.-I. Akasofu - Fairbanks: *Geophys.Institute, Univ.of Alaska.*, 1994. P. 561-.
 - 14.Slinker S.P., Fedder J.A., Lyon J.B. Plasmoid formation and evolution in a numerical simulatoin of a substorm. //Geophys.Res.Lett. 1995. Vol. 22, N 7. P. 859-862.
 - 15.Anderson J.E. **Magnetohydrodynamic Shock Waves.** -Cambridge: *Mas-*

- sachusetts Inst. Technology*. 1963. 226p. *Имеется перевод*: Андерсон Э. Ударные волны в магнитной гидродинамике.- М.: *Атомиздат*, 1968. 271 с.
16. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. **Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений**. - М.: *Наука*, 1974. 270с.
 17. **Объектродинамика плазмы**/Ахиезер А.И., Ахиезер И.А., Половин Р.В., Ситенко А.Г., Степанов К.Н. /под ред. А.И. Ахиезера. - М.: *Наука*, 1974. 720с.
 18. Великович А.Л., Либерман М.А. **Физика ударных волн в газах и плазме**.- М.: *Наука*, 1987. 295С.
 19. Birdsall C.K., Langdon A.B. **Plasma physics via computer simulation`**. - New York: *McGrow-Hill*. 1985. Имеется перевод: Бэдсел Ч., Ленгдон А. **Физика плазмы и численное моделирование**. - М.: *Энергоатомиздат*, 1989. 452с.
 20. Березин Ю.А., Вшивков В.А. **Метод частиц в динамике разреженной плазмы**. - Новосибирск: *Наука СО*, 1980. 95с.
 21. Березин Ю.А., Федорук М.П. **Моделирование нестационарных плазменных процессов**. - Новосибирск: *Наука СО*, 1993. 357с.
 22. Boris J.P. Relativistic plasma simulation-optimization of a hybrid code. //Proceedings, Fourth conference on **Numerical Simulation of Plasmas**/Edited by J.P.Boris, R.Shanny - Washington, D.C.,USA: *U.S. Government Printing Office*, 1970. P. 3-67.
 23. Winske D. Hybrid simulation codes with application to shocks and up-stream waves. //Space Sci. Rev. 1985. **Vol. 42**, N 1-2. P.53-66.
 24. Chodura R. A hybrid fluid-particle model of ion heating in high-Mach-number shock waves. //Nucl.Fusion.1975. **Vol. 15**, N 1. P. 55-61.
 25. Hewett D.W. A global method of solving the electron-field equations in a zero-inertia-electron-hybrid plasma simulation code. //J.Comput.Phys.1980. **Vol. 38**, N 3. P.378-395.
 26. Hewett D.W., Seyler C.E. Reconnection phenomena during the formation phase of field-reversal experiments. //Phys.Rev.Lett.1981. **Vol. 46**, N 23. P.1519-1522.
 27. Hewett D.W. Spontaneous development of toroidal magnetic field during formation of field reversed theta pinch. //Nucl.Fusion.1984. **Vol. 24**, N 3. P.349-357.
 28. Friedman A., Sudan R.N., Denavit J. A linearized 3D hybrid code for stability studies of field-reversed ion rings. //J.Comput.Phys.1981. **Vol. 40**, N 1. P. 1-35.
 29. Byers J.A., Cohen B.I., Condit W.C., Hanson J.D. Hybrid simulation of quasineutral phenomena in magnetized plasma. //J.Comput.Phys.1978. **Vol. 27**, N 3. P.363-396.

30. Tanaka M. Simulations of heavy ion heating by electromagnetic ion cyclotron waves induced by proton temperature anisotropies. // *J. Geophys. Res. A*. 1985. **Vol. 90**, N A7. P. 6459-6468.
31. Omura Y., Ashour-Abdalla M., Quest K., Gendrin R. Heating of thermal helium in the equatorial magnetosphere: a simulation study. // *J. Geophys. Res. A*. 1985. **Vol. 90**, N A9. P. 8281-8292.
32. Harned D.S. Quasineutral hybrid simulation of macroscopic plasma phenomena. // *J. Comput. Phys.* 1982. **Vol. 47**, N 3. P. 452-462.
