

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЛАЗМЫ КОСМИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА С УЧЕТОМ ЭФФЕКТА ХОЛЛА: ПРОЦЕСС ПЕРЕСОЕДИНЕНИЯ МАГНИТНЫХ СИЛОВЫХ ЛИНИЙ *

1. Введение

Пересоединение магнитных силовых линий (в дальнейшем “магнитное пересоединение” или просто “пересоединение”) играет существенную роль в определении конфигурации магнитного поля в астрофизической и космической плазме. Процесс магнитного пересоединения является ответственным за быстрое преобразование энергии магнитного поля в тепловую и кинетическую энергию плазмы. В магнитосфере Земли магнитное пересоединение происходит на магнитопаузе, где оно приводит к переносу массы, момента и энергии солнечного ветра. Во время геомагнитных суббурь процесс пересоединения важен для освобождения запасенной в геомагнитном хвосте магнитной энергии в виде плазмойдов.

Методы магнитной гидродинамики (МГД) занимают важное место в исследовании плазменных явлений. Хотя МГД-исследования являются очень полезными, но для лучшего понимания процесса пересоединения (в частности в геомагнитном хвосте) необходимо разрешение динамики системы на пространственных масштабах, сравнимых с ионной длиной инерции или с ионным ларморовским радиусом. С другой стороны, в бесстолкновительной плазме эффекты Холла играют важную роль в процессах, протекающих на пространственных и временных масштабах, малых по сравнению с характерными ионными масштабами (длина инерции и гиропериод ионов). Поскольку МГД-приближение справедливо на масштабах значительно превышающих ионные масштабы, то для крупномасштабного моделирования МГД-процессов с учетом эффектов Холла используется холловская МГД, содержащая холловские члены в обобщенном законе Ома, которые и вносят в систему малые пространственные масштабы.

Полное кинетическое моделирование (PIC-моделирование) в принципе может более адекватно рассматривать ряд проблем бесстолкновительной плазмы. Оно включает *a priori* эффект Холла, а так же и другие эффекты (например, эффекты конечного ларморовского радиуса). Разум-

* Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований, проект № 02-01-00299.

ным компромиссом между “простыми” МГД расчетами и рассмотрением динамики заряженных частиц (PIC-моделированием, требующим больших затрат компьютерного времени) является использование гибридных схем численного моделирования. В традиционной гибридной модели ионы рассматриваются как набор дискретных частиц, а электроны в виде безмассовой жидкости с изотропным давлением. Однако, холловский член в законе Ома более аккуратно учитывается в рамках модифицированной гибридной модели. Численному моделированию с использованием гибридной модели (как стандартной, так и модифицированной) космической плазмы посвящен ряд обзоров автора [1-6], в которых в ряде случаев рассматриваются и проявления эффекта Холла.

В настоящей работе дается обзор работ по численному моделированию процесса пересоединения силовых линий магнитного поля в космической плазме с учетом эффекта Холла. Рассматриваются работы с применением холловской МГД, PIC и гибридной моделей. Также представлен ряд работ, в которых проводилось сравнение результатов расчетов по этим моделям.

2. Некоторые понятия и обозначения

В исследованиях космической плазмы большое внимание уделяется магнитосфере Земли (Рис.1). Это связано с наличием большого числа

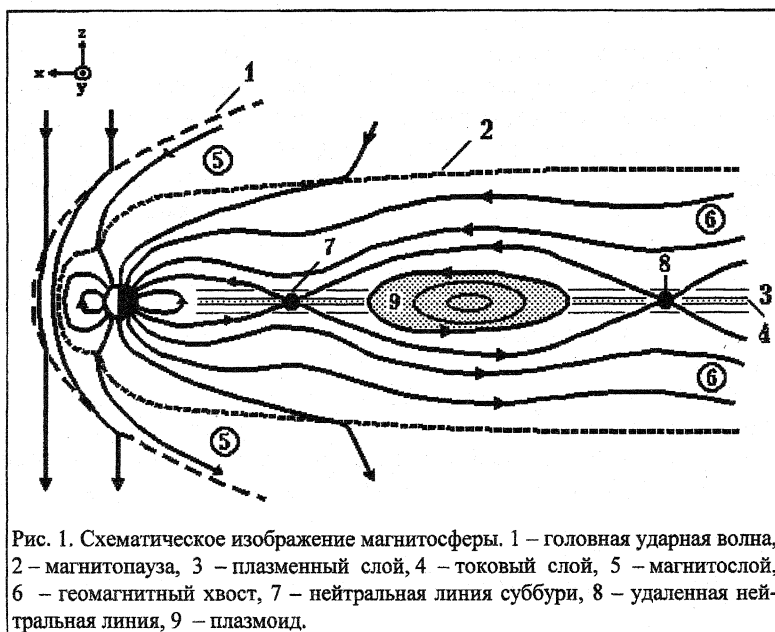


Рис. 1. Схематическое изображение магнитосферы. 1 – головная ударная волна, 2 – магнитопауза, 3 – плазменный слой, 4 – токовый слой, 5 – магнитослой, 6 – геомагнитный хвост, 7 – нейтральная линия суббури, 8 – удаленная нейтральная линия, 9 – плазмод.

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. Магнитосфера 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.

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 по направлению 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 $\approx 40R_E$ 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. В плазменном слое могут происходить разряды, сопровождающиеся выделением огромного количества магнитной энергии ($\sim 1.5 \times 10^{11}$ 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 плазмойдами.

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 удерживаются частицы плазменного слоя.

Основные обозначения.

c – скорость света; e – величина заряда электрона; q – заряд иона, q_s – заряд заряженной частицы сорта s , $q_e = e$; d – полутолщина токового слоя, $d = \delta/2$; L_d – длина системы в d направлении; t – время; $R_E = 6370$ км – радиус Земли; R_L – ионный гирорадиус; $R_L = \delta_i \rho_i^{1/2}$; 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 – давление (для идеальной плазмы $P = nk_B T$, k_B – постоянная Больцмана); T_s – температура частиц сорта s ; $V_A \equiv B_0 / (4\pi n_0 M)^{1/2}$ – альфвеновская скорость; $\Omega_i / \omega_{pi} = V_A / c$; B_0 и n_0 – “базовые” значения магнитного поля и концентрации частиц. S – число Лундквиста, равное отношению двух характерных времен $S = \tau_R / \tau_A$: $\tau_R = L^2 / \nu_m$ – времени диффузии магнитного поля (резистив-

ный масштаб времени) и $\tau_A = L/V_A$ – времени распространения МГД возмущений на расстояние L (альфвеновское время); здесь $v_m = c^2/4\pi\sigma$ – магнитная вязкость. $\beta_s = n_s k_B T_s / (B^2/8\pi)$ – отношение давления компоненты “ s ” плазмы к магнитному давлению. $\gamma = C_p/C_v$ – отношение удельных теплоемкостей; $\delta = 2d$, Δ , l – толщина, ширина и длина токового слоя; $\delta_s \equiv c/\omega_{ps} = V_A/\Omega_s$ – длина инерции (или “бесстолкновительная скин-длина”) частиц сорта s ; $\lambda_0 \equiv \delta_{i0}$ – ионная длина инерции в начальный момент времени; μ_0 – магнитная проницаемость вакуума; η – сопротивление плазмы; $\sigma = 1/\eta$ – проводимость плазмы; $\rho = Mn$ – массовая плотность; ω , \mathbf{k} – частота и волновой вектор колебаний; $\omega_{ps} \equiv (4\pi q_s^2 n_0/m_s)^{1/2}$, $\Omega_s \equiv q_s B_0/m_s c$ – плазменная частота и гирочастота частиц сорта “ s ”; $\mathbf{b} = \mathbf{B}/B$ – единичный вектор в направлении магнитного поля \mathbf{B} ; \mathbf{E} – электрическое поле; \mathbf{J} – плотность электрического тока; $\hat{\mathbf{I}}$ – единичный тензор; \mathbf{u} – скорость потока плазмы; \mathbf{v} – скорость частицы (иона); \mathbf{V} – скорость потока компоненты плазмы (например, электронов \mathbf{V}_e) или плазмы; \mathbf{x} – пространственная координата в $2-D$ (x, z);

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

Нижние индексы: “ \parallel ” и “ \perp ” обозначают продольные и поперечные компоненты векторов; “ s ” – сорт частиц, в частности: e – электрон; i – ион; p – плазма (например, в ω_{ps}), полоидальная компонента тока или поля; “ 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 PIC-моделировании размерность задачи определяется по формуле $D[\cdot] = (d + d_v)/2$ (d – размерность конфигурационного пространства; d_v – размерность пространства скоростей). Например, размерность $D 2\frac{1}{2} = (d(=2) + d_v(=3))/2$ соответствует 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:

МГД – Магнитная Гидродинамика (MHD -Magnetohydrodynamic);
ИМГД – идеальная МГД;
ХМГД – Холловская МГД (HMHD – Hall MHD);
РХМГД – Резистивная Холловская МГД (RHMHD -Resistive HMHD);
FAC – Field-Aligned Current – ток вдоль магнитного поля;
FLR – Finite Larmor Radius – конечный ларморовский радиус;
IMF – Interplanetary Magnetic Field: Межпланетное магнитное поле.
PIC – Particle-in-Cell: метод численного моделирования “частиц в ячейке”; EM PIC – Electromagnetic PIC – электромагнитный PIC;
RL – Reconnection Layer – слой пересоединения;

МГД разрывы:

УВ – Ударная Волна (Shock);
МУВ – медленная УВ (SS – Slow Shock);
RD – Rotational Discontinuity – вращательный разрыв;

3. Холловская МГД модель описания плазменных процессов

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. МГД приближение основано на макроскопической точке зрения, описывая явления на временных и пространственных масштабах больших по сравнению с гиросмаштабами частиц. Описание мелкомасштабных явлений вводится в теорию посредством соответствующих усреднений.

Самым простым гидродинамическим (газодинамическим) 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 двухжидкостной теории, содержащей в своей общей форме эффекты инерции, как электронов, так и ионов. При исключении из рассмотрения инерции электронов ($m = 0$) упрощенные уравнения двухжидкостной теории становятся идентичными уравнениям идеальной МГД, за исключением закона Ома, в котором появляется холловский член $E_{Hall} = (\mathbf{J} \times \mathbf{B}) / (cn_e e)$. 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 ($l < \delta_i \equiv c/\omega_{pi}$) и на времен-

ных 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 несжимаемой резистивной ХМГД (РХМГД) можно записать в виде:

$$\begin{aligned} \partial\rho/\partial t + \nabla \cdot (\rho\mathbf{V}) &= 0, \\ \rho(\partial/\partial t + \mathbf{V}\nabla \cdot)\mathbf{V} + \nabla \cdot (P + B^2/8\pi) &= 0, \\ \partial\mathbf{B}/\partial t &= -c\nabla \times \mathbf{E}, \quad (\text{закон Фарадея}) \\ \mathbf{J} &= c\nabla \times \mathbf{B}/4\pi, \quad (1) \\ \mathbf{E} &= -\nabla P/en_e - (\mathbf{V}_e \times \mathbf{B})/c + \eta \cdot \mathbf{J} + (\mathbf{J} \times \mathbf{B})/(en_e c), \quad (\text{закон Ома}) \end{aligned}$$

$$\frac{d}{dt} \frac{P}{\rho^\gamma} = 0.$$

Для столкновительной плазмы (резистивной МГД) используется приближение адиабатической среды $\gamma = 5/3$. Для бесстолкновительной плазмы (МГД и ХМГД) более подходящим оказывается изотермическое приближение $\gamma = 1$, в котором последнее соотношение в (1) принимает вид $P/\rho = \text{const}$. При отсутствии холловского поля E_{Hall} в правой части обобщенного закона Ома для системы уравнений (1) используется название “резистивная МГД” (РМГД). Термин “идеальная МГД” (ИМГД) применяется в случае, когда в системе помимо пренебрежения членом E_{Hall} полагается и отсутствие конечного сопротивления ($\eta = 0$). При этом получается хорошо известное выражение закона Ома ИМГД: $\mathbf{E} = -(\mathbf{V}_e \times \mathbf{B})/c$.

Составляющая электрического поля $\mathbf{E}_{\text{Hall}} = (\mathbf{J} \times \mathbf{B})/(en_e c)$ перпендикулярна как к току, так и к магнитному полю. Она часто возникает в плазме автоматически вследствие небольшого разделения зарядов в рамках наложения условия квазинейтральности ($n_i \approx n_e = n$). При подстановке закона Ома в закон Фарадея, последний с учетом соотношения $\mathbf{J} = en(\mathbf{V}_e - \mathbf{V}_i)$ принимает следующий вид

$$\partial\mathbf{B}/\partial t = \nabla \times (\mathbf{V}_i \times \mathbf{B}) - \eta \cdot \nabla \times \mathbf{J} - \nabla \times ((\mathbf{J} \times \mathbf{B})/en_e). \quad (2)$$

Последний член этого выражения – холловский член – может быть представлен в виде:

$$\nabla \times ((\mathbf{J} \times \mathbf{B})/en_e) = -(\nabla n_e) \times (\mathbf{J} \times \mathbf{B})/(en_e^2) + (\nabla \times (\mathbf{J} \times \mathbf{B}))/en_e.$$

В плоской геометрии холловское поле влияет на динамику плазмы и поля

в поперечном к окружающему магнитному полю направлении только в случае неоднородной плазмы, поскольку $\nabla \times (\mathbf{J} \times \mathbf{B}) = 0$. При включении в рассмотрение динамики параллельного поля оказывается $\nabla \times (\mathbf{J} \times \mathbf{B}) \neq 0$ и холловское поле приводит к вистлерным модам. В цилиндрической геометрии холловское поле может оказаться важным и для однородной плазмы, поскольку в этом случае $\nabla \times (\mathbf{J} \times \mathbf{B}) \neq 0$. Холловский член также может быть записан в виде [7]:

$$\nabla \times ((\mathbf{J} \times \mathbf{B})/en_e) = Mc(\nabla \times (d\mathbf{V}_i/dt))/e. \quad (3)$$

В работе [7] ХМГД (система уравнений (1) без учета конечного сопротивления $\eta = 0$)

$$\partial \rho / \partial t + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = 0,$$

$$\rho(\partial / \partial t + \mathbf{V} \nabla \cdot) \mathbf{V} + \nabla \cdot (P + B^2/8\pi) = 0, \quad (4)$$

$$\partial \mathbf{B} / \partial t = \nabla \times (\mathbf{V}_i \times \mathbf{B}) - \nabla \times ((\mathbf{J} \times \mathbf{B})/en_e), \text{ (закон Фарадея)}$$

использовалась для изучения физики, связанной с холловским членом. В этой работе приведен так же краткий обзор исследований по приложению теории ХМГД к задачам космической и лабораторной плазмы.

