

Филиппычев Д.С.

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

5. ПЕРЕСОЕДИНЕНИЕ МАГНИТНЫХ СИЛОВЫХ ЛИНИЙ.*

1. Введение

Пересоединение магнитных силовых линий (в дальнейшем “магнитное пересоединение” или просто “пересоединение”) - это процесс, посредством которого магнитное поле может изменить свою топологию (конфигурацию) и освободить запасенную в нем энергию. Среди механизмов переноса и диссипации в близких к идеальным плазменным средам пересоединение играет, повидимому, наиболее важную роль. 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 – так называемых диффузионных областях.

Магнитное пересоединение занимает важное место среди всех плазменных процессов в магнитосфере Земли. Оно является основным способом взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой, которое происходит путем снятия магнитных напряжений. Кроме того пересоединение представляет собой главный канал обмена плазмой между солнечным ветром и дневной магнитопаузой. В ночной магнитосфере пересоединение приводит к мощным возмущениям, называемым суббурами, которые возникают в центре геомагнитного хвоста.

Исследование процесса пересоединения магнитных силовых линий шло двумя путями. С одной стороны разрабатывались упрощенные теоретические модели, допускающие аналитические решения. С другой стороны, новые данные о процессе пересоединения были получены с помощью численного моделирования, которое выявило целый ряд неожидан-

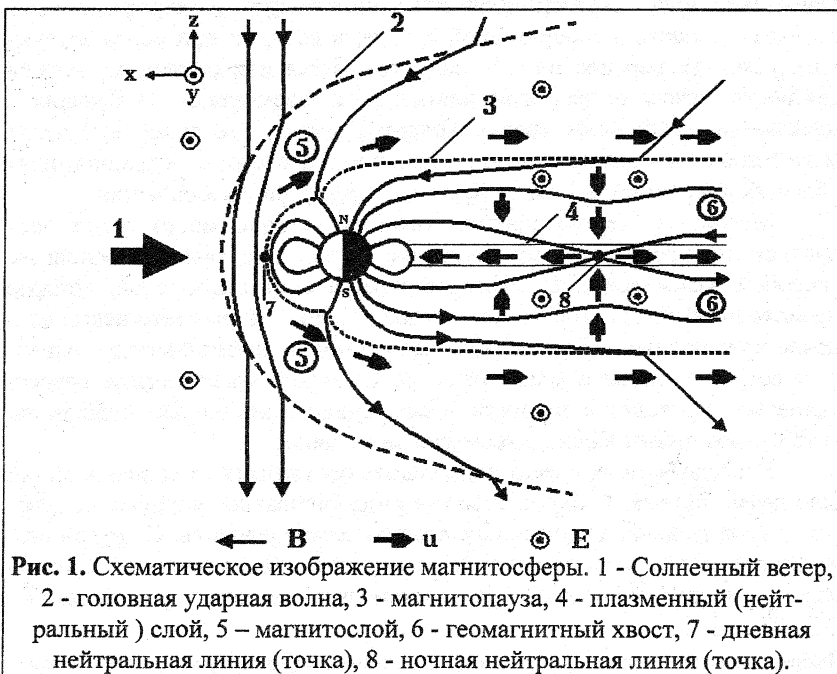
*Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований, проект № 96-01-01171а

ных особенностей: изменение диффузионной области в зависимости от скорости пересоединения, наличие выбросов плазмы вдоль сепаратрис и т.д. Два направления, опирающиеся соответственно на теорию и численное моделирование, взаимно дополняют одно другое, а сравнение и попытки согласования их результатов приводят к гораздо лучшему пониманию процесса пересоединения, чем можно было бы ожидать от использования каждого из них в отдельности.

В настоящей статье дается обзор работ по численному гибриднему моделированию (ионы-частицы; электроны-безмассовая жидкость) процесса пересоединения в магнитосфере Земли. В предыдущих обзорах по гибриднему моделированию космической плазмы [1-4] были затронуты некоторые вопросы, связанные с магнитным пересоединением. Например, в [3] рассматривались работы по моделированию структуры слоя пересоединения.

2. Некоторые понятия и определения.

Магнитосфера Земли. (Рис. 1) В исследованиях космической плазмы (в том числе и в численном моделировании) наибольшее внимание уделяется магнитосфере Земли, что связано с наличием большого числа



данных, полученных с помощью как наземных наблюдений, так и космических аппаратов.

Солнце генерирует плазму - солнечный ветер (основной компонент водород, несколько процентов гелия), который распространяется за пределы Солнца.

В результате сильного отклонения солнечного ветра под воздействием геомагнитного поля, вокруг Земли образуется обширная магнитная полость в форме кометы, называемая магнитосферой.

Внешняя граница магнитосферы, носящая название магнитопаузы, удалена от Земли в среднем на $\approx 10R_E$ и представляет собой токовый слой, в котором динамическое давление солнечного ветра (ρv^2) уравнивает магнитное давление дипольного поля Земли ($B^2/8\pi$). На расстоянии около $5R_E$ от магнитопаузы в направлении к Солнцу в потоке солнечного ветра находится стоячая головная ударная волна. Она обусловлена тем, что скорость солнечного ветра превышает скорость, с которой движутся в направлении от Солнца волны сжатия, отклоняющие солнечный ветер вокруг магнитосферы. 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 $40R_E$ 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). На рис. 1 в левом верхнем углу показаны направления осей "стандартной" 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.