33. Harned D.S. Rotational instabilities in the field reversed configuration: results of hybrid simulations // *Phys. Fluids*. 1983. **Vol. 26**, N 5. P. 1320-1326.
34. Morse R.L., Nielson C.W. Numerical simulation of the Weibel instability in one and two dimensions. // *Phys. Fluids*. 1971. **Vol. 14**, N 4. P. 830-840.
35. Lin Y., Lee L.C. Structure of the dayside reconnection layer in resistive MHD and hybrid models. // *J. Geophys. Res. A*. 1993. **Vol. 98**, N A3. P. 3919-3934.
36. Lin Y., Lee L.C. Structure of reconnection layers in the magnetopause. // *Space Sci. Rev.* 1993. **Vol. 65**, N 1-2. P. 59-179.
37. Otani N.F. The Alfvén ion-cyclotron instability: Simulation theory and techniques. // *J. Comput. Phys.* 1988. **Vol. 78**, N 2. P. 251-277.
38. Terasawa T., Hoshino M., Sakai J.-I., Hada T. Decay instability of finite-amplitude circularly polarized Alfvén waves: A numerical simulation of stimulated Brillouin scattering. // *J. Geophys. Res. A*. 1986. **Vol. 91**, N A4. P. 4171-4187.
39. Winske D., Quest K.B. Magnetic field and density fluctuations at perpendicular supercritical collisionless shocks. // *J. Geophys. Res. A*. 1988. **Vol. 93**, N A9. P. 9681-9694.
40. Matthews A.P. Current advance method and cyclic leapfrog for 2D multispecies hybrid plasma simulations. // *J. Comput. Phys.* 1994. **Vol. 112**, N 1. P. 102-116.
41. Harris E.G. On a plasma sheath separating regions of oppositely directed magnetic field. // *Nuovo Cimento* 1962. **Vol. 23**, N 1. P. 115-121.
42. Schindler K. A self-consistent theory of the tail of the magnetosphere. // **Earth's Magnetosphere Processes**. / Edited by B.M. McCormac - Nowell, Mass.: D.Reidel, 1972. P. 200-209.
43. Birn J., Sommer R., Schindler K. Open and closed magnetospheric tail configurations and their stability. // *Astrophys. and Space Sci.* 1975. **Vol. 35**, N 2. P. 389-402.
44. Pritchett P.L., Coroniti F.V. A radiating one-dimensional current sheet configuration. // *J. Geophys. Res. A*. 1993. **Vol. 98**, N A9. P. 15355-15363.
45. Kuznetsova M.M., Hesse M., Winske D. Kinetic quasi-viscous and bulk inertia effects in collisionless magnetotail reconnection.

- //J.Geophys.Res.A.1998. **Vol. 103**, N A1. P. 199-213.
- 46.Cai H.J., Lee L.C. The generalized Ohm's law in collisionless magnetic reconnection. //Phys.Plasmas 1997. **Vol. 4**, N 3. P. 509-520.
- 47.Hesse M., Winske D. Hybrid simulations of collisionless ion tearing. //Geophys.Res.Lett.1993. **Vol. 20**, N 12. P. 1207-1210.
- 48.Hesse M., Winske D. Hybrid simulations of collisionless reconnection in current sheets. //J.Geophys. Res.A.1994. **Vol. 99**, N A6. P. 11177-11192.
- 49.Kuznetsova M.M., Hesse M., Winske D. Ion dynamic in a hybrid simulation of magnetotail reconnection. //J.Geophys.Res.A.1996. **Vol. 101**, N A12. P. 27351-27373.
- 50.Vasyliunas V.M. Theoretical models magnetic field merging 1. //Rev.Geophys.and Space Phys.1975. **Vol. 13**, N 1. P. 303-336.
- 51.Kuznetsova M.M., Hesse M., Winske D. Hybrid modeling of collisionless tearing mode: Linear theory. //J.Geophys.Res.A.1995. **Vol. 100**, N A11. P. 21827-21833.
- 52.Mandt M.E., Denton R.E., Drake J.F. Transition to whistler mediated magnetic reconnection. //Geophys.Res.Lett.1994. **Vol. 21**, N 1. P. 73-76.
- 53.Biskamp D., Schwartz E., Drake J.F. Ion-controlled collisionless magnetic reconnection. //Phys.Rev.Lett.1995. **Vol. 75**, N 21. P. 3850-3853.