Пренебрежение электронной инерцией означает, что система ХМГД (4) применима только на временных масштабах, меньших, чем нижняя гибридная частота. В уравнениях ХМГД не учитываются также эффекты конечного ларморовского радиуса (FLR) ионов, связанные с анизотропией тензора натяжений ионов [8]. В жидкостном пределе эффекты FLR приводят к возникновению скорости диамагнитного дрейфа ионов в неоднородной плазме $V_{di} = (cT_i/eB)(\partial \ln(n_i)/\partial x) \cong (R_L/L_n)V_{th}$ [7], где R_L – ионный ларморовский радиус, $L_n \equiv (\partial \ln(n_e)/\partial x)^{-1}$ – пространственный масштаб градиента плотности, V_{th} – тепловая скорость ионов. Отсюда следует, что ионная дрейфовая волна существует как нормальная мода системы $\omega = kV_{di}$ и в случае $R_L \leq L_n$ может приобретать существенное значение. Отношение скорости холловского магнитного дрейфа $V_H = (V_A c/\omega_{pi})(\partial \ln(n_i)/\partial x)$ к ионной диамагнитной скорости равняется $V_H/V_{di} \cong 2/\beta_i$, что предоставляет возможность пренебречь эффектами FLR в пределе малых β_i . С другой стороны, в системах с $R_L \gg L_n$ ионы не могут совершать диамагнитный дрейф в смысле движения жидкости. В этом пределе ионы существенно не замагничены (т.е. их орбиты следуют вдоль прямых линий) и эффектами FLR можно также пренебречь [9].

Скейлинг холловского члена по отношению других членов в по-

следнем уравнении системы (4) получается с помощью использования представлений (2) и (3) [7]. Пренебрегая скоростью ионов V_i , закон Фарадея аппроксимируется в виде:

$$\frac{\Delta B}{\Delta t} \approx \frac{c}{4\pi n_e e L_n} \frac{B}{\Delta x}. \quad (5)$$

Предполагая $\Delta x/\Delta t \sim V_A$ из (5) получается масштаб холловского члена $c/\omega_{pi} L_n = \delta_i/L_n$ [7]. С учетом соотношения $d/dt \sim \omega$ при сравнении выражения (3) с конвективным членом закона Фарадея масштаб холловского члена по отношению к конвективному члену оказывается равным ω/Ω_i . Таким образом, холловский член становится важным на пространственных масштабах, меньших ионной длины инерции и на временных масштабах, меньших по сравнению с ионным гиропериодом.

Во многих случаях эволюция магнитного поля, а также эволюция макропараметров плазмы (например, плотности плазмы), может быть описана в рамках ИМГД, за исключением размеров, меньших по сравнению с ионным гирорадиусом. Однако, применение ИМГД может стать неадекватным для изучения некоторых аспектов динамики плазменных процессов. Дело в том, что в рамках ИМГД нельзя разделить вклады динамики ионов и электронов. Это связано с тем, что одним из неявных предположений ИМГД является положение, что в низшем порядке электронная и ионная жидкости имеют одну и ту же скорость. В формализме холловской МГД скорость электронного потока V_e отличается от скорости ионной жидкости V и определяется из выражения $V_e = V - J/ne$. Отсюда следуют выражения для отдельного описания плотностей тока ионной и электронной компонент: $J_i = enV$, $J_e = (e/4\pi)\nabla \times B - J_i = -enV_e$. Таким образом, в ХМГД имеется возможность отдельного изучения динамики ионов и электронов и в частности относительной важности изменения во времени J_e и J_i .

Детальное изучение уравнения закона Фарадея системы (4) было проведено многими авторами в пределе $V_i = 0$, который носит название "электронная магнитная гидродинамика" (ЕМНД). Превосходный обзор этих работ содержится в работе [10]. Такой анализ относится в первую очередь к переносу магнитного поля, а не к рассмотрению устойчивости плазмы. В данном обзоре работы по ЕМНД не рассматриваются, хотя данная модель использовалась для исследования процесса пересоединения (см., например, [11-13]).

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

Численные модели плазмы, основанные на МГД аппроксимации, не включают целый ряд физических эффектов, рассмотрение которых в ряде приложений представляет значительный интерес, а также не описывают физические процессы, протекающие на расстояниях порядка нескольких ионных длин инерции. С другой стороны, кинетические модели, в частности техника моделирования “частиц-в-ячейке” (PIC) [14-16], 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 задачах физики плазмы при исследовании конкретных процессов, протекающих на определенных пространственных и временных масштабах, во многих случаях отсутствует необходимость рассматривать явления, происходящие на более коротких или более длинных масштабах. В этой ситуации 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 (функция распределения которой сильно отличается от равновесной, т.е. максвелловской) описывается в кинетическом представлении. Наиболее часто такая неравновесная компонента рассматривается в виде набора дискретных частиц и для нахождения самосогласованного решения используется PIC-метод.

Гибридное моделирование (см., например, обзоры [1-6]), в котором метод частиц используется только для ионной компоненты, а электроны рассматриваются как жидкость (газодинамическая модель) широко применяется для изучения физических процессов в космической плазме. При этом 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 ($n_e \approx n_i$). Эволюцию системы можно проследить на больших интервалах времени и в большей области пространства за счет полного устранения из рассмотрения динамики быстрых электронов. Для этого используются гибридные коды, в которых ионы рассматриваются как частицы, а электроны как безмассовая жидкость ($m = 0$). В таком численном моделировании хорошо воспроизводятся физические процес-

сы, протекающие на ионных масштабах длины ($\delta_i; R_L$) и времени (Ω_i^{-1}). При этом из расчетов устраняются плазменная частота и гирочастота электронов.

Довольно часто в задачах, связанных с космической плазмой, расстояния измеряются в единицах ионной длины инерции δ_i , а время в Ω_i^{-1} . За основные безразмерные переменные (верхний индекс "old" относится к размерным величинам) выбираются: расстояние $x = x^{old}/\delta_i$ и время $\tau = t^{old}/(\Omega_i^{-1}) = \Omega_i t^{old}$. Нормализация остальных переменных проводится на основе этих величин: скорость $v = v^{old}/V_A$; электрическое $E = (q/M\Omega_i V_A) E^{old}$ и магнитное $B = (q/M\Omega_i c) B^{old}$ поля; плотность тока $J = (1/qn_0 V_A) J^{old}$; векторный потенциал магнитного поля $A = (q/McV_A) A^{old}$; $\eta = \alpha_2 \eta^{old}$, $\alpha_1 = q/MV_A^2$, $\alpha_2 = q^2 n_0 / M\Omega_i = c\omega_{pi}/4\pi V_A$, $\alpha_3 = V_A^2 n_0 M = B_0^2/4\pi$. В безразмерных переменных уравнения гибридной модели записываются в виде:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mathbf{J}_\perp \quad (\text{закон Ампера}), \quad (6a)$$

$$\nabla \times \mathbf{E}_\perp = -\partial \mathbf{B} / \partial \tau \quad (\text{закон Фарадея}), \quad (6b)$$

$$\mathbf{E} = -\alpha_1 \nabla(n_e T_e) / en_e - \mathbf{V}_e \times \mathbf{B} + \eta \bullet \mathbf{J} \quad (\text{обобщенный закон Ома}), \quad (6c)$$

$$d\mathbf{v}/d\tau = \mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}, \quad d\mathbf{x}/d\tau = \mathbf{v}, \quad (6d)$$

$$(3/2) \partial(n_e T_e) / \partial \tau + (\partial/\partial x) \left((3/2) (n_e T_e) V_{ex} \right) + (n_e T_e) \partial V_{ex} / \partial x = \alpha_3 \eta J^2, \quad (6e)$$

$$n_e = n_i = \int f_i d\mathbf{v} = n. \quad (6f)$$

В условии квазинейтральности (6f) f_i — функция распределения по скоростям ионов. Полная плотность тока $\mathbf{J} = -n\mathbf{V}_e + \int f_i d\mathbf{v}$ согласно соотношению (6f) удовлетворяет условию $\nabla \bullet \mathbf{J} = 0$, из которого следует $J_\parallel = J_x = 0$. При моделировании физических процессов в космической плазме во многих случаях электроны рассматриваются в изотермическом или адиабатическом ($P = nT$) приближении. При этом из модели (6) исчезает уравнение энергии (6e).

Численная реализация гибридной модели осуществляется на дискретных сетках во времени ($\Delta\tau; \tau^k = k\Delta\tau, k = 1, 2, \dots$) и по пространству (с шагами Δx), шаги которых составляют, как правило, доли соответствующих масштабов ($\Delta\tau = 0.05, \Delta x = 0.5$). На каждом временном шаге по-

следовательность расчетов в гибридной модели (6) выглядит следующим образом:

- компоненты электромагнитного поля (\mathbf{V} и \mathbf{E}_\perp) определяются из уравнений Ампера (6a) и Фарадея (6b);
- параллельное электрическое поле вычисляется из уравнения движения электронной компоненты плазмы, т.е. из обобщенного закона Ома (6c);
- методом частиц моделируется динамика ионной компоненты (6d) и определяются макроскопические характеристики ионов (как моменты их функции распределения);
- решается уравнение для электронной температуры (6e).

В рамках данного обзора не рассматривается подробное описание численных алгоритмов гибридного моделирования. Такое описание приведено в обзорах [1-6].

Модифицированная гибридная модель была разработана в серии работ [17-21]. В гибридном [21] и PIC [22] моделировании основное внимание фокусировалось на вопросе об относительной важности двух диссипативных членов в правой части закона Ома для электронов

$$\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{V}_e \times \mathbf{B} = -\frac{1}{n_e e} \nabla \cdot \hat{\mathbf{P}}_e - \frac{m}{e} \frac{d\mathbf{V}_e}{dt}. \quad (7)$$

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 скалярным давлением P , для вычисления которого обычно используется просто адиабатическое или изотермическое уравнение состояния. При исследовании бесстолкновительного пересоединения на основе $D 2\frac{1}{2}$ гибридного моделирования для включения в модель эффектов, ответственных за нарушение условия вмороженности, авторы работ [17-21] вышли за рамки традиционной гибридной модели, добавив в модель самосогласованную эволюцию полного тензора электронного давления $\hat{\mathbf{P}}_e$:

$$\frac{\partial \hat{\mathbf{P}}_e}{\partial t} = -\underline{\mathbf{D}} - \underline{\mathbf{C}}, \quad (8)$$

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

$$\underline{\mathbf{C}} = \frac{\Omega_e}{t} (\hat{\mathbf{P}}_e - \mathbf{P}\hat{\mathbf{I}}), \quad [17,18],$$

$$\underline{\mathbf{C}} = \Omega_e [\hat{\mathbf{P}}_e \times \mathbf{b} + (\hat{\mathbf{P}}_e \times \mathbf{b})^T] + \frac{\Omega_e}{\tau} (\hat{\mathbf{P}}_e - \mathbf{P}\hat{\mathbf{I}}), \quad [19].$$

$$\underline{C} = \hat{C}\hat{P}_e = \Omega_e[\hat{P}_e \times \mathbf{b} + (\hat{P}_e \times \mathbf{b})^T]. \quad [20,21],$$

τ – безразмерный временной масштаб изотропизации [17-19]. 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 “T” обозначает транспонированную матрицу. В уравнение (8) не включен только один член – дивергенция обобщенного потока тепла $\nabla \bullet \mathbf{Q}$, а для уравнения эволюции \hat{P}_e игнорируются только эффекты, связанные с более высокими (по сравнению со вторым) моментами функции распределения электронов.

Результаты гибридных расчетов [17-21] продемонстрировали, что доминирующий член уравнения электрического поля, за счет которого происходит нарушение условия вмороженности вблизи нейтральной X – линии, оказывается пропорциональным дивергенции негиротропного тензора давления. Это положение было ранее предположено многими авторами (см., например, [23]).

Используя модифицированный гибридный формализм, авторы работы [24] провели аналитический анализ устойчивости тонкого двумерного токового слоя по отношению к возбуждению возмущений типа тиринговой 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.

5. Численное моделирование процесса пересоединения

Пересоединение магнитных силовых линий играет важную роль в различных плазменных средах, обеспечивая механизм быстрого высвобождения накопленной магнитной энергии. Магнитное пересоединение является процессом, посредством которого магнитное поле может изменить свою топологию (конфигурацию) в плазме с высокой проводимостью. Примерами могут служить процессы в космических и астрофизических объектах, а также в лабораторной плазме, в которых при соответствующих условиях перенос плазмы сопровождается изменением магнитной связности между отдельными плазменными элементами. В близких к идеальным плазменным средам подразумевается, что такое изменение магнитной связности происходит в одной или нескольких изолированных областях пространства, которые называются диффузионными областями.

Пересоединение происходит в том случае, когда две плазменные области с противоположно направленными магнитными полями “сталкиваются” на токовом слое. Если плазма имеет конечное сопротивление, то силовые линии могут разорваться и вновь соединиться, но уже в другом порядке. В результате образуется нейтральная точка (“магнитный” нуль), расположенная в центре X -образной структуры (рис.1 точки 7 и 8). Такая точка в $2-D$ геометрии называется точкой (в $3-D$ — линией) X -типа (X -точкой, X -линией). Магнитная энергия превращается в энергию движения плазмы, когда пересоединенные магнитные линии отбрасываются силой магнитного натяжения $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$, действующей в области большой кривизны силовых линий.