Основные обозначения.

c - скорость света; e - величина заряда электрона; d - полутолщина токового слоя, $d=\delta/2$; L_x - длина системы в x направлении; m_s - масса частицы сорта s; $m \equiv m_e$ - масса электрона; $M \equiv m_i$ - масса иона; $M_A = V/V_A$ - альфвеновское число Маха; n_s - концентрация частиц сорта s; p, $P = nk_B T$ - давление, k_B - постоянная Больцмана; q_s - заряд иона сорта s; $R_E = 6370 \text{ км}$ - радиус Земли; $R_L = \delta_i \beta_i^{1/2}$ - ионный гирорадиус; T_s температура частиц сорта s; T температура $T = T_e + T_i$; $V_A = V_0 / (4\pi n_0 M)^{1/2}$ - альфвеновская скорость; $\Omega_s / \omega_{pi} = V_A / c$;

$\beta_s = n_s k_B T_s / (B^2 / 8\pi)$ - отношение локальных значений давления компоненты плазмы s к магнитному давлению. $\gamma = C_p / C_v$ - отношение удельных теплоемкостей; δ , Δ - толщина и ширина токового слоя, $\delta = 2d$; $\delta_s \equiv c / \omega_{ps} = V_A / \Omega_s$ - длина инерции (или "бесстолкновительная скин-

глубина”) частиц сорта s ; $\lambda_0 \equiv \delta_{i0}$ - ионная длина инерции в начальный момент времени; η , $\sigma = 1/\eta$ - сопротивление и проводимость плазмы; θ_{Bn} - угол между направлением магнитного поля и нормалью к поверхности разрыва (“угол ударной нормали”); $\rho = Mn$ - массовая плотность;

ω , \mathbf{k} - частота и волновой вектор колебаний; $\omega = \omega_r + i\omega_{Im}$; $\omega_{ps} \equiv (4\pi q_s^2 n_0/m_s)^{1/2}$ - плазменная частота частиц сорта “ s ”; $\Omega_s \equiv qB_0/m_s c$ - гирочастота частиц сорта s .

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

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

\mathbf{u} - скорость потока плазмы; \mathbf{v} - скорость частицы (иона);

\mathbf{V} - скорость потока компоненты плазмы (например, электронов \mathbf{V}_e) или плазмы;

x - пространственная координата в 2-D (x, z);

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

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

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

N_c - число ячеек пространственной сетки.

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

Аббревиатуры:

МГД - Магнитная Гидродинамика;

СМ-СЛ - (численный алгоритм) Current Advance Method-Cyclic Leap-

frog.
PIC - Particle-in-Cell: метод численного моделирования “частиц в ячейке”;
PSBL - Plasma Sheet Boundary Layer; Пограничный слой плазменного
слоя;
RL - Reconnection Layer.

МГД разрывы:

УВ - Ударная Волна;
МУВ - Медленная Ударная Волна;
CD - Contact Discontinuity - контактный разрыв;
IS - Intermediate Shock - промежуточная ударная волна;
RD - Rotational Discontinuity - вращательный разрыв;
TD - Tangential Discontinuity - тангенциальный разрыв;
TDIS - Time-Dependent Intermediate Shock - нестационарная промежуточная ударная волна.

3. МГД модели описания процессов в плазме.

Существует три основных способа математического описания поведения плазмы: рассмотрение движения отдельных заряженных частиц (молекулярная динамика, PIC-метод, Монте-Карло моделирование, метод пробных частиц); статистический метод (т.е. решение кинетического уравнения для функции распределения частиц); гидродинамическая теория. Методы магнитной гидродинамики (МГД) занимают важное место в исследованиях плазмы, что обусловлено во-первых относительной простотой их математического описания (по сравнению, например, с методами кинетической теории) и, во-вторых, наглядностью описания за счет использования усредненных характеристик.

Самым простым гидродинамическим описанием бесстолкновительной плазмы является теория идеальной магнитной гидродинамики (ИМГД). Решениями линеаризованных уравнений этого приближения являются хорошо известные МГД волны, которые (за некоторым исключением) являются так же низкочастотным пределом ($\omega \rightarrow 0$) линеаризованных уравнений двух-жидкостной теории, содержащей в своей общей форме эффекты инерции как электронов, так и ионов. При исключении из рассмотрения энергии электронов ($m=0$) упрощенные уравнения двух-жидкостной теории становятся идентичными уравнениям ИМГД, за исключением закона Ома, в котором появляется холловский член $E_{\text{Hall}} = (\mathbf{J} \times \mathbf{V}) / (c n_e e)$. 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 временных масштабах малых по сравнению с ионным гиропериодом ($t < \Omega_i^{-1}$). В приближении безмассовой

жидкости скорость центра масс становится $V=V_i$ и простейший вариант уравнений резистивной несжимаемой ХМГД (РХМГД) можно записать в виде:

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

При отсутствии холловского поля E_{Hall} в правой части обобщенного закона Ома для системы уравнений (1) используется название “резистивная МГД” (РМГД). “Идеальная МГД” (ИМГД) (с законом Ома ИМГД: $E = -(\mathbf{V}_e \times \mathbf{B}) / c$), получается если в системе (1) пренебречь членом E_{Hall} и конечным сопротивлением ($\eta = 0$). Для столкновительной плазмы (РМГД, ХРМГД; $\eta \neq 0$) используется приближение адиабатической среды $\gamma = 5/3$, а для бесстолкновительной плазмы (МГД и ХМГД) более подходящим оказывается изотермическое приближение $\gamma = 1$, в котором последнее соотношение в (1) принимает вид $P/\rho = \text{const}$.

4. Разрывы в МГД теории.