- 54.Hesse M., Birn J., Schindler K. A self-consistent resistive fluid theory of electrostatic double layers including charge separation and magnetic and velocity shear. //J.Geophys.Res.A. 1990. **Vol. 95**, N A11. P. 18929-18938.
- 55.Biskamp D., Schwartz E., Drake J.F. Two-fluid theory of collisionless magnetic reconnection. //Phys.Plasmas.1997. **Vol. 4**, N 4. P. 1002-1009.
- 56.Shay M.A., Drake J.F., Denton R.E., Biskamp D. Structure of the dissipation region during collisionless magnetic reconnection. //J.Geophys.Res.A..1998. **Vol. 103**, N A5. P. 9165-9176.
- 57.Shay M.A., Drake J.F., Rogers B.N., Denton R.E. The scaling of collisionless magnetic, reconnection for large systems. //Geophys.Res.Lett..1999. **Vol. 26**, N 14. P. 2163-2166.
- 58.Shay M.A., Drake J.F. The role of electron dissipation on the rate of collisionless magnetic reconnection. //Geophys.Res.Lett..1998. **Vol. 25**, N 20. P. 3759-3762.
- 59.Burkhart G.R., Drake J.F., Dusenbery P.B., Speiser T.W. A particle model for magnetotail neutral sheet equilibria. //J.Geophys.Res.A. 1992. **Vol. 97**, N A9. P. 13799-13815.
- 60.Holland D.L., Chen J. Self-consistent current sheet structure in the quiet-time magnetotail. //Geophys.Res.Lett. 1993. **Vol. 20**, N 17. P. 1775-1778.
- 61.Burkhart G.R., Dusenbery P.B., Speiser T.W., Lopez R.E. Hybrid simulations of thin current sheets. //J.Geophys.Res.A. 1993. **Vol. 98**, N A12. P. 21373-21390.

62. Cargill P.J., Chen J., Harold J.B. One-dimensional hybrid simulations of current sheets in the quiet magnetotail. // *Geophys.Res.Lett.* 1994. **Vol.21**, N 20. P.2251-2254.
63. Chang C.L., Wong H.K., Wu C.S. Electromagnetic instabilities attributed to a cross-field ion drift. // *Phys.Res.Lett.* 1990. **Vol. 65**, N 9. P. 1104-1107.
64. Parker E.N. Sweet's mechanism for merging magnetic fields in conducting fluids. // *J.Geophys.Res.* 1957. **Vol.62**, N 4. P. 509-520.
65. Parker E.N. The solar-flare phenomena and the theory of reconnection and annihilation of magnetic fields. // *Astrophys.J.Suppl.Ser.* 1963. **Vol. 8**, N 1. P. 177-212.
66. Parker E.N. Topological dissipation and the small-scale fields in turbulent gases. // *Astrophys.J.* 1972. **Vol. 174**, N 3 Pt.1. P. 499-510.
67. Syrovatskii S.I. On the mechanism of solar flares. // *Solar Flares and Space Research/Eds. C.de Jager, Z.Svestka - Amsterdam: North-Holland*, 1969. P. 346-355.
68. Сыроватский С.И. О возникновении токовых слоев в плазме с замороженным сильным магнитным полем. // *ЖЭТФ* 1971. **Т. 60**. N 5. С. 1727-1741.
69. Syrovatskii S.I. Particle acceleration and plasma ejection from the Sun. // *Solar Terrestrial Physics./Eds. C.de Jager - Dordrecht*, 1971. **Part.I**. P. 119-133.
70. Сыроватский С.И., Франк А.Г., Ходжаев А.З. Развитие токового слоя при движении плазмы в магнитном поле с нулевой линией. // *Письма в ЖЭТФ* 1972. **Т. 15**. N 3. С. 138-142.
71. Сыроватский С.И. Теоретические модели вспышек. // *Вестн. АН СССР*, 1973. N 3. С. 31-36.
72. Статьи Сыроватского С.И. в кн. **Нейтральные токовые слои в плазме.** // *Труды ФИАН СССР* Т. 74. /под ред. Н.Г.Басова - М.: Наука, 1974. 167 с.