Основные свойства процесса пересоединения можно пояснить при рассмотрении уравнения индукции (закона Фарадея):

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) + \eta (c^2/4\pi) \nabla^2 \mathbf{B}.$$

Это уравнение описывает изменение магнитного поля с течением времени за счет переноса поля потоком плазмы и в результате диффузии. Отношение первого члена (перенос) ко второму (диффузия) в правой части уравнения характеризуется магнитным числом Рейнольдса $R_m \equiv uL/\eta$ (частный, но важный случай — число Лундквиста S , когда в качестве характерной скорости выбирается альфвеновская скорость $u = V_A$). Практически для любой космической плазмы S оказывается очень большим, поскольку в такой плазме значение пространственного масштаба изменения поля L очень велико, в результате чего магнитные силовые линии оказываются “вмороженными” в плазму. Однако, в областях сильного изменения магнитного поля L становится очень малым и второй член правой части уравнения индукции может стать преобладающим. В таких областях может происходить быстрая диффузия магнитного поля через плазму с характерным временем $\tau = L^2/\eta$. В результате этого процесса изменяется топология магнитного поля и освобождается большое количество магнитной энергии. Кроме того, за счет магнитного натяжения, создаваемого вновь пересоединившимися силовыми линиями, плазма ускоряется примерно до альфвеновской скорости V_A в направлении от области пересоединения. Скорость пересоединения магнитных силовых линий характеризуется безразмерной величиной $M = M_A \equiv u/V_A$, где $u = c(E_0/B_0)$. Исследование МГД моделей показало, что скорость пересоединения слабо зависит от конкретных механизмов пересоединения, а определяется главным образом краевыми условиями, т.е. способом организации течения плазмы к области пересоединения.

На протяжении последних четырех десятилетий наиболее часто об-

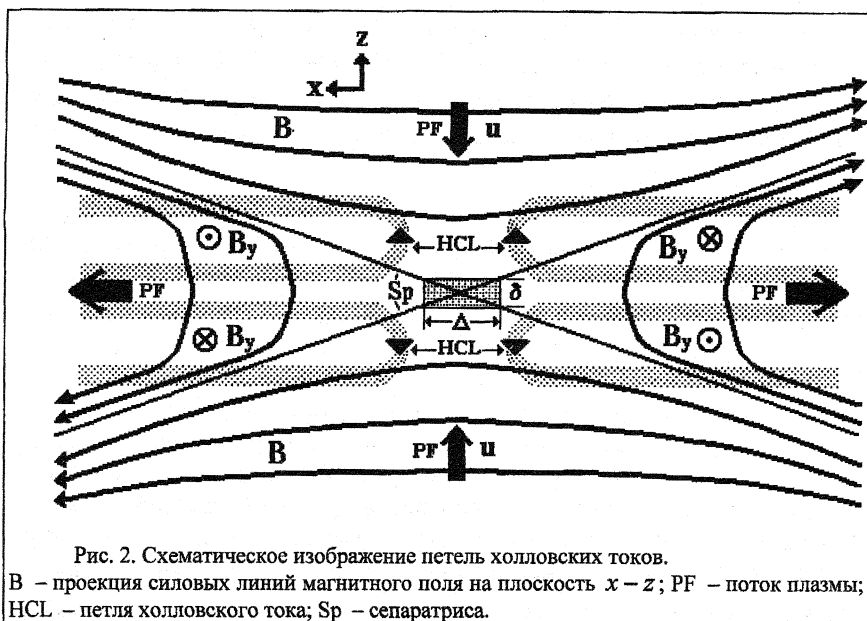
суждались две основанные на РМГД модели стационарного пересоединения Свита-Паркера [25-28] и Петчека [29]. В модели Свита-Паркера предполагается, что плазма несжимаема, а пересоединение происходит в окрестности нейтральной линии. Слой пересоединения имеет геометрическую структуру с Y – точкой [30], а его длина порядка размера системы. Для слабостолкновительных систем (таких как солнечная корона) число Лундквиста приобретает очень большое значение $S \approx 10^{12} + 10^{14}$, а временной масштаб пересоединения ($\sim S^{1/2}$) оказывается порядка нескольких часов, что является слишком большим временем для описания быстрых событий, таких как солнечные вспышки. Качественно отличную модель стационарного пересоединения, в которой на всем протяжении процесса поддерживается структура с X – точкой, предложил Петчек [29]. В этой модели диффузионная область занимает только небольшую центральную область, в то время как большая часть преобразования энергии происходит на стоячих медленных ударных волнах (МУВ-выключения). На этих разрывах входящая плазма ускоряется и нагревается, что приводит к формированию двух горячих быстрых выходящих потоков. В отличие от модели Свита-Паркера модель Петчека приводит к быстрому пересоединению с временным масштабом, логарифмически зависящим от S (для солнечной короны порядка минут).

Важный вклад в изучение магнитного пересоединения был сделан с помощью численного моделирования. Проблемы, связанные с нелинейным характером МГД-уравнений, возникают всегда, когда рассматриваются магнитные поля в плазме. При изучении процесса пересоединения эти трудности усложняются за счет учета конечного сопротивления плазмы. Решение в диффузионной области характеризуется очень малыми характерными масштабами, порождая трудности при переходе к решению во внешней области, в которой справедлива ИМГД. Численному моделированию пересоединения в рамках гидродинамической модели, в котором эти трудности, как правило, преодолеваются, посвящено огромное число работ (часть из них представлена в обзорах [5,6]).

При моделировании процесса магнитного пересоединения за начальное состояние системы часто выбирается равновесный токовый слой Харриса [31]. Магнитные поля в верхней и нижней полуплоскостях строго противоположны и параллельны оси x . Равновесное решение представляется в виде: $B_x(z) = B_0 \operatorname{th}(z/\alpha)$; $n(z) = n_0 / \operatorname{ch}^2(z/\alpha)$. Параметры n_0 , T_e и B_0 связаны соотношением $n_0(T_e + T_i) = B_0^2 / 8\pi$. B_0 и n_0 характеризуют напряженность магнитного поля и концентрацию частиц вдали от токового слоя, $\alpha = \delta$ – толщина слоя. Равновесие плазмы и магнитного поля описывается моделью Харриса и в этом случае, когда в плоском то-

ковом слое происходит только поворот поля на угол, меньший 180° . При этом, следует учесть наличие “ведущего поля” – компоненты \mathbf{V} , направленной вдоль равновесия тока (т.е. по оси y): $\mathbf{V} = V_x(z)\hat{e}_x + V_y\hat{e}_y$.

Холловский член в обобщенном законе Ома может быть полностью аннулирован холловским полем при выполнении равенства $\nabla \times (\mathbf{J} \times \mathbf{V}/ne) = 0$. Однако, как было отмечено в кратком обзоре аналитических моделей пересоединения и их связи с компьютерным моделированием [32], даже в этом случае холловские токи присутствовали в решениях этой работы. Дело в том, что граничные условия на электростатический потенциал $\phi(x, y)$ при $z \rightarrow \pm\infty$ не могли быть согласованы с холловским потенциалом, полученным из $\mathbf{J} \times \mathbf{V}/ne$ для этих решений. В случае, когда $\nabla \times (\mathbf{J} \times \mathbf{V}/ne) \neq 0$ холловские токи должны протекать в системе. Схематическое изображение такой $2-D$ конфигурации показано на рис.2. Ионы приближаются к диффузионной области на расстояния, превышающие половину их длины инерции δ_i (или ларморовского радиуса ионов R_L), в то же время электроны остаются замагниченными вплоть до дистанций по x , сравнимых с δ_e (или ларморовским радиусом электронов R_{Le}). В результате различного движения электронов и ионов при $|x| \leq \delta_i$ (или R_L) появляются токи в направлении оси x (J_x). Условие непрерывности тока приводит к появлению компоненты холловского тока J_z . Таким образом, возникают петли холловского тока в плоскости $x-z$, которые вызывают появление компонент магнитного поля $B_y(x, z)$ и потока плазмы $v_y(x, z)$. Величина этих компонент оказывается пропорциональной отношению δ_i/δ , где $\delta = 2d$ – толщина слоя. В работе [32] на основании приведенных в ней примеров, было сделано заключение, что эффекты холловских токов должны проявляться в двухжидкостном и PIC моделировании магнитного пересоединения. Влияние этих эффектов локализовано в диффузионной области, а также в слоях вытекающих струй и сепаратрис, когда толщина этих областей становится сравнимой с δ_i или R_L . Поскольку в этих областях имеется два характерных пространственных масштаба (δ_e и δ_i – соответственно, электронный и ионный), то электромагнитное поле вблизи сепараторов может иметь довольно сложную структуру даже в случае бесстолкновительной плазмы [32].



В численном моделировании бесстолкновительного пересоединения в рамках двухжидкостной холловской модели [33,34] решалась система трех уравнений [33]:

$$\partial_t (\psi - \delta_e^2 J) + \mathbf{v}_e \cdot \nabla (\psi - \delta_e^2 J) = (-1)^{\nu-1} \eta_\nu \nabla^{2(\nu-1)} J,$$

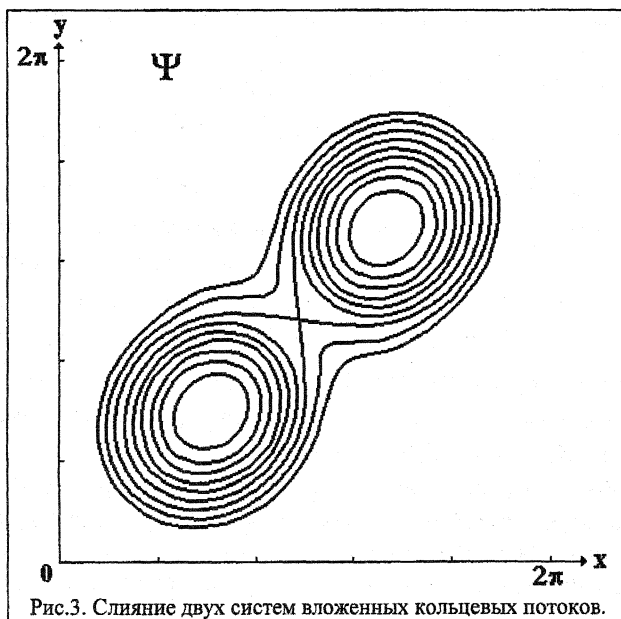
$$\delta_i^2 (\partial_t \omega_i + \mathbf{v}_i \cdot \nabla \omega_i) + \delta_e^2 (\partial_t \omega_e + \mathbf{v}_e \cdot \nabla \omega_e) - \mathbf{B} \cdot \nabla J = (-1)^\nu [\mu_\nu \nabla^{2(\nu-1)} \omega_i + \eta_\nu \nabla^{2(\nu-1)} \omega_e],$$

$$\partial_t (\varphi_e - \varphi_i - \delta_e^2 \omega_e) + \mathbf{v}_e \cdot \nabla (\varphi_e - \varphi_i - \delta_e^2 \omega_e) + \mathbf{B} \cdot \nabla J = (-1)^\nu \eta_\nu \nabla^{2(\nu-1)} \omega_e,$$

относительно потоковой функции ψ , описывающей полоидальное магнитное поле $\mathbf{B} = \hat{\mathbf{z}} \times \nabla \psi$, а также потоковых функций полоидальных скоростей электронов и ионов φ_α , $\alpha = e, i$; $\mathbf{v}_\alpha = \hat{\mathbf{z}} \times \nabla \varphi_\alpha$; $\omega_\alpha = \nabla^2 \varphi_\alpha$; $\mathbf{J} = -\hat{\mathbf{z}} \times \nabla \delta B_z = \hat{\mathbf{z}} \times \nabla (\varphi_i - \varphi_e)$ – плотность полоидального тока. Использовались безразмерные переменные: $x \rightarrow x/L$; $t \rightarrow t/t_w$, $t_w = L^2 / \delta_e^2 \Omega_e$ – вистлеровское время; $\varphi_\alpha \rightarrow \varphi_\alpha / B_0$, $\psi \rightarrow \psi / LB_0$, B_0 – характерное полоидальное поле; $\delta_\alpha \rightarrow \delta_\alpha / L$. Диссипативный член общего вида η_ν при $\nu = 1$ соответствовал сопротивлению, а при $\nu = 2$ – (поперечной) вязкости электронов. Рассматривалась задача о слиянии двух систем вложенных кольцевых магнитных потоков, локализованных на диагонали квадратной области со стороной $L = 2\pi$ (Рис. 3). В расчетах использовалось зани-

женное отношение $\delta_i/\delta_e = \sqrt{M/m} \approx 10$, поскольку при получении численного решения реальное отношение $\delta_i/\delta_e \approx 50$ вносит определенные трудности для наиболее интересного случая $\delta_i \ll 1$. Для получения скейлинга по этому отношению изменялись, как δ_i ($0.4 \geq \delta_i \geq 0.025$), так и δ_i/δ_e ($13.3 \geq \delta_i/\delta_e \geq 6.6$).

Вследствие наличия холлового члена в законе Ома динамика электронов и ионов оказывается развязанной на масштабах меньших, чем инерционная длина ионов $\delta_i \equiv c/\omega_{pi}$. Было найдено, что хотя инерция электронов разрушает условие вмороженности, скорость пересоединения не зависит существенным образом от массы электрона и контролируется инерцией ионов. При $\beta \geq 1$ скорость пересоединения оказалась значительно больше по сравнению со случаем полного игнорирования холлового члена. Когда электрическое поле пересоединения поддерживается инерцией электронов основного потока, плотность тока в узкой области вокруг X -линии нарастает. По результатам расчетов масштаб градиента скорости электронов основного потока оказался порядка электронной скин-длины $\delta_e \equiv c/\omega_{pe}$. Для ограничения резкого градиента скорости электронов в работе [33] *ad hoc* вводилась аномальная вязкость, поскольку в приближении холловской МГД исключается "естественная" самосо-



гласованная квазивязкость электронов, связанная с их тепловыми эффектами. В областях слабого магнитного поля эта “кинетическая инерция” обеспечивается недиагональными негиротропными вкладками в электронный тензор давления.

В противоположном пределе (малых β) сильное аксиальное поле подавляет вистлеровскую моду [34]. Вследствие этого ионы должны следовать за электронами в узком слое пересоединения $\delta \approx \delta_e$, формируя макроскопический токовый слой, в результате скорость пересоединения сильно уменьшается.