Гидродинамическим и МГД ударным волнам (УВ), а также другим МГД-разрывам, посвящена обширная литература (см., например, монографии [5-8]). В магнитогидродинамике в общем случае изотропной плазмы существуют следующие типы разрывов (в случае $\mathbf{B} \neq 0$) [7]:

- ударные волны (УВ), для которых отличны от нуля скачки всех магнитогидродинамических величин;
- альфвеновские (вращательные: RD) разрывы, на которых испытывают скачки только тангенциальные компоненты скорости и магнитного поля;
- контактные разрывы (CD), на которых испытывают скачки плотность и плотность энтропии.

Когда магнитное поле лежит в плоскости разрыва ($B_x = 0$) скачок испытывают тангенциальные компоненты скорости и магнитного поля. Такой разрыв по аналогии с газодинамикой называется тангенциальным разрывом (TD).

Соотношения Ренкина-Гюгонио (см. [5-8]) связывают два состояния плазмы на различных сторонах разрыва. В соответствии с этими соотношениями существует шесть решений ударного типа. Наиболее известными являются быстрая и медленная ударные волны, а оставшиеся четыре решения являются промежуточными УВ (IS). В IS происходит переход от сверхальфвеновских к доальфвеновским скоростям потока. Одним из важных свойств IS, отличающим их от быстрой и медленной УВ, является вращение на угол 180° в плоскости УВ тангенциальной по от-

ношению к УВ компоненты магнитного поля. Как и все УВ, IS должны удовлетворять условию копланарности (т.е., допустимо вращение только на углы 0° и 180°), в отличие от RD, в которых допустимо вращение на любой угол. Другим отличительным свойством IS является то, что для тех же самых условий в области перед фронтом IS могут иметь два различных состояния в области за фронтом. В рамках диссипативной МГД также могут существовать некопланарные IS, в которых вращение магнитного поля происходит на угол отличный от 180° . Однако, эти так называемые “нестационарные промежуточные УВ” (TDIS) должны с необходимостью эволюционировать во времени, поскольку законы сохранения не позволяют существовать устойчивым некопланарным структурам за исключением RD. Более подробное описание свойств IS и обзор работ по гибриднему моделированию этих УВ приведены в [2].

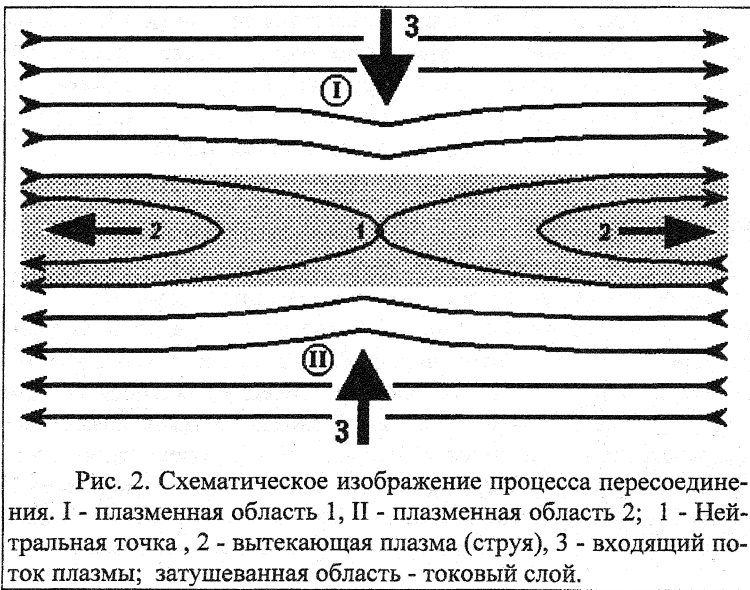
5. Некоторые общие замечания об описании процесса пересоединения.

В основных чертах процесс пересоединения магнитных силовых линий схематически показан на рис. 2. Пересоединение происходит в том случае когда две плазменные области с противоположно направленными магнитными полями “сталкиваются” на токовом слое. Если сопротивление плазмы конечно, 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. 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 (вытекающая “струя” на рис.2) 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: $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) + \eta (c^2 / 4\pi) \nabla^2 \mathbf{B}$. Это уравнение описывает изменения 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 $R_m = uL/\eta$ (другое название - число Лундквиста S), которое практически для любой космической плазмы 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 этих областях может происходить быстрая диффузия магнитного поля через плазму с характерным временем $\tau=L^2/\eta$. Этот процесс не только изменяет топологию магнитного поля и освобождает большое количество магнитной энергии, но и за счет магнитного натяжения, создаваемым вновь пересоединившимися силовыми линиями, ускоряет плазму в направлении от области пересоединения примерно до альфвеновской скорости V_A .

Изменение топологии магнитного поля, происходящее при пересоединении, связано с нарушением условия вмороженности магнитных силовых линий в плазму. Это условие записывается как равенство нулю электрического поля, индуцированного движением проводящей среды со скоростью \mathbf{u} : $\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{u} \times \mathbf{B} = \frac{1}{\sigma} \mathbf{j} + \frac{m}{ne^2} \frac{d\mathbf{j}}{dt}$. Нарушение условия вмороженности означает наличие отличных от нуля членов в правой части этого соотношения. Если вследствие конечной проводимости σ плазмы отличен от нуля первый член, то говорят о резистивном механизме пересоединения. Второй механизм (называемый инерционным) обусловлен конечным значением массы (m) носителей тока - электронов. При кинетическом рассмотрении процесса пересоединения добавляется еще третий механизм, связанный с бесстолкновительным резонансным процессом - затуханием Ландау. Возможно рассмотрение и модификаций этих трех механизмов. Например, аномальное сопротивление, возникающее при рассея-



нии электронов на различных микронеустойчивостях, которые могут возбуждаться в плазме. В бесстолкновительной плазме все диссипативные процессы (в частности сопротивление) носят аномальный характер и обусловлены взаимодействием частица-волна, т.е. необходимая диссипация обеспечивается коллективным взаимодействием частиц плазмы и флуктуациями электромагнитного поля [9-11].