73. Соколов Б.В., Сыроватский С.И. Электрические и магнитные поля, возникающие при разрыве нейтрального токового слоя. // *Изв. АН СССР*, 1975. **Т. 39**. N 2. С. 375-378.
74. Молоденский М.М., Сыроватский С.И. Магнитное поле активных областей и его нулевые точки. // *Астрон.Ж.* 1977. **Т. 54**. N 6. С. 1293-1304.
75. Статьи Сыроватского С.И. в кн. **Вспышечные процессы в плазме.** // *Труды ФИАН СССР* Т. 110. /под ред. В.Л.Гинзбурга - М.: Наука, 1979. 162 с.
76. Сыроватский С.И. Ключевые вопросы теории вспышек. // *Изв. АН СССР Сер. Физ.*, 1979. **Т. 43**. N 4. С. 695-707.
77. Сыроватский С.И. Ключевые вопросы теории вспышек. // *Изв. АН СССР Сер. Физ.*, 1979. **Т. 43**. N 4. С. 695-707.

78. Брушлинский К.В., Заборов А.М., Сыроватский С.И. Численный анализ токового слоя в окрестности магнитной нулевой линии. //Физ. Плазмы, 1980. Т. 6. N 2. С. 297-311.
79. Буланов С.В. Сыроватский С.И. Магнитогидродинамические колебания и волны в окрестности нулевой линии магнитного поля. //Физ. Плазмы, 1980. Т. 6. N 6. С. 1205-1218.
80. Syrovatskii S.I. Pinch sheets and reconnection in astrophysics. //Ann.Rev.Astronomy and Astrophys. 1981, Vol. 19. P. 163-229.
81. Priest E.R. Current sheets. //Solar Flare Magnetohydrodynamics./Edited by E.R. Priest - New York: Gordon and Breach, 1981. P. 139-.
82. Parker E.N. Spontaneous Current Sheeths in Magnetic Fields. - New York: Oxford Univ.Press. 1994.
83. Birn J., Hesse M., Schindler K. MHD simulations of magnetotail dynamics. //J.Geophys.Res.A. 1996. Vol. 101, N A6. P. 12939-12954.
84. Kulsrud R.M., Hahn T.S. Forced magnetic reconnection. //Phys.Scripta T 1982. Vol. T-2, N 2. P. 525-528.
85. Schindler K., Birn J. On the cause of thin current sheets in the near-Earth magnetotail and their possible significance for magnetospheric substorms. //J.Geophys. Res.A. 1993. Vol. 98, N A9. P. 15477-15485.
86. Wiegelmann T., Schindler K. Formation of thin current sheets in a quasistatic magnetotail model. //Geophys. Res.Lett. 1995. Vol. 22, N 15. P. 2057-2060.
87. Lee L.C., Zhang L. Choe G.S., Cai H.J. Formation of very thin current sheet in the near-Earth magnetotail and the explosive growth phase of substorms. //Geophys.Res.Lett. 1995. Vol. 22, N 9. P. 1137-1140.
88. Schindler K., Birn J. Magnetospheric physics. //Phys. Rep. 1978. Vol. 47, N 2. P. 109-165.
89. Schindler K., Birn J. Self-consistent theory of time-dependent convection in the Earth's magnetotail. //J.Geophys. Res.A. 1982. Vol. 87, N A4. P. 2263-2275.
90. Birn J., Schindler K, Hesse M. Magnetotail dynamics: MHD simulations of driven and spontaneous dynamic changes. // Proc.Second Intern.Conference on Substorms (ICS-2) /Edited by J.R. Kan, J.D. Kraven, S.-I. Akasofu - Fairbanks: Geophys.Institute, Univ.of Alaska., 1994. P. 135-142.
91. Birn J., Hesse M. Details of current disruption and diversion in simulations of magnetotail dynamics. //J.Geophys.Res.A. 1996. Vol. 101, N A7 P. 15345-15358.
92. Birn J., Schindler K, Janicke L., Hesse M. Magnetotail dynamics under isobaric constraints. //J.Geophys.Res.A. 1994. Vol. 99, N A8. P. 14863-14875.
93. Schindler K., Birn J. The current sheets and magnetotail dynamics.

- //J.Geophys. Res.A. 1999. **Vol. 104**, N A11. P. 25001-25010.