Численному моделированию магнитного пересоединения в рамках проекта “Моделирование геокосмической окружающей среды: проблема магнитного пересоединения” (“Geospace Environment Modeling (GEM) magnetic reconnection challenge”) посвящен ряд работ в *Journal of Geophysical Research A* 2001, Vol. 106, N 3 [35-44]. Основной целью этой программы являлось выяснение физических условий магнитного пересоединения в бесстолкновительной плазме, которые контролируют скорость магнитного пересоединения в двумерной конфигурации. Эволюция системы численно исследовалась с применением дискретных моделей различной сложности: от обычной резистивной МГД до полного электромагнитного моделирования частицами (EM PIC). Все численные расчеты проводились с одинаковыми начальными и граничными условиями на основе конфигурации простого слоя Харриса. Полученная скорость пересоединения была неразличима во всех моделях, в которых учитывался холловский член в обобщенном законе Ома. Кроме того, скорость пересоединения была нечувствительна к конкретному механизму нарушения условия вмороженности (удельное сопротивление, инерция или тепловое движение электронов). В традиционной резистивной МГД скорость пересоединения оказывается чрезвычайно малой в том случае, если не используется сильно локализованное или независимое от тока сопротивление. Холловский член вносит в систему динамику вистлеровских волн. Свойства квадратичной дисперсии вистлеров (более высокая фазовая скорость, меньшие пространственные масштабы) являются ключевым моментом для понимания полученных результатов.

Последующие три раздела настоящего обзора посвящены рассмотрению работ по численному моделированию пересоединения с использованием соответственно ХМГД, PIC и гибридного моделирования. При этом, основное внимание обращается на проявления эффектов холловских токов.

6. Холловское МГД моделирование магнитного пересоединения

МГД моделирование магнитного пересоединения с учетом холловских токов (ХМГД) проводилось в работах многих авторов. В этом разделе рассматривается только небольшая часть из этих работ. В последующих разделах будут приведены работы, в которых проводилось сравнение результатов ХМГД-моделирования с результатами РС – и гибридного моделирования. Кроме того, в отдельный раздел выделены работы, связанные с численным моделированием динамики токовых слоев, тесно связанной с процессом магнитного пересоединения.

Влияние холловского тока на столкновительную тиринг моду в двумерном анализе собственных мод изучалось в работе [45], в которой было найдено увеличение инкремента нарастания, а также трехмерная структура магнитного поля.

Пересоединение магнитных силовых линий происходит в окрестностях особых силовых линий или особых точек магнитного поля. В обзоре работ по динамике плазмы вблизи критических точек магнитного поля [46] нелинейная стадия эволюции системы описывалась автомодельными решениями уравнений МГД с учетом эффекта Холла. Результаты численного моделирования нестационарных $D 2\frac{1}{2}$ МГД-течений вблизи X -линий [46] показали, что эффект Холла приводит к образованию мелкомасштабной структуры и к смещению нулевых линий магнитного поля в направлении движения электронной компоненты плазмы, что является проявлением асимметрии, вызванной сносом силовых линий магнитного поля в течениях электронной компоненты плазмы.

Магнитное пересоединение в тонких токовых слоях, поперечный размер которых меньше, чем ионная скин-длина δ_i , исследовалось в работе [12]. Рассматривались $3-D$ электромагнитные уравнения, описывающие нелинейную эволюцию слоя в пределе не замагниченных ионов $-\partial/\partial t \gg \Omega_i$:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + c \nabla \times \mathbf{E} &= 0, \\ \mathbf{J} &= \frac{c}{4\pi} \nabla \times \mathbf{B} = -nev, \\ \mathbf{E} &= \frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{en_e c} + \delta_e^2 \frac{4\pi}{c} \frac{d}{dt} \mathbf{J}.\end{aligned}\tag{9}$$

В однородной плазме система уравнений (9) описывает длинноволновые вистлеровские волны ($k\delta_e \leq 1$) и коротковолновые электронные

циклотронные волны ($k\delta_e \geq 1$). На трехмерной сетке численно решалось уравнение, полученное из системы (9) при нормализации величин на пространственный Δ (ширина токового слоя) и временной $\tau_0 = \Delta^2/\delta_e^2\Omega_e$ (время нарастания вистлера) масштабы:

$$\frac{\partial}{\partial t} (1 - \hat{\delta}_e^2) \mathbf{B} + \nabla \times (\mathbf{J} \times \mathbf{B}) - \hat{\delta}_e^2 \nabla \times (\mathbf{J} \cdot \nabla \mathbf{J}) = 0,$$

где $\mathbf{J} = \nabla \times \mathbf{B}$, а $\hat{\delta}_e = \delta_e/\Delta$. Для полей накладывались периодические краевые условия по всем трем направлениям. Начальное состояние задавалось в виде $B_y(x) = -\delta B \cos(\pi x)$ и $B_z^2 = 1 - B_y^2$ с небольшим уровнем случайных возмущений для всех компонент \mathbf{B} . Для поддержания начального значения $B_y \sim \cos(\pi x)$ в модель включался источник электрического поля $E_0 \sin(\pi x)$. Результаты расчетов продемонстрировали, что при учете эффекта Холла узкие токовые слои эволюционируют в турбулентное состояние, состоящее из филаментарных потоков электронов конечной длины. При $\hat{\delta}_e \geq 1$ токовый слой оказался неустойчив по отношению к возмущениям типа Кельвина-Гемгольца с $\partial/\partial y \approx 0$. В случае же $\hat{\delta}_e \leq 1$ нарастание возмущений происходило в плоскости $y-z$ в том месте, где градиент тока имел наибольшее значение. Возникающая крупномасштабная неустойчивость разрушала профиль тока и сносила ток подобно "снежному плугу", локально формируя "ступенчатый" градиент J_z , за счет которого возбуждалась вторичная неустойчивость. В результате, на поздних временах расчета токовый слой полностью разрушался в филаментную структуру. Изменение тока вдоль z существенно отличалось от поведения тока при использовании стандартной МГД (без учета эффекта Холла).

Двумерный резистивный холловский МГД (РХМГД) код применялся в работе [47] для численного моделирования спонтанного пересоединения в одномерном токовом слое. Решались следующие уравнения в рационализованной системе единиц:

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) &= 0, \\ \frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\rho \mathbf{v} \mathbf{v} + \mathbf{P} \mathbf{I} - \frac{1}{\mu_0} \left(\mathbf{B} \mathbf{B} - \frac{1}{2} B^2 \mathbf{I} \right) \right) &= 0, \\ \frac{\partial U}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{S} &= 0, \quad \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \times \mathbf{E} = 0, \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$\mathbf{J} = \nabla \times \mathbf{B} / \mu_0, \quad \mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B} + h_c \mathbf{J} \times \mathbf{B} / \rho + \eta \mathbf{J},$$

$$U = \rho v^2 / 2 + P / (\gamma - 1) + B^2 / 2 \mu_0,$$

$$\mathbf{S} = (\rho v^2 / 2 + P / (\gamma - 1) + P) \mathbf{v} + \mathbf{E} \times \mathbf{B} / \mu_0.$$

Коэффициент Холла h_c вводит внутренний масштаб длины в уравнения, поскольку он определяется как отношение инерционной длины ионов к градиенту длины. Размерность моделирования составляла $D 2 \frac{1}{2}$ в том смысле, что все вычисляемые величины зависели только от координат x и y , но как магнитное поле \mathbf{B} , так и скорость потока \mathbf{v} могли иметь дополнительно z -компоненту. В качестве начального статического равновесия рассматривался плоский изотермический слой Харриса шириной $\alpha = 2d$.

Пересоединение устанавливалось за счет задания пространственно ограниченного сопротивления в центре изотермического слоя Харриса. В квази-стационарном состоянии проявлялись черты пересоединения типа Петчека: к диффузионной области примыкали две пары ударных волн; сильная сходимость потока к области обращения линии поля; слабая мода расширения в области втекания плазмы. В отличие от МГД-моделирования, в котором генерируется медленная мода, в РХМГД генерируется сильная суббыстрая промежуточная мода ударной волны. Авторы работы [47] относят такое поведение системы за счет большей скорости втекающего потока и несколько большим углом ударной нормали, который в свою очередь обусловлен большей скоростью пересоединения, в РХМГД по сравнению с МГД. Слой ударного перехода в РХМГД имеет большую толщину по сравнению с МГД и имеет внутреннюю структуру.

Гибридное и ХМГД моделирование [48] применялось для исследования структуры слоя пересоединения (RL) в магнитном хвосте в результате решения задачи Римана распада токового слоя, имеющего нормальную составляющую магнитного поля. Было проведено три численных эксперимента. В первом расчете часть слоя, полученного в гибридном моделировании пересоединения [49], использовалась в качестве начального состояния в задаче Римана для системы с периодическими условиями. Параметры расчета:

$$0 \leq x \leq L_x, \quad -L_z \leq z \leq L_z, \quad L_x = 96 \lambda_0, \quad L_z = 24 \lambda_0, \quad \lambda_0 = \delta_{i0}; \quad \Delta x = \Delta z = 0.3 \lambda_0.$$

В начальный момент $B_z = 0.13 B_0$ (B_0 – постоянная x -компонента магнитного поля). В процессе моделирования тонкий центральный токо-

вый слой становился нестабильным в параллельном направлении: электрический ток разбивался на нитевидные образования, и развивалась искривленная структура магнитного поля. Аналогичное поведение было обнаружено также во втором расчете [48]: начальное состояние – слой Харриса с наложенной нормальной составляющей магнитного поля; $L_x = 96\lambda_0$, $L_z = 80\lambda_0$; $B_z = 0.15B_0$. Как в первом, так и во втором расчетах RL не ограничивали МУВ-выключения. В третьем расчете проводилось решение той же самой задачи Римана с помощью 2-D ХМГД. При этом формировался устойчивый RL, который ограничивали МУВ-выключения.

Исследование структуры копланарной и некопланарной магнитоплазмы во время пересоединения проводилось в работе [50]. В соответствии с наблюдениями, было показано, что скачки на разрывах, ограничивающих RL, не удовлетворяют соотношениям Ренкина-Гюгонио (Р-Г) для известных МГД-разрывов. Параметры расчетов:

$n_1/n_0 = 0.1$, $B_1/B_0 = 1.37$, $T_{p1}/T_{p0} = 3.0$, $\beta_{p0} = 1.0$, $T_{e0}/T_{p0} = 0.1$; $\Delta x = \Delta z = \delta_{p0}$ с разрешением волновых чисел

$$ck/\omega_{p0} \approx 3; \Delta t = 0.025\Omega_{p0}^{-1}; N_c = 150 \times 300, N_{pc} = 60; T = 12000\Delta t.$$

Было рассмотрено два случая: строго антипараллельные поля (угол шири поля 180°) и наличие конечного ведущего магнитного поля ($B_y \neq 0$; угол шири 160°). По результатам моделирования [50] в копланарном случае ($B_y = 0$) RL ограничен двумя переходными областями (“разрывы” I и II), на которых условия Р-Г не выполнялись. На стороне RL в области магнитослоя (S -стороне) при прохождении через разрыв I концентрация почти не изменяется, а практически все ее изменение и скачок температуры происходят на разрыве II на стороне RL в области магнитосферы. В некопланарном случае [50] конечная компонента ведущего магнитного поля B_y возникала за счет взаимодействия с полем, создаваемым холловским током. В решении появлялась асимметрия по направлению z : в южной (нижней) полуплоскости минимум B оказался менее выраженным, чем в другой полуплоскости, а в северной полуплоскости B становится столь малым (β большим), что развивалась неустойчивость. Для $B_y < 0$ имело место обращение асимметрии. Хотя неустойчивость развивалась до незначительных амплитуд, за счет ее развития все вращение поля происходило на разрыве I S -стороны. При этом разрыв I в некотором смысле был похож на вращательный разрыв (RD).

Трехмерное ХМГД-моделирование пересоединения в магнитном хвосте [51] показало, что структуры продольных токов, подобные клинообразным токовым системам, воспроизводятся в расчетах с учетом

образным токовым системам, воспроизводятся в расчетах с учетом или без учета дипольной области, расположенной на направленном к Земле конце токового слоя. Механизм генерации продольных токов исследовался в рамках холловской МГД поскольку в магнитном хвосте инерционная длина ионов не является пренебрежимо малой по сравнению с шириной токового слоя. Для идеализированной геометрии токового слоя при отсутствии дипольной области показано, что полученные результаты полностью отличаются от результатов МГД-моделирования.

В аналитическом рассмотрении $2-D$ квазистационарного бесстолкновительного пересоединения [52] (см. также обзор тех же авторов по импульсному и квазистационарному пересоединению [53]) использовался обобщенный закон Ома с учетом холловского тока и градиента скалярного давления электронов. Равновесная конфигурация магнитного поля $\mathbf{B} = \hat{x}B_{p0} \operatorname{th}(z/2) + \hat{y}B_T$ содержала нейтральную линию при $z=0$ и постоянное ведущее поле B_T . При отсутствии ведущего поля ($B_T=0$) слой пересоединения (RL) поддерживал наклонные альфвеновские вистлеры, а динамика пересоединения контролировалась холловским током. В случае же когда $B_T/B_{p0} \geq 1$ RL поддерживал кинетические инерциальные альфвеновские волны, а динамика пересоединения контролировалась градиентом электронного давления. В работах [52,53] аналитические выводы сравнивались с результатами численного ХМГД-моделирования. Некоторые геометрические черты RL и слабая зависимость скорости пересоединения от сопротивления были сходными с результатами классической модели Петчека. Однако при включении в модель холловского тока и градиента электронного давления качественно изменяется основная волна и динамика частиц, являющихся связующим звеном пересоединения.

Результаты численного ХМГД-моделирования пересоединения в плазме околоземного пространства представлены в работе [40]. Механизм разрушения магнитных силовых линий обеспечивался удельным сопротивлением. Было показано, что максимальная скорость пересоединения контролировалась преимущественно ионами и имела слабую зависимость от удельного сопротивления. Скорость пересоединения оказалась близкой к значениям, полученным в расчетах по другим моделям (PIC, гибридное моделирование, ХМГД других авторов).