Явление пересоединения часто рассматривается как вынужденный или как спонтанный процесс. О спонтанном пересоединении говорят в том случае когда рассматриваемая система при медленном изменении внешних параметров становится неустойчивой, а быстрое развитие внутренних процессов приводит к пересоединению, скорость которого не зависит от внешних параметров. Вынужденное пересоединение происходит под воздействием внешних сил (например, электрического поля) и относится к открытым системам, в которых происходит как “инжекция”, так и “выброс” плазмы и магнитного поля. При этом, средняя скорость пересоединения оказывается вполне определенной величиной. Следует отметить, что различие между спонтанным и вынужденным пересоединением оказывается, как правило, довольно условным. На самом деле в обоих случаях имеет место один и тот же основной процесс пересоединения, по крайней мере, в рамках рассматриваемой модели (например, в рамках 2-D РМГД модели). Система с вынужденным пересоединением может рассматриваться как небольшая часть некоторой большей системы спонтанного пересоединения, в которой конфигурация системы и наличие запасенной энергии задаются соответствующим выбором граничных условий. В ряде случаев (например, для изучения скелинга по η) более подходящим оказывается рассмотрение процесса пересоединения как вынужденного, поскольку в этом случае имеется возможность четкого разделения эффектов вынуждающей силы и диссипативного процесса (в частности, сопротивления).

В связи с тем, что многие магнитные конфигурации, наблюдаемые в лабораторной или космической плазме, имеют, по крайней мере локально, квази-двумерную структуру, большинство теорий магнитного пересоединения ограничивается рассмотрением двумерных структур с выделенной нейтральной точкой X-типа. При этом считается, что пересоединение происходит в небольшой окрестности этой точки (называемой “диффузионной” областью), в которой наличие сопротивления становится существенно важным. Кроме того, часто предполагается, что система достигает стационарного состояния. В процессе пересоединения происходит существенное изменение структуры магнитного поля и значительное выделение магнитной энергии. В следствии этого процесс пересоединения является существенно нестационарным и имеет спонтанный и

импульсный характер. Поэтому стационарное пересоединение должно рассматриваться как частный случай общей задачи о нестационарном пересоединении. Однако, с математической точки зрения, стационарное пересоединение описывается существенно более простыми моделями, которые получили широкое распространение для изучения основных свойств магнитного пересоединения.

При изучении нестационарного пересоединения магнитных силовых линий необходимо ответить на два основных вопроса: каким образом пересоединение инициируется и как оно эволюционирует во времени. Ответ на первый вопрос связан с рассмотрением диссипативных процессов. В рамках модели идеально проводящей плазмы ответ на этот вопрос получить нельзя. Тем не менее такой подход оказывается оправданным. Для выяснения причин пересоединения необходимо знать конкретный механизм диссипации. Поэтому на этом пути, по-видимому, нельзя получить достаточно общих и простых результатов. Ограничиваясь рассмотрением только второго аспекта проблемы - о развитии пересоединения - можно использовать модель идеально проводящей плазмы и получить общие результаты, справедливые для любых механизмов диссипации. При этом игнорирование вопроса о причинах пересоединения проявляется в решении в виде наличия произвольных функций (т.е. неединственности решения), а также в виде появления логарифмических особенностей.

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 в области пересоединения. Время пересоединения вычисляется по формуле $\tau = S^p \tau_A$ ($S = \tau_R/\tau_A$ - число Лундквиста, τ_A - альфвеновское время, τ_R - резистивный масштаб времени). Показатель p ($p \in [0, 1]$) зависит от геометрии задачи, магнитного поля, определяемого граничными условиями и природой действующих сил.

6. Теоретические модели магнитного пересоединения.

В последние десятилетия теоретические работы по магнитному пересоединению основывались в основном на двух концепциях: модели ударных волн Петчека [12] и концепции токовых слоев, большой вклад в разработку которой внес С.И. Сыроватский [13-16]. Модель Петчека допускает быстрое пересоединение независимо от величины сопротивления. Пересоединение через нейтральный слой является более медленным процессом, который сопровождается диссипацией значительной части

($\approx 50\%$) магнитного поля. В связи с этим, такой процесс часто обозначается не как пересоединение, а как “слияние” или “аннигиляция” магнитных силовых линий.

Ни теория Петчека, ни концепция Сыроватского не могут дать удовлетворительного описания диффузионной области, в частности ее ширины Δ . На основании общих соображений имеется возможность определить только аспектное отношение Δ/δ (δ - толщина слоя), а не само значение величины Δ . В теории Петчека предполагается, что $\Delta \sim \delta \sim \eta$, т.е. диффузионная область по предположению считается пренебрежимо малой для малых значений δ . Таким образом глобальная конфигурация магнитного поля оказывается не зависящей от δ . В концепции Сыроватского допускается конечное значение ширины токового слоя, но само значение Δ остается неопределенным в рамках этой теории. Для определения величины Δ требуется рассмотрение решения полной задачи с учетом сопротивления.

6.1 Модель вынужденного пересоединения Петчека.