94. Birn J., Gary S.P., Hesse M. Microscale anisotropy reduction and macro-scale dynamics of the magnetotail. //J.Geophys.Res.A. 1995. **Vol. 100**, N A10. P. 19211-19220.
 95. Sergeev V.A., Tanskanen P., Mursula K., Korth A., Elphic R.C. Current sheet thickness in the near-Earth plasma sheet during substorm growth phase as referred from simulations magnetotail and ground-based observations. //Adv.Space Res. 1988. **Vol. 8**, N 9-10. P. 125-128.
 96. Pritchett P.L., Coroniti F.V., Pellat R., Karimabadi H. Collisionless reconnection in two-dimensional magnetotail equilibria. //J.Geophys.Res.A. 1991. **Vol.96** N A7. P. 11523-11538.
 97. Pritchett P.L., Coroniti F.V. Convection and the formation of thin current sheets in the near-Earth plasma sheet. //Geophys.Res.Lett. 1994. **Vol. 21**, N 15. P. 1587-1590.
 98. Hesse M., Winske D., Kuznetsova M.M., Birn M., Schindler K. Hybrid modeling of the formation of thin current sheets in magnetotail configurations. //J.Geomagn.&Geolectr.1996. **Vol. 48**, N 5-6. P. 749-763.
 99. Birn J., Hesse M., Schindler K. Formation of thin current sheets in space plasmas. //J.Geophys.Res.A. 1998. **Vol. 103**, N A4. P. 6843-6852.
 100. Rastatter L., Hesse M., Schindler K. Hall-MHD modeling of near-Earth magnetotail current sheet thinning and evolution. //J.Geophys.Res.A.1999. **Vol. 104**, N A 6. P. 12301-12311.
 101. Hesse M., Schindler K., Birn J., Kuznetsova M.M. The diffusion region in collisionless magnetic reconnection. //Phys.Plasmas 1999. **Vol. 6**, N 5. P. 1781-1795.
 102. Hesse M., Winske D., Birn J. On the ion scale structure of thin current sheets in the magnetotail. //Phys.Scripta T 1998. **Vol. T-74**, P. 63-66.
 103. Speiser T.W. Particle trajectories in model current sheet. 1. Analytical solution. //J.Geophys.Res. 1965. **Vol. 70**, N 17. P. 4219-4226.
 104. Lyons L.R., Speiser T.W. Evidence for current sheet acceleration in the geomagnetic tail. //J.Geophys.Res.A. 1982. **Vol. 87**, N 4. P. 2276-2286.
 105. Martin R.F.(Jr.), Speiser T.W. A predicted energetic ion signature of a neutral line in the geomagnetic tail. //J.Geophys.Res.A. 1988. **Vol. 93**, N 10. P. 11521-11526.
 106. Buchner J., Zelenyi L.M. Regular and chaotic charged particle motion in magnetotaillike field reversals. 1. Basic theory of trapped motion. //J.Geophys.Res.A.1989. **Vol. 94**, N A 9. P. 11821-11842.
 107. Chen J. Nonlinear dynamics of charged particles in the magnetotail. //J.Geophys.Res.A 1992. **Vol. 97**, N A10. P. 15011-15050.
 108. Ashour-Abdalla M., Zelenyi L.M., Perroomian V., Richard L. Consequences of magnetotail ion dynamics. //J.Geophys.Res.1994. **Vol. 99**, N A8.

- P. 14891-14916.
109. Sato T. Particle acceleration in time-developing magnetic reconnection process. //J.Geophys.Res.A. 1982. **Vol. 87**, N A8. P. 6089-6097.
 110. Scholer M., Jamitzky F. Plasmoid-associated energetic ion bursts in the deep magnetotail: Numerical modeling of the boundary layer. //J.Geophys.Res.A. 1989. **Vol. 94**, N A3. P. 2459-2470.
 111. Birn J., Hesse M. Particle acceleration in the dynamic magnetotail: Orbits in self-consistent three-dimensional MHD fields. //J.Geophys.Res.A. 1994. **Vol. 99**, N A1. P. 109-119.
 112. Joyce G., Chen J., Slinker S., Holland D.L., Harold J.B. Particle energization near an X line in the magnetotail based on global MHD fields. //J.Geophys.Res.A. 1995. **Vol. 100**, N A10. P. 19167-19176.