Различные модели (одножидкостная изотропная МГД; анизотропная МГД, ХМГД) применялись для изучения нелинейной эволюции резистивного тиринга [37]. Рассматривалось как однородное, так и пространственно локализованное сопротивление. В качестве начального состояния задавался плоский одномерный токовый слой с начальным возмущением, воспроизводящим периодическую структуру с магнитными островами и нейтральными линиями X -типа. В рамках ИМГД начальная конфигура-

ция X – типа коллапсирует в тонкий токовый слой конечной длины, в то время как магнитные острова сохраняют свой магнитный поток. Сравнение скорости пересоединения показало, что при начальной толщине токового слоя и локализации сопротивления, соответствующих числам Лундквиста порядка единицы, для аккуратного воспроизведения скорости и электрического поля пересоединения необходимо использовать моделирование частицами (PIC).

При численном моделировании пересоединения в $2-D$ конфигурациях [38] с использованием традиционной и холловской МГД основное внимание уделялось различным моделям сопротивления. Для модели с постоянным сопротивлением влияние диффузии или формирования тонкого токового слоя приводило к ограничению скорости пересоединения. В моделях с зависящим от тока сопротивлением скорость пересоединения увеличивалась во всех рассмотренных случаях. Для ХМГД скорость пересоединения оказалась в два раза больше по сравнению с результатами традиционной МГД. В ХМГД для всех рассмотренных зависимостей сопротивления от тока было получено максимальное значение скорости пересоединения равное ≈ 0.2 , которое не зависело ни от специфики модели сопротивления, ни от начального возмущения.

При изучении распространения через границу магнитопаузы градиент плотности, температурные эффекты и вращение магнитного поля можно ввести в рассмотрение, оставаясь в рамках идеальной МГД [54]. При этих условиях, усиление на магнитопаузе должно интерпретироваться на основе альфвеновских и магнитозвуковых резонансов. Если использовать ХМГД-моделирование, в котором дополнительно учитывается инерция ионов, то картина существенно изменяется: вместо резонанса сильная альфвеновская волна может быть захвачена в граничном слое между точкой ее конверсии из падающей волны и точкой возврата (т.е. точкой, где $k_{\parallel} = 0$), которая может существовать благодаря вращению магнитного поля. Этому эффекту была дана новая интерпретация трансформации на магнитопаузе [54], так как эффект Холла может приводить к пересоединению вблизи этой точки. Трансформация плазмы через магнитопаузу затем интерпретировалась на основе механизма пересоединения, которое возникает под прямым воздействием турбулентности магнитослоя, а не за счет локального возбуждения границы (например, типа тиринг-неустойчивости).

Исследование [55] посвящено двум вопросам: причине происхождения сильных флуктуаций магнитопаузы и механизму, ответственному за пересоединение. Было подтверждено, что первопричиной значительных флуктуаций магнитопаузы может являться наличие флуктуаций магнитослоя в предшествующий промежуток времени. Усиление этих флук-

туаций на границе объяснялось их конверсией нерезонансного типа, которая сопровождалась захватом альфвеновских волн на границе. Захваченные альфвеновские волны имеют большую амплитуду, а их конечная частота приводит к связанному с пересоединением на магнитопаузе отклонению от поведения в идеальной МГД. Авторы работы [55] показали, что за счет указанного процесса пересоединенный магнитный поток, возбуждаемый падающими волнами магнитослоя, в состоянии проникнуть в магнитосферу.

Для модели вынужденного пересоединения аналитическое выражение скейлинга пересоединения электрического поля в бесстолкновительной плазме было найдено в работе [56]. В частности, с достаточной степенью точности рассматривалась зависимость длины слоя пересоединения (l) от ионной длины инерции и граничных условий. Как при наличии ведущего поля, так и в его отсутствии был получен скейлинг ширины слоя пересоединения $\delta \propto \delta_i$, что означает $l \propto \delta_i^{1/2}$. Было также найдено, что электрическое поле пересоединения E_y пропорционально $\sqrt{\delta_i}$, а ширина токового слоя в ХМГД имеет масштаб S^{-1} , в противоположность модели Свита-Паркера, в которой этот масштаб равен $S^{-1/2}$. Аналитические выражения сравнивались с результатами ХМГД – моделирования.

Влияние эффекта Холла на генерацию токов вдоль поля (FAC) и альфвеновских волн в магнитном пересоединении изучалось с помощью 3-D ХМГД – моделирования [57] (компоненты магнитного поля B_y антипараллельны относительно $x = 0$). Результаты расчетов показали, что пересоединенные силовые линии магнитного поля изгибаются и смещаются в направлении y . Появление FAC нарушает симметрию рассвет – сумерки, а область генерирования FAC имеет тенденцию смещаться в сторону отрицательных значений координат $y < 0$. Было найдено, что в области $J_{\parallel} < 0$ альфвеновские волны имеют правостороннюю поляризацию, а в области $J_{\parallel} > 0$ левостороннюю.

7. Полное кинетическое моделирование (PIC-моделирование) магнитного пересоединения

В бесстолкновительном пределе МГД - моделирование, как правило, исключаяющее рассмотрение уже на ионных масштабах длины, не в состоянии адекватно описать микрофизику в окрестности области пересоединения, в которой нарушается условие замороженности. Для лучшего понимания процесса пересоединения необходимо рассматривать динамику частиц на пространственных масштабах, сравнимых, по крайней мере

с ионными масштабами длины (δ_i, R_L).

Полное кинетическое моделирование (PIC-моделирование) в принципе может адекватно рассматривать проблему бесстолкновительного пересоединения. Оно включает *a priori* как эффект Холла, так и эффекты конечного ларморовского радиуса, что приводит к некоторым трудностям при идентификации отдельных вкладов этих эффектов. Моделирование процесса пересоединения с использованием PIC-метода проводилось многими исследователями (см., например, [36,39,41,42,58-88]). Однако, из-за больших затрат компьютерных ресурсов во всех расчетах применялись те или иные упрощающие предположения. В одной группе вычислений использовалось фактически гибридное моделирование в наиболее простой форме: рассматривался только один вид заряженных частиц (ионы), в то время как электроны представляли собой просто нейтрализующий фон [58,63,64]. При использовании стандартного PIC-метода вычисления включали в рассмотрение, как динамику ионов, так и электронов. При этом использовалось либо заниженное отношение масс ион/электрон ($M/m \leq 64$) [59,60,63,66,68,71], либо очень тонкие токовые слои (толщина которых была меньше электронной скин-длины) [61,65], либо для электронных пространственных масштабов разрешение было не достаточным [66,67,75].

Обзор [84] посвящен рассмотрению основных принципов и вычислительной технике моделирования частицами, которое можно использовать для численного решения задач электродинамики магнитосферы, содержащих средние и крупные масштабы. Представлены алгоритмы полного и гибридного (ионы - частицы; электроны - жидкость) моделирования. Для иллюстрации возможностей PIC-метода на современном этапе помимо прочего рассматриваются результаты расчетов диффузионной области бесстолкновительного пересоединения и крупномасштабные структуры, возникающие при этом.

В рамках проекта "GEM: magnetic reconnection challenge" численное моделирование магнитного пересоединения в тонких токовых слоях с применением полного кода частиц (PIC) проводилось в работах [36,39,41,42]. Основное внимание работы [36] посвящено общей эволюции системы, а так же деталям динамики частиц в диффузионной области. Исследования проводились для токовых слоев различной ширины. Проведено детальное сравнение результатов, полученных с применением PIC и ХМГД моделей. Хотя электрические поля, полученные по сравниваемым моделям оказались вполне похожими, значительная разница наблюдалась в деталях эволюции, указывая на существенную роль анизотропии давления ионов.

Полный код частиц (PIC), гибридная модель (в обоих случаях

$D 2\frac{1}{2}$) и ХМГД применялись для моделирования токового слоя Харриса [39]. Результаты расчетов по всем перечисленным моделям при учете холловского члена показали одну и ту же большую по величине скорость пересоединения. На малых масштабах ионы становились незамагниченными, а динамика плазмы контролировалась вистлеровскими волнами. Как следствие, результаты расчетов оказались нечувствительны к механизму нарушения условия вмороженности (инерции электронов или точной диффузии). В МГД - моделировании за счет малого масштаба области диссипации происходит затухание процесса пересоединения. В ХМГД такое явление не имеет места. Важным результатом работы [39] является вывод, что минимальной моделью для описания физически корректной скорости пересоединения является холловская МГД. Слой истощения плотности, располагающийся вниз по потоку от магнитной сепаратрисы, отождествляется и связывается в [39] с большими холловскими токами.

В электромагнитном PIC моделировании [41] временной масштаб был порядка $10\Omega_i^{-1}$, а соответствующее электрическое поле пересоединения $\langle c/V_A \rangle E_y \approx 0.24$. Расчеты показали развитие диффузионной области вблизи нейтральной линии в многомасштабную структуру, базирующуюся на электронной и ионной длинах инерции. Различие динамики ионов и электронов в диффузионной области приводило к возникновению холловских токов (в плоскости моделирования), что являлось причиной появления поля B_y (вне плоскости) квадрупольной структуры.

8. Гибридное моделирование (ионы - частицы, электроны - безмассовая жидкость) магнитного пересоединения

Гибридные схемы численного моделирования являются разумным компромиссом между “простыми” магнитогидродинамическими расчетами и рассмотрением динамики заряженных частиц. 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 динамика ионов “отделяется” от динамики электронов и магнитного поля на масштабе длины δ_i , а электроны “отвязываются” от магнитного поля на масштабе δ_e . В таком приближении именно динамика ионов определяет масштабы диссипативной области ($\delta \approx \delta_i$) и скорость пересоединения. Это положение было подтверждено в численном моделировании [33,34,89]. В отсутствии эффекта Холла ионы вынуждены следовать за электронами вплоть до масштаба длины δ_e . В результате этого $\delta \approx \delta_i$ и скорость пересоеди-

нения оказывается значительно уменьшенной. Так как динамика ионов оказывает значительное влияние на величину скорости пересоединения, то для корректного описания диссипативной области модель ионов должна включать достаточное количество физических эффектов. Электроны же можно описывать более простой моделью, поскольку их влияние оказывается более слабым. Для 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.

Магнитное пересоединение в геомагнитном хвосте с рассмотрением тока Холла изучалось в двухжидкостном анализе [32,45,90] и в 2-D гибридном моделировании (см., например, [18,20,91-93]). В этих работах исследовалась структура поперечного хвосту поля (B_y) вблизи окрестности линии пересоединения. Холловский ток, возникающий за счет раздельного движения ионов и электронов, представляет собой замкнутые петли в плоскости $x-z$ и создает квадрупольную структуру B_y вокруг линии пересоединения. Используя гибридное моделирование, включающее эволюцию полного тензора электронного давления, авторы работы [18] показали, что квадрупольная структура с величиной около 10% напряженности поля в долях образуется в процессе тиринг-пересоединения, а за счет $\mathbf{J}_p = (1/\mu_0) \nabla B_z \times \hat{\mathbf{e}}_z$ контуры B_z оказываются мгновенными поточковыми линиями полоидального поля. В гибридном моделировании с изотермическими электронами [91] квадрупольная структура распространялась от окрестности линии пересоединения на все протяжение плазменной струи, а максимальное значение поля достигало 50% напряженности поля в долях. Большая амплитуда поперечного хвосту поля квадрупольного типа была получена в гибридном моделировании с нулевым электронным давлением [92] и в работе [93], в которой величина B_y равнялась половине поля в долях. Авторы [93] отметили, что модели с изотермическими электронами или нулевым электронным давлением дают завышенную оценку эффекта холловского члена и генерируют большую величину поперечной хвосту компоненты поля, поскольку в этих моделях полностью игнорируется кинетика электронов и электрическое поле пересоединения (B_y) вблизи X -линии может возникнуть только за счет холловского члена.

В двухжидкостном [33,34] и гибридном [89,94,95] рассмотрении пересоединения была получена двухмасштабная структура диссипативной области. Динамика электронов определяет масштаб (δ_e) внутренней области, которая погружена в область большего размера (масштаба δ_i),

определяемой ионами [34]. 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 [33,34,89]. Электроны продолжают ускоряться к нейтральной линии до тех пор, пока не происходит их отделение от магнитного поля на масштабе δ_e . Затем они удаляются от нейтральной линии с большой скоростью.

В работе [94] бесстолкновительное магнитное пересоединение исследовалось на основе $D 2\frac{1}{2}$ гибридного кода, включающим холловскую динамику и инерцию электронов. Для моделирования полей и динамики электронов использовались следующие уравнения:

$$\frac{\partial \mathbf{B}'}{\partial \tau} = -\nabla \times \mathbf{E}', \quad (11.1)$$

$$\mathbf{E}' = \frac{1}{n} \mathbf{J} \times \mathbf{B}' - \frac{1}{n} \mathbf{J}_p \times \mathbf{B} - \frac{1}{n} \nabla P_e, \quad (11.2)$$

$$\mathbf{B}' = (1 - \delta_e^2 \nabla^2) \mathbf{B}, \quad \mathbf{J} = \nabla \times \mathbf{B}', \quad (11.3)$$

$$\frac{\partial P_e}{\partial \tau} = -\mathbf{V}_e \cdot \nabla P_e - \gamma P_e \nabla \cdot \mathbf{V}_e. \quad (11.4)$$

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

Первый член в правой части (11.2) описывает эффект Холла и вводит масштаб длины δ_i , который за счет использования нормировки переменных системы (2) появляется неявным образом. Инерция электронов входит в закон Ома (11.2) также неявным образом (через член, пропорциональный δ_e^2 , в определении \mathbf{B}' (11.3)). Поправки к электрическому

полю в уравнениях движения [94] $\frac{dx_i}{d\tau} = \mathbf{v}_i, \quad \frac{d\mathbf{v}_i}{d\tau} = \mathbf{E}'' + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B},$

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

Основное внимание работы [94] было обращено на изучение структуры диссипативной области. В связи с этим рассматривалась идеализированная задача о слиянии двух систем вложенных кольцевых магнитных

потоков [33,89]. По результатам работы [94] диссипативная область имеет двухмасштабную структуру, определяемую электронным и ионным масштабами длины (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 $\approx 0.1V_A$. Для достижения быстрого пересоединения существенным является эффект Холла поскольку именно этот эффект приводит к раздельному 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 $D 2\frac{1}{2}$ гибридного кода [94] было продолжено в работе [95]. 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 [81] $L_x/L_z = 2, 4, 8$. По результатам расчетов скорость пересоединения оказалась альфвеновской и не зависела от размеров системы.