В моделях вынужденного пересоединения (модель Свита - Паркера; модель Петчека [12]) изучается течение плазмы под воздействием приложенного к ней внешнего электрического поля E_0 . Магнитные поля B_0 на границах системы приблизительно антипараллельны (рис. 3). Поэтому существует особая линия (“нейтральная” или “нулевая”), перпендикулярная плоскости рис. 3, на которой магнитное поле обращается в нуль или имеет компоненту только вдоль этой линии. Под воздействием электрического поля плазма вместе с силовыми линиями дрейфует со скоростью u к нейтральной линии, где происходит разрыв силовых линий и их последующее соединение но уже в другой комбинации. Пересоединившиеся силовые линии выносятся из области пересоединения вместе с плазмой, которая ускоряется до скорости порядка альфвеновской. В модель Петчека [12] кроме диффузионной области (пересоединения) включена еще и волновая: четыре медленных ударных волны (МУВ), в которых происходит основная перестройка магнитного поля. Петчек заметил, что как бы медленно плазма не втекала в диффузионную область, ее скорость всегда будет сверхзвуковой по отношению к скорости медленной волны. Поэтому из диффузионной области будут исходить медленные ударные МГД-волны. Эти волны являются стоячими в области втекающего потока. Пересекая ударные волны, плазма поворачивает вправо или влево от области пересоединения, а магнитные силовые линии перезамыкаются в новую конфигурацию. При этом, напряженность магнитного поля уменьшается,

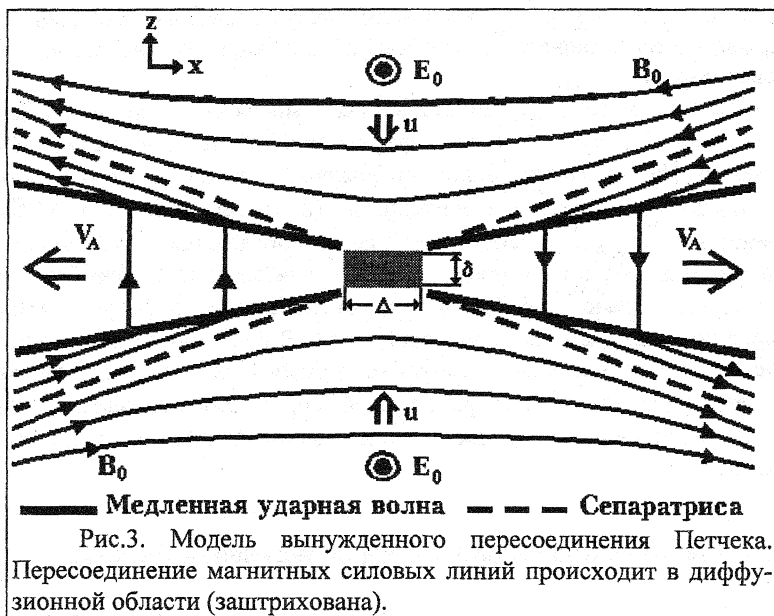


Рис.3. Модель вынужденного пересоединения Петчека. Пересоединение магнитных силовых линий происходит в диффузионной области (заштрихована).

а скорость плазмы увеличивается. В итоге преобразование энергии происходит в основном на этих ударных волнах: магнитная энергия преобразуется в тепловую и кинетическую энергию вытекающего из слоя потока плазмы.

Петчек [12] рассмотрел стационарные решения двумерных уравнений несжимаемой МГД в симметричном случае, когда параметры плазмы и величина магнитного поля были одинаковы с обеих сторон нейтральной линии (рис.3). В его теории имеется два малых параметра: обратное число Лундквиста S^{-1} и альфвеновское число Маха M_A . Две пары МУВ модели Петчека [12] появляются в структуре слоя пересоединения только в рамках сделанных предположений. При других условиях структура слоя пересоединения может оказаться довольно сложной. Асимметричный случай в применении к дневной магнитопаузе (поле в области втекания с одной стороны токового слоя значительно больше, чем с другой) рассматривался в работе [17]. Внешняя МУВ на стороне с меньшим полем (на стороне магнитослоя) заменяется на вращательный разрыв, на котором происходит значительное вращение поля и формируется слой ускоренного потока внутри магнитопаузы. Внутренняя МУВ (магнитосферной стороны) заменяется на медленные волны расширения [17-19].

Аналитическая модель пересоединения типа Петчека была многократно описана в литературе (см., например, [20-27]). Было проведено

обобщение первоначальной модели Петчека на случай несжимаемой жидкости, наклонных магнитных полей с различными значениями, ширины скорости и различных значений скоростей по обе стороны токового слоя, пространственного и временного изменения скорости пересоединения, а также рассмотрение случая трехмерной геометрии (см., например, [17,21,24-31]).

6.2 Модели пересоединения в результате формирования токового слоя.

Альтернативной по отношению к теории ударных волн Петчека является концепция пересоединения через формирование токового слоя. Фактически, первой моделью магнитного пересоединения была модель Свита-Паркера [32-35], в которой области с противоположно направленными силовыми линиями магнитного поля разделяются нейтральным слоем, на котором магнитное поле обращается в нуль (рис.2). В этой модели противоположное направление магнитных силовых линий обеспечивается током, протекающим по нейтральному слою. Считается, что на слое магнитная диффузия уравнивается втекающим потоком плазмы, а вытекающая плазма ускоряется вдоль слоя за счет избытка давления, возникающим в результате джоулевой диссипации, и под воздействием силы натяжения пересоединившихся линий магнитного поля.