 113. Birn J., Thomsen M.F., Borovsky J.E., Reeves G.D., McComas D.J., Belian R.D., Hesse M. Substorm ion injections: Geosynchronous observations and test particle orbits in three-dimensional dynamic MHD fields. //J.Geophys.Res.A. 1997. **Vol. 102**, N A2. P. 2325-2341.
 114. Birn J., Thomsen M.F., Borovsky J.E., Reeves G.D., McComas D.J., Belian R.D., Hesse M. Substorm electron injection: Geosynchronous observations and test particle simulations. //J.Geophys.Res.A. 1998. **Vol. 103**, N A5. P. 9235-9248.
 115. Lin Y., Swift D.W. A two-dimensional hybrid simulation of the magnetotail reconnection layer. //J.Geophys.Res.A.1996. **Vol.101**, N A9. P.19859-19870.
 116. Krauss-Varban D., Omidi N. Large-scale hybrid simulations of the magnetotail during reconnection. //Geophys.Res.Lett.1995. **Vol.22**, N23. P.3271-3274.
 117. Nakamura M.S., Fujimoto M., Maezawa K. Ion dynamics and resultant velocity space distributions in the course of the magnetic reconnection. //J.Geophys.Res.A.1998. **Vol.103**, N A3. P. 4531-4546.
 118. Lottermoser R.-F., Scholer M., Matthews A.P. Ion kinetic effects in magnetic reconnection:Hybrid simulations. //J.Geophys.Res.A. 1998. **Vol. 103**, N A3. P. 4547-4559.
 119. Nakabayashi J., Machida S. Electromagnetic hybrid-code simulation of magnetic reconnection: Velocity distribution functions of accelerated ions. //Geophys.Res.Lett. 1997. **Vol. 24**, N 11. P. 1339-1342.
 120. Hewett D.W., Frances G.E., Max C.E. New regimes of magnetic reconnection in collisionless plasma. //Phys.Rev.Lett.1988. **Vol. 61**, N 7. P. 893-896.
 121. Horiuchi R., Sato T. Particle simulation study of driven magnetic reconnection in collisionless plasma. //Phys.Plasmas 1994. **Vol. 1**, N 11. P. 3587-3597.

122. Horiuchi R., Sato T. Particle simulation study of collisionless driven reconnection in a sheared magnetic field. //Phys.Plasmas 1997. **Vol. 4**, N 2. P. 277-289.
123. Hesse M., Winske D. Electron dissipation in collisionless magnetic reconnection. //J.Geophys.Res.A. 1998. **Vol. 103**, N A11. P. 26479-26486.
124. Horiuchi R., Sato T. Collisionless magnetic reconnection in the presence of external driving flow. //J.Plasma Phys. 1999. **Vol. 61**, Pt. 3. P. 415-423.
125. Aubry M.P., McPherron R.L. Magnetotail changes in relation to the solar wind magnetic field and magnetospheric substorms. //J.Geophys.Res. 1971. **Vol. 76**, N 19. P. 4381-4401.
126. Omidi N., Karimabadi H., Krauss-Varban D. Hybrid simulation of curved dayside magnetopause during southward IMF. //Geophys.Res.Lett. 1998. **Vol. 25**, N 17. P. 3273-3276.
127. Karimabadi H., Krauss-Varban D., Omidi N., Vu H.X. Magnetic structure of reconnection layer and core field generation in plasmoids. //J.Geophys.Res.A.1999. Vol.104, N A6. P. 12313-12326.
128. Sonnerup B.U.O. Magnetic field reconnection. //Solar System Plasma Physics./Edited by L.T.Lanzerotti, C.F.Kennel, E.N.Parker - Amsterdam: North-Holland Publ. Co., 1979. Vol. 3, P. 45-108.
129. Pulkkinen T.I., Baker D.N., Wiltberger M., Goodrich C., Lopez R.E. Pseudobreakup and substorm onset: Observations and MHD simulations compared. //J.Geophys.Res.A. 1998. **Vol. 103**, N A7. P. 14847-14854.
130. Rastatter L., Hesse M. Patchy reconnection and evolution of multiple plasmoids in the Earth's magnetotail: Effects on near-Earth current system. //J.Geophys.Res.A.1999. **Vol. 104**, N A 11. P. 25011-25020.