В численном моделировании процесса пересоединения с использованием модифицированной гибридной модели (8) рассматривались оба диссипативных члена в правой части обобщенного уравнения Ома (7) [21]. При этом учитывались зависимость от массы электрона, полная кинетика ионов, а также эффект Холла. Результаты численного моделирования [21] 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 [33,89]. Поэтому в случаях малых значений β электронная диссипация в области пересоединения обусловлена инерцией основной массы электронов, а электрическое поле пересоединения сбалансировано ускорением электронной жидкости как целого или градиентом электронного давления вдоль поля (см., например, [96]). Из-за большой массы ионы становятся не замагниченными уже на пространственных масштабах, меньших их длины инерции δ_i , ниже которой за счет эффекта Холла динамика ионов и электронов становится раздельной.

Магнитное пересоединение в плазме с небольшими значениями β изучалось с помощью крупномасштабного двумерного гибридного моделирования [49]. Наиболее важным отличием результатов от МГД - моделирования было появление компоненты магнитного поля в инвариантном направлении, достигающей $\sim 50\%$ величины магнитного поля в долях хвоста. Появление этой компоненты было обусловлено эффектом Холла, который возникал за счет полоидальной компоненты тока J_p , т.е. тока в плоскости $x - y$. Такая холловская компонента магнитного поля наблюдалась раньше в гибридном моделировании (см., например, [18,89,93]). Возмущения магнитного поля, возбуждаемые системой полоидальных токов, распространялись с промежуточной скоростью вдоль токовой оболочки [49]. Внутри сепаратрис, но вне слоя высокоскоростного потока, наблюдалось распределение “холодных” ионов долей, которое имело потоковую скорость, параллельную магнитному полю. В дополнение к этому, вблизи слоя пересоединения (RL) наблюдалась совокупность ионов, потоковая скорость которых была направлена от RL в направлении доли, а ее величина несколько превышала альфвеновскую скорость. Эта группа электронов доли имела отрицательную среднюю скорость v_z , обусловленную холловской компонентой магнитного поля. Такой пучок ионов обратного направления наблюдался в $2 - D$ гибридном моделировании и других авторов (см., например, [91,92]).

В крупномасштабном гибридном моделировании пересоединения в асимметричном токовом слое [97], применимым к условиям магнитопаузы, были воспроизведены основные черты магнитного пересоединения. В копланарном случае ($B_y = 0$) магнитное поле изменялось на вращательном разрыве (RD) со стороны магнитослоя в направлении магнитопаузы. Это изменение было связано с направлением вращения электронов, которое являлось следствием проявления эффекта Холла вблизи линии пересоединения. В некопланарном случае ($B_y \neq 0$) также возникал RD. Высокоскоростной слой был ограничен в сторону магнитосферы магнитной границей с незамкнутыми силовыми линиями, а RD определялись суперпозицией магнитных полей петель холловских токов и B_y , что приводило к различным направлениям вращения магнитного поля на вращательных разрывах по обе стороны линии пересоединения.

Гибридное моделирование магнитного пересоединения в тонких токовых слоях проводилось в рамках проекта “GEM: magnetic reconnection challenge” [39,42,44]. Сравнительный анализ результатов PIC и модифицированного гибридного моделирования представлен в работе [42]. Электронная кинетика в гибридном коде учитывалась за счет включения

чения в модель уравнения эволюции полного тензора электронного давления и эффектов инерции электронов основного потока. Как и в предыдущих работах авторов [42] (см., например, [17-21,24]) негиротропные компоненты тензора давления играли доминирующую роль в формировании и поддержании электрического поля пересоединения в непосредственной окрестности X – точки. Представленное модифицированное гибридное моделирование во многих деталях воспроизводило результаты полного PIC-моделирования. Результаты численного моделирования с использованием обеих моделей были почти идентичны на всех стадиях процесса пересоединения. Значительные отличия наблюдались только в пространственных распределениях температуры электронов.

Сравнение результатов численного моделирования процесса магнитного пересоединения в бесстолкновительных системах с применением ХМГД и 2– D гибридных кодов были опубликованы в печати несколькими группами [42,48,98,99]. При сравнении результатов моделирования 2– D пересоединения в тонких токовых слоях [98,99] в моделях использовался обобщенный закон Ома с учетом тензора электронного давления. Моделирование с применением обоих методов дало совпадающие результаты.

9. Моделирование динамики токового слоя во время суббури

По общепринятым представлениям суббури в своем развитии проходит через ряд фаз [100]: нарастания, расширения и восстановления. Фаза нарастания суббури (длительностью от 5 до 60 мин) характеризуется плавным увеличением магнитного поля и тока поперек хвоста. Эта фаза

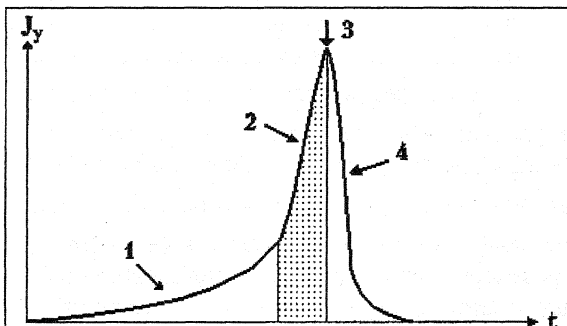


Рис.4. Схематическое изображение эволюции плотности поперечного хвоста тока во время развития суббури. 1 - фаза нарастания; 2 - импульсное нарастание; 3- начало суббури; 4 - разрушение тока.

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.4). За импульсным нараста-

нием происходит резкое уменьшение тока поперек хвоста (“разрушение” тока), сформированного на фазе нарастания, за очень короткий интервал времени (~ 10 с). Далее следует фаза расширения, в течение которой происходит быстрый “выброс” запасенной магнитной энергии. Большая часть плазмы плазменного слоя эжектируется по направлению к хвосту в виде плазмоида, распространяющегося со скоростью порядка сотен км/сек. Эта фаза часто связана с заметным утончением плазменного слоя на расстоянии $\approx 18R_E$, 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 (длительностью 1-2 часа), на которой поле восстанавливается до исходного уровня. На этой фазе в магнитном хвосте вновь появляется плазменный слой как результат его быстрого утолщения.

Утончение токового слоя является важным процессом в бесстолкновительной плазме, который приводит к возрастанию диссипации, обусловленной усилением тока. Процесс утончения был хорошо понят в рамках ИМГД, в которой простейшее возмущение может приводить к возникновению бесконечно тонких токовых слоев [101]. В МГД - моделировании было показано [102], что тонкие токовые слои формируются в 2-D и 3-D конфигурациях геомагнитного хвоста. Наиболее часто в области перехода от структуры дипольного магнитного поля вблизи Земли к полю магнитного хвоста в области между 6 и $20R_E$ от Земли, где имеется “ступенчатый” градиент объема трубки потока магнитного поля.

2-D ХМГД моделирование применялось для исследования динамики токовых слоев геомагнитного хвоста: неустойчивости Кельвина-Гельмгольца [103] и эволюции токового слоя во время фазы нарастания суббури [104]. В [104] на границах области расчета ($x/L = -8$, $x/L = 0$; $L \approx R_E$) задавалось конвективное электрическое поле E_y , которое приводило к появлению неоднородной структуры в направлении x . Такие краевые условия выбирались в предположении, что на ближайшей к Земле границе области расчета E_y становилось пренебрежимо малой, а на дальней границе $E_y = \text{const}$. Результаты расчетов показали, что индуцированная компонента электрического поля, генерируемая в процессе утончения токового слоя, приводит к появлению дрейфа электронов и ионов в направлении x . Дрейф обоих видов частиц наблюдался в направлении рассвета, что соответствовало направлению диамагнитного дрейфа электронов, но было противоположно направлению дрейфа ионов. За счет этого эффекта с течением времени электроны переносили все большую и большую часть поперечного хвосту тока даже в том случае, когда в начальном состоянии поперечный ток переносился

только ионами.

Вывод о переносе дополнительного тока главным образом электронами также был сделан на основании результатов численного моделирования утончения токовых слоев магнитного хвоста с использованием как PIC [66,105], так и гибридного [106] кодов. Такой же вывод был сделан и в гибридном моделировании структуры тонких токовых слоев, которые могут формироваться в плазме магнитных хвостов за счет граничного электрического поля [107]. В таких токовых слоях генерируется холловское электрическое поле, а эволюция их толщины происходит на ионном масштабе [107].

Исследованию роли носителей тока и определению толщины слоя на основе ХМГД - моделирования формирования тонкого токового слоя посвящена работа [108]. В начальном состоянии ток переносился только или ионами, или электронами. В обоих случаях изменение полного тока и вклады, вносимые токами частиц разных знаков, оказались одинаковыми. При любом начальном носителе тока (ионы или электроны), большая часть дополнительного тока в плазменном слое переносилась электронами. Наличие холловского члена в уравнении индукции приводило к асимметрии интенсивности плотности электронного тока. Пик электронного тока оказался смещенным к одной из сторон хвоста, а не появлялся справа в полуночной плоскости. Эффект утончения токового слоя, найденный в $2-D$ МГД и ХМГД моделировании, был подтвержден и в $3-D$ ХМГД моделировании [108].

При приближении $2-D$ системы к новому равновесию B_y должно стремиться к постоянным значениям на силовых линиях [108]. Однако, свойства симметрии холловской МГД требуют, чтобы B_y было антисимметричным относительно экваториальной плоскости. Согласно этому, для систем, которые достигают равновесия, холловская компонента магнитного поля должна становится пренебрежимо малой. В трехмерном случае ситуация несколько другая: даже в отсутствии холловского члена в уравнении магнитной индукции $3-D$ сжатие всегда генерирует отличную от нуля компоненту поля B_y . В ХМГД поле B_y может быть разложено на две части, обладающие различными свойствами симметрии по отношению $y=0$. Антисимметричная часть обусловлена или $3-D$ сжатием двумерного начального поля (с y -симметрией компоненты потока V_x), или более реалистичной начальной конфигурацией, содержащей $3-D$ поле дипольного типа во внутренней магнитосфере. Другая часть B_y связана с поперечным хвосту током электронов и генерируется холловским членом в уравнении индукции [108].

В серии работ [109-117,52,40,53] для описания процесса разруше-

ния тока были рассмотрены различные модели: линеаризованная МГД, включающая обобщенный закон Ома [109]; 2-D РМГД с большими числами Лундквиста [110,112]; ХМГД в так называемом полустолкновительном режиме, когда сопротивление мало, но конечно, а доминирующим механизмом пересоединения является инерция электронов [111]; ХМГД [115-117,52,40,53]. Кроме того, был проведен 3-D анализ баллонной неустойчивости тонких токовых слоев, возникающей на фазе нарастания и на фазе предшествующей началу суббури [113,114]. В исследованиях [110-115] было получено удовлетворительное описание медленного роста и импульсного нарастания тонких токовых слоев, а основное внимание фокусировалось на баллонной неустойчивости как потенциальном механизме начала суббури. В работе [116] был предложен альтернативный механизм, который является двумерным и реализуется в рамках бесстолкновительной ХМГД, а механизмом пересоединения является инерция электронов. В результате быстрой вторичной тиринг-неустойчивости интенсивного тонкого токового слоя возникает несколько магнитных островов. В дальнейшем слияние островов приводит к образованию крупного плазмоида. По результатам расчетов [116] большая часть тока слоя разрушается за время, составляющее часть альфвеновского времени, что оказалось в противоречии с результатами более ранних работ этих же авторов [111,115], в которых рассматривался резистивный механизм пересоединения. Несмотря на тот факт, что скорость пересоединения слабо зависит от механизма разрушения силовых линий (резистивный или обусловленный электронной инерцией), вторичная неустойчивость тонкого токового слоя и конечное состояние качественно зависят от механизма пересоединения.

В случаях когда тонкий токовый слой становится достаточно локализованным, а его ширина Δ попадает в интервал $c/\omega_{pe} \equiv \delta_e < \Delta < \delta_i \equiv c/\omega_{pi}$ в обобщенном законе Ома нельзя пренебрегать членами, отвечающими за эффект Холла и градиент электронного давления:

$$\mathbf{E} + \frac{\mathbf{V} \times \mathbf{B}}{c} = \eta \mathbf{J} + \frac{4\pi}{\omega_{pe}^2} \frac{D\mathbf{J}}{Dt} - \frac{\nabla P}{ne} + \frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{nec}, \quad (12)$$

где $D/Dt \equiv \partial/\partial t + \mathbf{V} \cdot \nabla$ - субстанциональная производная. Первый и второй члены правой части (12) описывают соответственно резистивность и инерцию электронов, которые могут обеспечить разрыв силовых линий. Результаты исследования 2-D пересоединения продемонстрировали, что скорость пересоединения не чувствительна ни к сопротивлению, ни к инерции электронов, но контролируется холловским током и градиентом электронного давления [33,81,89,111,118]. В численном ХМГД - модели-

ровании влияния эффекта Холла и градиента электронного давления на слой Харриса [111] геометрия тонкого токового слоя быстро эволюционировала от структуры с Y -точкой к структуре с X -точкой, а вторичная тиринг-неустойчивость не наблюдалась.