Большой цикл работ по разработке концепции токовых слоев был выполнен С.И.Сыроватским с соавторами (см., например, [13-16]). Основная идея этой концепции состоит в том, что если две плазмы с вмороженными противоположно-направленными полями двигаются в направлении одна к другой, то формируется токовый слой конечной длины. В этом слое происходит квазистационарное пересоединение, обусловленное конечной проводимостью. Токовый слой может разрушиться, например, в результате развития разрывной (тиринг) неустойчивости. При этом происходит быстрое пересоединение силовых линий через слой с высвобождением магнитной энергии и ускорением частиц плазмы. В модели разрыва нейтрального слоя [14] процесс пересоединения рассматривается как динамический и существенно нестационарный. Начальная конфигурация магнитных полей имеет примерно такой же вид, что и в теории Петчека, но величина электрического поля полагается столь большой, что вместо стационарного течения плазмы в системе реализуется течение кумулятивного типа. Поток вмороженного в плазму магнитного поля, поступающий к нейтральной линии, не успевает пересоединиться и "преобразует" ее в широкий токовый слой, вблизи которого плотность частиц прогрессирующе убывает, что приводит к разрыву слоя. При бы-

стрых перестройках магнитного поля возникают сильные индукционные электрические поля, которые могут ускорять заряженные частицы до больших энергий. По теории Сыроватского в сингулярной точке (т.е. X-точке с отличным от нуля электрическим полем) должен формироваться токовый филамент, в результате чего в системе образуется O-точка с двумя смежными X-точками (магнитный "остров"). Однако, такое изменение магнитной топологии запрещено условием вмороженности. Вместо этого формируется токовый слой, объединяющий две виртуальные X-точки. Динамические модели вынужденного пересоединения применяются при исследовании вспышек на Солнце (см., например, [15,16,32-35]). Подобные явления наблюдались и при лабораторном моделировании процессов пересоединения.

7. Численное моделирование процесса пересоединения.

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. Вследствие этого решение в диффузионной области характеризуется очень малыми характерными масштабами, порождая трудности при переходе к решению во внешней области, в которой справедлива ИМГД. Во многих аналитических моделях применяется линеаризация МГД-уравнений за счет разложения в ряд по степеням скорости пересоединения, и поэтому при больших скоростях применимость этих моделей ограничена. При численном моделировании все эти трудности, как правило, преодолеваются. Численному моделированию пересоединения в рамках гидродинамической модели посвящено огромное число работ. В этом разделе упоминаются только некоторые из этих исследований.

Большое внимание при исследовании процесса пересоединения с помощью численного моделирования было обращено на воспроизведение быстрого пересоединения типа Петчека. Наличие МГД-разрывов (в частности медленных ударных волн) в области втекания является отличительной особенностью этого режима, которая относительно легко воспроизводится. В численном расчете получается решение только в конечном числе точек, что само по себе может служить трудностью в интерпретации результатов. Другая более тонкая проблема состоит в различном характере граничных условий, используемых в аналитических моделях и численных расчетах. Детальный обзор этих вопросов был выполнен в работе [36], в которой сравнивались эти два подхода и их результаты.

Нестационарное исследование *спонтанного пересоединения* одномерного токового слоя в рамках сжимаемой двумерной МГД было впервые проведено в работе [37]. Локализация сопротивления в середине слоя приводила к конфигурации магнитного поля X-типа с последующим пересоединением. Анализ зависимости процесса пересоединения от величины сопротивления [38] показал, что толщина диффузионной области уменьшается с ростом сопротивления. В работе [39] было найдено, что локальное увеличение сопротивления является существенно важным для реализации быстрого пересоединения со свойствами, характерными для модели Петчека. В работах [40-42] использовалось сопротивление, пропорциональное плотности тока или скорости дрейфа. В начальный момент времени сопротивление локализовывалось в середине токового слоя и далее изучалась эволюция системы. Во всех случаях пересоединение типа Петчека получалось только тогда, когда сопротивление пространственно концентрировалось вокруг X-линии.

Численное моделирование 2-D вынужденного пересоединения было впервые проведено в работе [43], в которой предполагалось, что сопротивление является некоторой функцией плотности тока. Была получена быстрая мода расширения и пара медленных ударных волн (МУВ). Используя модель несжимаемой МГД и постоянное сопротивление во всей области, в работе [44] также было проведено численное моделирование вынужденного пересоединения. Для системы малой длины и небольшого сопротивления результаты этого моделирования были похожи на результаты работы [43]. В случае же системы большей длины или большого сопротивления пересоединение оказывалось типа расширения медленной моды: развивался длинный токовый слой и линии потока расходились когда плазма втекала в область обращения поля. Результаты численного моделирования вынужденного пересоединения (несжимаемая МГД) с большим разрешением были доложены в работе [45]. Для больших чисел Лундквиста было получено быстрое увеличение диффузионной области; при этом развивался длинный токовый слой, ограниченный только размером области моделирования. Магнитное поле "накапливалось" на фронте токового слоя, а локальная скорость пересоединения соответствовала значению теории Свита-Паркера. Для фиксированной скорости толщина диффузионного слоя не зависела от сопротивления и линейно нарастала с ростом скорости пересоединения.