В бесстолкновительном ХМГД моделировании [116] $\eta = 0$, а значение инерции электронов выбиралось таким, что бы второй член правой части (12) доминировал над любым вкладом в первый член, обусловленный остаточным численным сопротивлением. Магнитное поле представлялось в виде $\mathbf{B} = \hat{y} \times \nabla \psi(x, z, t) + B_y(x, z, t) \hat{y}$, где $\psi(x, z, t)$ - потоковая функция, с начальной конфигурацией $B_x = b_0 \text{th}(z/a)$, $B_y = B_z = 0$. Использовались уравнения сжимаемой жидкости

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} &= -\nabla \cdot (\rho \mathbf{V}), \\ \frac{\partial (\rho \mathbf{V})}{\partial t} &= -\nabla \cdot \left[\rho \mathbf{V} \mathbf{V} + \left(P + \frac{B^2}{2} \right) \mathbf{I} - \mathbf{B} \mathbf{B} \right], \\ \frac{\partial P}{\partial t} &= -\nabla \cdot (P \mathbf{V}) - (\gamma - 1) P \nabla \cdot \mathbf{V}, \quad \gamma = 5/3, \end{aligned}$$

в безразмерных переменных:

$$\begin{aligned} \mathbf{B}/b_0 \rightarrow \mathbf{B}, \quad x/a = x, \quad t/\tau_A = t, \quad \psi \rightarrow \psi/b_0 a, \quad V \rightarrow V/V_A, \\ \rho \rightarrow \rho/\rho_0, \quad P \rightarrow P/(b_0^2/4\pi); \quad a = R_E. \end{aligned}$$

Система уравнений дополнялась уравнениями эволюции $B_y(x, z, t)$ и $\psi(x, z, t)$:

$$\begin{aligned} \frac{D}{Dt} \left(B_y - \frac{\delta_e^2}{\rho} \nabla^2 B_y \right) &= -B_y \nabla \cdot \mathbf{V} + \mathbf{B} \cdot \nabla V_y - \delta_i \left[\nabla \times \left(\frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B} - \nabla p}{\rho} \right) \right]_y \\ &- \frac{\delta_e^2}{\rho} \left\{ \nabla^2 B_y \nabla \cdot \mathbf{V} + [(\nabla(\mathbf{V} \cdot \nabla)) \times \mathbf{J}]_y + \left[\frac{d\mathbf{J}}{dt} \times \frac{\nabla \rho}{\rho} \right]_y \right\}, \\ \frac{D}{Dt} \left(\psi - \frac{\delta_e^2}{\rho} J_y \right) &= \frac{\delta_i}{\rho} \mathbf{J} \cdot \nabla \psi - \frac{\delta_e^2}{\rho} J_y \nabla \cdot \mathbf{V}. \end{aligned}$$

При $x = \pm 2$ для всех зависимых переменных ставились условия свобод-

ной границы, за исключением потоковой функции ψ , для которой накладывалось условие $d\psi/dt = 0$. Для численного интегрирования системы уравнений, как в пространстве, так и во времени применялась разностная схема Рунге-Кутты четвертого порядка. Наибольшее пространственное разрешение в работе [116] составляло 0.001, что обеспечивало адекватное разрешение тонких токовых слоев, получавшихся в численном моделировании.

Динамическое поведение токового слоя на линейной и в начале нелинейной стадии, полученное в работе [116], качественно совпадало с динамикой слоя работы [111]. В обоих случаях на линейной стадии скорость нарастания плотности тока была небольшая. В системе с входящим потоком толщина токового слоя сравнима или меньше ионной скин-длины. На этой стадии холловский член (а также член, соответствующий градиенту электронного давления в случае, когда равновесие включает $V_y \neq 0$) оказывает значительное влияние на нелинейную динамику. Так же как и в работе [111] импульсное увеличение тока перед началом фазы расширения контролируется ионами и нечувствительно к механизму пересоединения. Значительные различия наблюдались на развитой нелинейной стадии. Резкое разрушение плотности тока происходило на временах меньших альфвеновского времени. Интенсивный тонкий токовый слой становился неустойчивым по отношению к тиринг-неустойчивости, что приводило к образованию многочисленных островов. В отличие от полустолкновительного моделирования [111], в котором тонкий слой быстро трансформировался от структуры с Y -точкой к структуре с X -точкой, результаты моделирования бесстолкновительного токового слоя [116] показали распад слоя на цепочку магнитных островов с O и X точками, что подготавливало дальнейшее их слияние. За счет формирования вторичных островов происходила быстрая эрозия тонкого токового слоя. К окончанию моделирования ($t = 20$) в результате быстрого слияния вторичных островов формировался большой плазмод. На фазе роста пространственно протяженный тонкий токовый слой почти полностью разрушался, за исключением двух изолированных всплесков плотности тока в X -точках плазмоды. Всплески располагаются при $x \approx \pm 0.5$, т.е. вдали от границ $x = \pm 2$. Эволюция токового слоя, полученная в [116], включает три различных временных масштаба, связанных с эволюцией плотности тока геомагнитного хвоста (медленное нарастание, импульсное нарастание, резкое разрушение тока) [119,120]. В геомагнитном хвосте типичное значения характерного альфвеновского времени τ_A составляет 6 с. Время импульсного роста составляло $4.5\tau_A \approx 27$ с, а время разрушения оказалось меньше чем τ_A или 6 с.

Существует ряд явлений, включающих магнитное пересоединение в бесстолкновительной лабораторной и космической плазме, динамическое поведение которых характеризуется не только быстрым нарастанием, но и импульсивностью, т.е. резким увеличением временной производной скорости нарастания. В работе [117] было рассмотрено три примера таких явлений: “пилообразный” коллапс в токамаках; “внезапное” увеличение плотности поперечного хвосту тока перед самым началом суббури в магнитном хвосте Земли; импульсная фаза солнечных вспышек. Было продемонстрировано [117], что в бесстолкновительной плазме эффекты градиента электронного давления и холловских токов (в совокупности называемые *холловскими МГД эффектами* [117]) могут дать возможное объяснение не только быстрого нарастания, но и импульсного поведения системы. Геометрическая структура тонких токовых слоев, появляющаяся во время динамической эволюции таких бесстолкновительных систем, спонтанно изменяется от конфигурации с Y – точкой на раннем нелинейном режиме (характерным для моделей Свита-Паркера и Сыроватского) к конфигурации с X – точкой (характерной для модели Петчека). Во всех трех примерах, рассмотренных в работе [117], в динамическом поведении систем, полученном в ХМГД - моделировании, было указано на три основных отличия от динамики, полученной в РМГД - моделировании:

- 1) после медленного нарастания максимальное значение тока в слое резко увеличивается, при чем этот процесс нечувствителен ни к величине сопротивления, ни к инерции электронов;
- 2) геометрия области пересоединения полностью изменяется - Y – точка в РМГД быстро преобразуется к структуре с X – точкой (в том смысле, что длина и ширина токового слоя становятся сравнимыми) и как следствие происходит быстрое увеличение скорости пересоединения;
- 3) изменения, указанные выше, являются следствием разделения пространственных масштабов параллельных электрического поля и плотности тока вблизи сепаратрис, которое в некотором смысле запрещено в РМГД. (В то время как электрическое поле пересоединения имеет пространственный масштаб порядка ионной скин-длины δ_i , токовый слой имеет более мелкий пространственный масштаб, определяемый большим значением S или электронной скин-длиной δ_e в том случае, когда механизмом разрушения силовых линий поля является инерция электронов.)

Формирование внутреннего магнитного поля (“поля ядра”) плазмидов изучалось в $2-D$ и $3-D$ гибридном моделировании [121]. В конфигурации магнитного хвоста с одной X – линией сопротивление ($\eta = 2 \times 10^{-4}$) задавалось на нескольких ячейках сетки в центре области моделирования. Случай нескольких X – линий отличался только локали-

зацией сопротивления в трех точках ($x = -100, -200$ и $-300 c/\omega_{pi}$; соответствующие $\eta = 4 \times 10^{-5}$, $\eta = 2 \times 10^{-4}$ и $\eta = 1.4 \times 10^{-4}$).

Результаты расчетов [121] показали, что взаимодействие плазменных струй, вытекающих из окрестностей X -линий, приводит к очень сложной структуре магнитного поля плазмоида, а включение в рассмотрение холловских токов и кинетических эффектов ионов является существенным для правильного описания его внутренней магнитной структуры. Возбуждаемое холловскими токами ведущее поле [90] играет важную роль в эволюции полей ядра. Нелинейное усиление холловского поля внутри плазмоида может приводить к его большим значениям. Для плазмоеидов магнитного хвоста усиленное поле "ядра" может стать по величине больше, чем поле долей хвоста. Двумя факторами, ответственными за генерацию холловских полей, являются β ионов 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 ионов остается малым. В общем случае, чем холоднее ионы, тем большими оказываются результирующие поля внутри плазмоеидов. При прочих равных условиях поля ядра, связанные с плазмоеидами магнитопаузы, должны быть слабее полей плазмоеидов хвоста.

В геометрии с несколькими X -линиями может сформироваться более чем один плазмоеид [121]. В зависимости от относительных величин сопротивления в окрестностях отдельных X -линий и расстояний между этими линиями форма и магнитные свойства отдельных плазмоеидов могут быть различными. Однако для всех плазмоеидов 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 плазмоеид. В этой области B_z ведет себя более нерегулярным образом по сравнению с ее поведением во внешней области.

Формирование плазмоида 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 [106,107] и МГД [102] кодов. В ХМГД-моделировании [108] было найдено хорошее соответствие результатов ХМГД-моделирования с результатами МГД и гибридного моделирования в глобальной картине формирования тонкого токового слоя.

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. Филиппычев Д.С. Гибридное моделирование плазмы космического пространства: Модели с представлением электронов в виде безмассовой жидкости. 6. Токовые слои геомагнитного хвоста. // Прикладная математика и информатика N 13: Сб. // Под ред. Д.П. Костомарова, В.И. Дмитриева - М: МАКС Пресс, 2003, С. 82-126.
7. Huba J.D. Hall magnetohydrodynamics in space and laboratory plasmas. // Phys. Plasmas 1995. Vol. 2, N 6. Pt. 2. P. 2504-2513.
8. Roberts K.V., Taylor J.B. Magnetohydrodynamic equations for finite Larmor radius. // Phys.Rev.Lett. 1962. V. 3, N 5. P. 197-198
9. Hassam A.B., Huba J.D. Magnetohydrodynamic equations for systems with large Larmor radius. // Phys.Fluids. 1988. V. 31, N 2. P. 318-325.
10. Кингсеп А.С., Чукбар К.В., Яньков В.В. Электронная магнитная гидродинамика. // Вопросы теории плазмы. / под ред. Б.Б. Кадомцева - М.: Энергоатомиздат, 1987. Вып. 16. С. 209-250.

11. Bulanov S.V., Pegoraro F., Sakharov A.S. Magnetic reconnection in electron magnetohydrodynamics. //Phys.Fluids B 1992. Vol. B4, N 8. P.2499-2508.
12. Drake J.F., Kleva R.G., Mandt M.E. Structure of thin current layers: Implications for magnetic reconnection. //Phys.Rev.Lett. 1994. Vol. 73, N 9. P. 1251-1254.
13. Drake J.F., Biskamp D., Zeiler A. Breakup of the electron layer during three-dimensional collisionless magnetic reconnection. //Geophys.Res.Lett. 1997. Vol. 24, N 22. P. 2921-2924.
14. Birdsall C.K., Langdon A.B. **Plasma physics via computer simulation**. - New York: McGraw-Hill. 1985. Имеется перевод: Бэдсел Ч., Ленгдон А. **Физика плазмы и численное моделирование**. - М.: Энергоатомиздат, 1989. 452с.
15. Березин Ю.А., Вшивков В.А. **Метод частиц в динамике разреженной плазмы**. - Новосибирск: Наука СО, 1980. 95с.
16. Березин Ю.А., Федорук М.П. **Моделирование нестационарных плазменных процессов**. - Новосибирск: Наука СО, 1993. 357с.
17. Hesse M., Winske D. Hybrid simulations of collisionless ion tearing. //Geophys.Res.Lett.1993. Vol. 20, N 12. P. 1207-1210.
18. Hesse M., Winske D. Hybrid simulations of collisionless reconnection in current sheets. //J.Geophys. Res.A.1994. Vol. 99, N A6. P. 11177-11192.
19. 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.
20. 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.
21. 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.
22. 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.
23. Vasyliunas V.M. Theoretical models magnetic field merging 1. //Rev.Geophys.and Space Phys.1975. Vol. 13, N 1. P. 303-336.
24. 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.
25. Sweet P.A. The neutral point theory of solar flares.//*Proceedings of the International Symposium on. Electromagnetic Phenomena in Cosmical Plasma*, Stocholm, 1956 /ed. B.Lehnert - New York: Cambridge Univ.Press.1958. P. 123-139.

26. Sweet P.A. The production of high energy particles in solar flares. // *Nuovo Cimento*. 1958. **Vol.8 Suppl.**, N 2. P. 188-196.
27. Parker E.N. Sweet's mechanism for merging magnetic fields in conducting fluids. // *J.Geophys.Res.* 1957. **Vol.62**, N 4. P. 509-520.
28. 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.
29. Petschek H.E. Magnetic field annihilation. // *AAS-NASA Symposium on Physics of Solar Flares*/ed. W.N.Hess, *NASA SP-50*, 1964. P.425-439
30. Сыроватский С.И. О возникновении токовых слоев в плазме с замороженным сильным магнитным полем. // *ЖЭТФ* 1971. **Т. 60**. N 5. С. 1727-1741.
31. Harris E.G. On a plasma sheath separating regions of oppositely directed magnetic field. // *Nuovo Cimento* 1962. **Vol. 23**, N 1. P. 115-121.
32. Sonnerup B.U.O. On the theory of steady state reconnection. // *Comput.Phys. Commun.* 1988. **Vol. 49**, N 1. P. 143-159.
33. Biskamp D., Schwarz E., Drake J.F. Ion controlled magnetic reconnection. // *Phys.Res.Lett.* 1995. **Vol. 75**, N 21. P. 3850-3853.
34. Biskamp D., Schwarz E., Drake J.F. Two-fluid theory of collisionless magnetic reconnection. // *Phys.Plasmas*. 1997. **Vol. 4**, N 4. P. 1002-1009.
35. Birn J., Drake J.F., Shay M.A., Rogers B.N., Denton R.E., Hesse M., Kuznetsova M., Ma Z.W., Bhattacharjee A., Otto A., Pritchett P.L. Geospace Environment Modeling (GEM) magnetic reconnection challenge. // *J.Geophys.Res.A.* 2001. **Vol. 106**, N A 3. P. 3715-3719.
36. Hesse M., Birn M., Kuznetsova M. Collisionless magnetic reconnection: Electron process and transport modeling. // *J.Geophys.Res.A.* 2001. **Vol. 106**, N A3. P. 3721-3735.
37. Birn J. Geospace Environment Modeling (GEM) magnetic reconnection challenge: resistive tearing, anisotropic pressure and Hall effects. // *J.Geophys.Res.A.* 2001. **Vol. 106**, N A 3. P. 3737-3750.
38. Otto A. Geospace environment modeling (GEM) magnetic reconnection challenge: MHD and Hall MHD - constant and current dependent-resistivity models. // *J.Geophys.Res.A.* 2001. **Vol. 106**, N A 3. P. 3751-3757.
39. Shay M.A., Drake J.F., Rogers B.N., Denton R.E. Alfvénic collisionless reconnection and the Hall term. // *J.Geophys.Res.A.*. 2001. **Vol. 106**, N A3. P. 3759-3772.
40. Ma Z.W., Bhattacharjee A. Hall magnetohydrodynamic reconnection: The geospace environment modeling challenge. // *J.Geophys.Res.A.* 2001. **Vol. 106**, N A 3. P. 3773-3782.

41. Pritchett P.L. Geospace Environment Modeling magnetic reconnection challenge: simulation with a particle electromagnetic code. //J.Geophys.Res.A. 2001. Vol. 106, N A 3. P. 3783-3798.
42. Kuznetsova M.M., Hesse M., Winske D. Collisionless reconnection supported by nongyrotropic pressure effects in hybrid and particle simulations. //J.Geophys.Res.A. 2001. Vol. 106, N A 3. P. 3799-3810.
43. Becker U., Neukirch T., Schindler K. On the quasistatic development of thin current sheets in magnetotail-like magnetic fields. //J.Geophys.Res.A. 2001. Vol. 106, N A 3. P. 3811-3825.
44. Arzner K., Scholer M. Kinetic structure of the post plasmoid plasma sheet during magnetotail reconnection. //J.Geophys.Res.A. 2001. Vol. 106, N A 3. P. 3827-3844.
45. Terasava T. Hall current effect on tearing mode instabilities. //Geophys.Res.Lett. 1983. Vol. 10, N 6. P. 475-478.
46. Буланов С.В., Дудникова Г.И., Есиркепов Т.Ж., Жуков В.П., Иновенков И.Н., Каменец Ф.Ф., Лисейкина Т.В., Наумова Н.М., Ночера Л., Пегораро Ф., Пичушкин В.В., Поцолли Р., Фарина Д. Перезамыкание магнитных силовых линий в окрестностях критических точек. //Физ. Плазмы, 1996. Т. 22. N 10. С. 867-895.
47. Lottermoser R.-F., Scholer M. Undriven magnetic reconnection in magnetohydro-dynamics and Hall magnetohydrodynamics. //J.Geophys.Res.A. 1997. Vol. 102, N A3. P. 4875-4892.
48. Scholer M., Lottermoser R.-F. On the kinetic structure of the magnetotail reconnection layer. //Geophys.Res.Lett. 1998. Vol. 25, N 17. P. 3281-3284.
49. 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.
50. Krauss-Varban D., Karimabadi H., Omidi N. Two-dimensional structure of the co-planar and non-coplanar magnetopause during reconnection. //Geophys.Res.Lett. 1999. Vol. 26, N 9. P. 1235-1238.
51. Yamade Y., Fujimoto M., Yokokawa N., Nakamura M.S. Field-aligned currents generated in magnetotail reconnection: 3D Hall-MHD simulations. //Geophys.Res.Lett. 2000. Vol. 27, N 8. P. 1091-1094.
52. Wang X., Bhattacharjee A., Ma Z.W. Collisionless reconnection: Effects of Hall current and electron pressure gradient. //J.Geophys.Res.A. 2000. Vol. 105, N A 12. P. 27633-27648.
53. Bhattacharjee A., Ma Z.W., Wang X. Recent development in collisionless reconnection theory: Applications to laboratory and space plasmas. //Phys.Plasmas 2001. Vol. 8, N 5. P. 1829-1839.

54. Rezeau L., Belmont G. Magnetic turbulence at the magnetopause, a key problem for understanding the solar wind/magnetosphere exchange. //Space Sci.Rev. 2001. **Vol. 95**, N 1-2. P. 427-441.
55. Belmont G., Rezeau L. Magnetopause reconnection induced by magnetosheath Hall-MHD fluctuations. //J.Geophys.Res.A. 2001. **Vol. 106**, N A6. P. 10751-10760.
56. Wang X., Bhattacharjee A., Ma Z.W. Scaling of collisionless forced reconnection. //Phys.Rev.Lett. 2001. **Vol. 87**, N 26.P. 265003/1-4.
57. Ma Z.W., Lee L.C. Hall effects on the generation of field-aligned currents in three-dimensional magnetic reconnection. //J.Geophys.Res.A. 2001. **Vol. 106**, N A 11. P. 25951-25960.
58. Terasava T. Numerical study of explosive tearing mode instability in one-component plasmas. //J.Geophys.Res.A. 1981. **Vol. 86**, N A11. P. 9007-9019.
59. Swift D.W. Numerical simulations of tearing mode instabilities. //J.Geophys.Res.A. 1986. **Vol. 91**, N A1. P. 219-231.
60. Hoshino M. The electrostatic effect for the collisionless tearing mode. //J.Geophys.Res.A. 1987. **Vol. 92**, N A7. P. 7368-7380.
61. 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.
62. 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.
63. 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.
64. Pritchett P.L. The coalescence instability in collisionless plasmas. //Phys.Fluids.B. 1992. **Vol. B4**, N 10. P. 3371-3381.
65. Cai H.J., Ding D.Q., Lee L.C. Momentum transport near a magnetic X line in collisionless reconnection. //J.Geophys.Res.A. 1994. **Vol. 99**, N A1. P. 35-42.
66. 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.
67. Horiuchi R., Sato T. Particle simulation study of driven magnetic reconnection in collisionless plasma. //Phys.Plasmas 1994. **Vol. 1**, N 11. P. 3587-3597.
68. Pritchett P.L., Buchner J. Collisionless reconnection in configurations with minimum in the equatorial magnetic field and with magnetic shear. //J.Geophys.Res.A. 1995. **Vol. 100**, N A3. P. 3601-3611.

69. Tanaka M. Macro-particle simulations of collisionless magnetic reconnection. //Phys.Plasmas.1995. Vol. 2, N 8. P. 2920-2930.
70. Tanaka M. The macro-em particle simulation method and a study of collisionless magnetic reconnection. //Comput.Phys.Commun.1995. Vol. 87, N 1-2. P. 117-138.
71. Dreher J., Arendt U., Schindler K. Particle simulations of collisionless reconnection in magnetotail configuration including electron dynamics. //J.Geophys.Res.A.1996. Vol. 101, N A12. P. 27375-27381.
72. Zhu Z., Winglee R.M. Tearing instability, flux ropes, and the kinetic current sheet kink instability in the Earth's magnetotail: A three-dimensional perspective from particle simulation. //J.Geophys.Res.A. 1996. Vol. 101, N A3. P. 4885-4897.
73. Buechner J. Three-dimensional current sheet tearing in the Earth's magnetotail. //Adv.Space Res. 1996. Vol. 18, N 8. P. 267-272.
74. Pritchett P.L., Coroniti F.V. The role of the drift kink mode in destabilizing thin current sheets. //J.Geomag. Geoelectr. 1996. Vol. 48, N 5-6. P. 833-844.
75. Pritchett P.L., Coroniti F.V., Decyk V.K. Three-dimensional stability of thin quasi-neutral current sheets. //J.Geophys.Res.A. 1996. Vol.101 N A12. P. 27413-27429.
76. 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.
77. Pritchett P.L. Collisionless reconnection in the magnetotail. //Adv.Space Res. 1997. Vol. 19, N 12. P. 1807-1816.
78. Buechner J., Kuska J.P. Numerical simulation of three-dimensional reconnection due to the instability of collisionless current sheets. //Adv.Space Res. 1997. Vol. 19, N 12. P. 1817-1822.
79. Hoshino M., Nishida A., Mukai T., Kokubun S., Yamamoto T. Ion dynamics of magnetic reconnection in the magnetotail. //Adv.Space Res. 1997. Vol. 19, N 12. P. 1827-1835.
80. Hoshino M., Mukai T., Yamamoto T., Kokubun S. Ion dynamic in magnetic reconnection: Comparison between numerical simulation and Geotail observations. //J.Geophys.Res.A. 1998. Vol. 103, N A3. P. 4509-4530.
81. 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.
82. Hesse M., Winske D. Electron dissipation in collisionless magnetic reconnection. //J.Geophys.Res.A. 1998. Vol. 103, N A11. P. 26479-26486.
83. 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.

84. Pritchett P.L. Particle-in-cell simulation of magnetospheric electrodynamics. //IEEE Trans.Plasma Sci. 2000. Vol. PS-28, N 6. P. 1976-1990.
85. Kuznetsova M.M., Hesse M., Winske D. Toward a transport model of collisionless magnetic reconnection. //J.Geophys.Res.A. 2000. Vol. 105, N A 4. P. 7601-7616.
86. Nishikawa K.-I., Ohtani S. Evolution of thin current sheet with a southward interplanetary magnetic field studied by a three-dimensional electromagnetic particle code. //J.Geophys.Res.A. 2000. Vol. 105, N A 6. P. 13017-13028.
87. Pritchett P.L. Collisionless magnetic reconnection in a three-dimensional open system. //J.Geophys.Res.A. 2001. Vol. 106, N A 11. P. 25961-25977.
88. Hesse M., Kuznetsova M., Birn M. Particle-in-Cell simulations of three-dimensional collisionless magnetic reconnection. //J.Geophys.Res.A. 2001. Vol. 106, N A 12. P. 29831-29841.
89. 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.
90. 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.
91. Krauss-Varban D., Omidi N. Large-scale hybrid simulations of the magnetotail during reconnection. //Geophys.Res.Lett.1995. Vol.22, N 23. P. 3271-3274.
92. 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.
93. Nakamura M.S. , Fujimoto M., Maezawa K. Ion dynamics and resultant velocity space distributions in the course of magnetic reconnection.//J.Geophys.Res.A.1998. Vol. 103, N A3. P. 4531-4546.
94. 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.
95. 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.
96. 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.
97. Nakamura M., Scholer M. Structure of the magnetopause reconnection layer and of flux transfer events: Ion kinetic effects. //J.Geophys.Res.A. 2000. Vol. 105, N A 10. P. 23179-23191.

98. Yin L., Winske D., Gary S.P., Birn J. Particle Hall-MHD simulation of collisionless reconnection: Ion gyroradius correction. //Geophys.Res.Lett.2001. **Vol. 28**, N 11. P. 2173-2176.
99. Yin L., Winske D., Gary S.P., Birn J. Hybrid and Hall-MHD simulations of collisionless reconnection: Dynamics of the electron pressure tensor. //J.Geophys.Res.A. 2001. **Vol. 106**, N A6. P. 10761-10775.
100. 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.
101. Hahn T.S., Kulsrud R.M. Forced magnetic reconnection. //Phys.Fluids 1985. **Vol. 28**, N 8. P. 2412-2418.
102. 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.
103. Yoon P.H., Drake J.F., Lui A.T.Y. Theory and simulation of Kelvin-Helmholtz instability in the geomagnetic tail. //J.Geophys. Res.A. 1996. **Vol.101**, N A12. P. 27327-27339.
104. Yoon P.H., Lui A.T.Y., Ziebell L.F. Two-dimensional Hall-MHD simulation of current sheet dynamics during substorm growth phase. //J.Geophys. Res.A. 1997. **Vol.102**, N A12. P. 27327-27339.
105. 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.
106. 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.&Geoelectr.1996. **Vol. 48**, N 5-6. P. 749-763.
107. 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.
108. 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.
109. Harrold B.G., Bhattacharjee A., Wang X. Tearing stability of the two-dimensional magnetotail.//Phys.Plasmas 1995. **Vol. 2**, N 10. P. 3857-3864.
110. Ma Z.W., Wang X.,Bhattacharjee A. Growth, sudden enhancement, and relaxation of current sheets in the magnetotail: Two-dimensional substorm dynamics.//Geophys.Res.Lett. 1995. **Vol. 22**, N 21. P. 2985-2988.
111. Ma Z.W., Bhattacharjee A. Fast impulsive reconnection and current sheet intensification due to electron pressure in semi-collisional plasmas. //Geophys.Res.Lett. 1996. **Vol. 23**, N 13.P. 1673-1676.
112. Wang X., Ma Z.W., Bhattacharjee A. Fast magnetic reconnection and sudden enhancement of current sheet due to inward boundary flow.//Phys.Plasmas 1996. **Vol. 3**, N 5 Pt.2. P. 2129-2134.

113. Bhattacharjee A., Ma Z.W., Wang X. Ballooning instability of a thin current sheet in the high-Lundquist-number magnetotail.//*Geophys.Res.Lett.* 1998. **Vol. 25**, N 6. P. 861-864.
114. Bhattacharjee A., Ma Z.W., Wang X. Dynamics of thin current sheets and their disruption by ballooning instabilities: A mechanism for magnetospheric substorms.//*Phys.Plasmas* 1998. **Vol. 5**, N 5 Pt.2. P. 2001-2009.
115. Ma Z.W., Bhattacharjee A. Sudden enhancement and partial disruption of thin current sheets in the magnetotail due to Hall effects.//*Geophys.Res.Lett.* 1998. **Vol. 25**, N 17. P. 3277-3280.
116. Ma Z.W., Bhattacharjee A. Sudden disruption of a thin current sheet in collisionless Hall magnetohydrodynamics due to secondary tearing and coalescence instability.//*Geophys.Res.Lett.* 1999. **Vol. 26**, N 22. P. 3337-3340.
117. Bhattacharjee A., Ma Z.W., Wang X. Impulsive reconnection dynamics in collisionless laboratory and space plasmas.//*J.Geophys.Res.A.* 1999. **Vol. 104**, N A7. P. 14543-14556.
118. Hesse M., Schindler K., Birn J., Kuznetsova M.M. The diffusion region in collisionless magnetic reconnection. //*Phys.Plasmas* 1999. **Vol. 6**, N 5 Pt.2. P. 1781-1795.
119. Ohtani S., Kokubun S., Russell C.T. Radial expansion of tail current disruption region during substorms: A new approach to the substorm onset region. //*J.Geophys.Res.A.* 1992. **Vol. 97**, N A 3. P. 3129-3136.
120. Ohtani S., Takahashi K., Zanetti L.J., Potemra T.A., McEntire R.W., Iijima T. Initial signatures of magnetic field and energetic particle fluxes at tail reconfiguration: Explosive growth phase. //*J.Geophys.Res.A.* 1992. **Vol. 97**, N A 12. P. 19311-19324.
121. 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.