Широко распространено мнение, основанное в первую очередь на теоретических моделях вынужденного быстрого пересоединения [12,21,36,46,47], что макроскопическое развитие и конфигурация быстрого пересоединения сильно зависят от внешних граничных условий и не зависят от модели сопротивления. При этом главным в таких теоретиче-

ских моделях является наличие какого либо конечного сопротивления. Кроме того результаты многочисленных численных расчетов (в основном МГД) на первый взгляд “подтверждают” это положение. С другой стороны, была разработана модель спонтанного быстрого пересоединения [41,48,49], в которой процесс пересоединения спонтанно развивается за счет самосогласованного взаимодействия между микроскопическими плазменными процессами (различными токовыми неустойчивостями, приводящими к аномальному сопротивлению) и макроскопическими потоками [41,48,49]. Единственным требованием модели спонтанного быстрого пересоединения является наличие у аномального сопротивления порога по току или скорости дрейфа. При численной реализации такой модели аномальное сопротивление задается функцией потоков. Ключевым моментом модели является “автоматическая” локализация аномального сопротивления вблизи X-точки при его нарастании. Фактически такая локализация приводит к очень эффективному пересоединению [37,39]. Численное МГД-моделирование с большим разрешением (достаточно малые шаги по времени и пространству) продемонстрировало сильную зависимость процесса пересоединения от модели сопротивления [39,42,50-54]. Без достаточно большого разрешения зависимость от модели сопротивления не может быть получена, поскольку в этом случае из-за большого пространственного шага “численное” сопротивление становится столь большим, что просто подавляет любое сопротивление модели.

В бесстолкновительном пределе МГД-моделирование (как правило исключаящее рассмотрение уже на ионных масштабах длины) не в состоянии адекватно описать микрофизику в окрестности области пересоединения, в которой нарушается условие вмороженности. 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. Моделирование процесса пересоединения с использованием PIC-метода проводилось многими исследователями (см., например, [55-72]). Однако из-за необходимости использовать большие компьютерные ресурсы 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 [55,60,61]. При использовании стандартного PIC-метода вычисления ключали в рассмотрение как динамику ионов, так и электронов. При этом использовалось либо заниженное отношение масс ион/электрон

($M/m \leq 64$) [56,57,60,63,65,66], либо очень тонкие токовые слои (толщина которых была меньше электронной скин-длины) [58,62], либо в расчетах применялось не достаточное разрешение электронных пространственных масштабов [63,64,67]. Наличие различных температур ионов и электронов также вносит дополнительные трудности в вычисления с использованием метода полного PIC-моделирования [63].

Разумным компромиссом между “простыми” магнитогидродинамическими расчетами и рассмотрением динамики заряженных частиц на ионных масштабах является использование гибридных схем численного моделирования. В случае когда главным в исследовании является не бесстолкновительный диссипативный процесс, а, например, структура слоя пересоединения (RL), достаточно использовать традиционную гибридную модель, в которой ионы рассматриваются как набор дискретных частиц, а электроны в виде безмассовой жидкости с изотропным давлением. При таком моделировании электрическое поле в диффузионной области должно задаваться явным образом в виде резистивного члена в уравнении сохранения импульса электронов (в обобщенном законе Ома).

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

Численные модели, описывающие гидродинамическое поведение плазмы, не включают физические эффекты, рассмотрение которых в ряде приложений представляет значительный интерес (например, эффекты, связанные с ионами в плазме с большим β , многопоточность движения, эффекты отражения и т.д.). МГД уравнения не описывают также физические процессы, протекающие на расстояниях порядка нескольких длин инерции ионов. С другой стороны, кинетические модели, в частности техника PIC-моделирования, приводят к более детальному описанию поведения плазмы, чем это требуется для макроскопического исследования. Полное численное моделирование, при котором все компоненты плазмы представляются в виде набора дискретных частиц, оказывается очень трудной задачей по причине значительных затрат компьютерных ресурсов и в первую очередь времени. В PIC-методе шаг по времени выбирается с учетом разрешения электронного масштаба времени. С другой стороны, для получения физически интересных результатов в случае низкочастотных процессов, часто исследуемых в задачах физики космического пространства, расчеты необходимо проводить до времен, значительно превышающих ионные временные масштабы (десятки, сотни, а то и тысячи Ω_i^{-1}).

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

Довольно часто для изучения физических процессов в плазме с магнитным полем можно применять метод частиц только для ионной компоненты, а электроны рассматривать как жидкость. В таких моделях плазма считается квазинейтральной и в уравнениях Максвелла пренебрегается током смещения (приближение Дарвина [73]). В этом приближении движение частиц плазмы должно рассматриваться как нерелятивистское. Условие квазинейтральности предполагает, что электронная плотность почти равна ионной плотности ($n_e \approx n_i \approx n$). Для рассмотрения эволюции системы на больших временах и в большей области пространства необходимо полностью устранить динамику быстрых электронов. Это достигается за счет применения гибридных кодов, в которых ионы рассматриваются как частицы, а электроны как безмассовая жидкость ($m=0$). В численном моделировании с применением такой гибридной модели хорошо воспроизводятся физические процессы, протекающие на ионных масштабах длины (δ_i, R_L) и времени (Ω_i^{-1}). При этом из расчетов устраняются плазменная частота и гирочастота электронов.

Общая схема расчетов по гибридной модели выглядит следующим образом:

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

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

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

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

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

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

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

$$n_e = n_i = \int f_i d\mathbf{v} = n. \quad (2f)$$

При моделировании физических процессов в космическом пространстве во многих случаях электроны рассматриваются в изотермическом или адиабатическом ($p=n^{\gamma}$) приближении. При этом из модели (2) исчезает уравнение энергии (2e). В условии квазинейтральности (2f) f_i - функция распределения по скоростям ионов. Полная плотность тока $\mathbf{j} = -n\mathbf{V}_e + \int f_i d\mathbf{v}$ согласно соотношению (2f) удовлетворяет условию $\nabla \cdot \mathbf{j} = 0$, из которого следует $j_{\parallel} = j_x = 0$. Для численной реализации гибридной модели вводятся дискретные сетки по времени ($\Delta\tau$; $\tau^k = k\Delta\tau$, $k=1, 2, \dots$) и по пространству (с шагами Δx). Дискретные шаги по времени и пространству составляют, как правило, доли соответствующих масштабов. Например, $\Delta\tau=0.05$, $\Delta x=0.5$.

Для вычисления траекторий частиц часто используется схема перешагивания (leap-frog). При этом скорости частиц задаются на полупелых шагах по времени, а положения частиц и полей определяются на целых временных шагах. На уровне k известны величины $\mathbf{v}^{k-1/2}$, \mathbf{x}^k , \mathbf{E}^k , \mathbf{B}^k . Дискретный аналог первого уравнения (2d) записывается в виде: $d\mathbf{v}/d\tau \cong (\mathbf{v}^{k+1/2} - \mathbf{v}^{k-1/2})/\Delta\tau = \mathbf{E}^k + \mathbf{v}^k \times \mathbf{B}^k$. Здесь $\mathbf{v}^k = (\mathbf{v}^{k-1/2} + \mathbf{v}^{k+1/2})/2$. Для определения значений полей \mathbf{E}^k и \mathbf{B}^k в точке нахождения частицы \mathbf{x}^k используется

функции взвешивания $S(\mathbf{X}_j - \mathbf{x}^k)$ PIC-метода (см., [74-76]). Например, $\mathbf{E}^k = \sum_j S(\mathbf{X}_j - \mathbf{x}^k) \mathbf{E}_j^k$. Уравнения движения (2d) часто численно интегрируются с использованием схемы Бориса (leap-frog Бориса), в которой движение частицы расщепляется на раздельное движение в электрическом и магнитном полях [77] (см. также [74-76]). После нахождения $\mathbf{v}^{k+1/2}$ новое положение частицы вычисляется по формуле $\mathbf{x}^{k+1} = \mathbf{x}^k + \Delta t \mathbf{v}^{k+1/2}$. Для получения значения скорости \mathbf{v}_i^{k+1} частицы дополнительно продвигаются на временной полушаг $\mathbf{v}^{k+1} = \mathbf{v}^{k+1/2} + 0.5 \Delta t (\mathbf{E}^k + \mathbf{v}^{k+1/2} \times \mathbf{B}^k)$. В результате суммирования ионных моментов с использованием функции взвешивания $S(\mathbf{X}_j - \mathbf{x}^k)$ получаются скорость потока ионов V_i^{k+1} и ионная плотность n_i^{k+1} . В одномерном случае (1-D) из условия квазинейтральности получаются значения электронной плотности и скорости ($n_e = n_i = n$, $V_{ex} = V_{ix} = V_x$).

Хотя все численные коды, использующие гибридные модели, обладают подобными свойствами, имеются различия в их численной реализации. В первую очередь это относится к методам решения уравнений поля. Эти методы можно разбить на 3 основные группы [78]: метод сопротивления (закон Ома); метод предиктор-корректора; метод гамильтониана.

Метод, использующий закон Ома (при наличии “резистивного” члена $\eta \cdot \mathbf{j}$ в (2с)) для вычисления продольной компоненты электрического поля, предложен в работе [79]. Метод был обобщен на двумерные задачи [80] и был применен для моделирования лабораторных экспериментов [81,82] по пересоединению силовых линий магнитного поля. Трехмерный линеаризованный гибридный код [83] применялся для исследования ионных колец с обращенным полем.

Метод предиктор-корректор для гибридного моделирования был предложен в работе [84] и использовался в одномерных кодах [85,86], для моделирования разогрева тяжелых ионов при развитии циклотронной неустойчивости. Метод был обобщен на двумерную геометрию [87] и использовался для изучения вращательных неустойчивостей в конфигурациях с обращенным полем (field-reversed configuration: FRG) [88].

В методе гамильтониана вместо скоростей частиц используются канонические моменты $\mathbf{P} = M\mathbf{v} + q\mathbf{A}/c$ ($\mathbf{P} = \mathbf{v} + \mathbf{A}$; $\mathbf{P}^{\text{old}} = M\mathbf{V}_A \mathbf{P}$). Описание метода приведено в работе [89]. Канонические моменты $\mathbf{P}_\perp = \mathbf{v}_\perp + \mathbf{A}_\perp$ частиц вычисляются в полуцелые моменты времени. Метод гамильтониана был использован для исследования слоя пересоединения магнитопаузы (например, в работах [90,91]).

Помимо этих основных схем интегрирования системы уравнений гибридной модели применялись и другие методы. Среди них: метод Бориса для решения полевой части задачи был предложен в работе [92] (вместо метода предиктор-корректор) для моделирования альфвеновской

ионно-циклотронной неустойчивости; метод Рунге-Кутты второго [93] и четвертого [94] порядка применялся как для вычисления траекторий частиц, так и для расчета полей. В работах [93,94] при интегрировании полей использовались временные подциклы на каждом шаге по времени для частиц.

Схема с циклическим перешагиванием (Cyclic Leapfrog) для решения уравнений поля использовалась в двумерном гибридном алгоритме SAM-CL [95] при моделировании многокомпонентной плазмы. В алгоритме SAM переход к следующему временному уровню осуществляется путем продвижения вперед плотности ионного тока: $\mathbf{j}_i^{k+1} = \mathbf{j}_i^* + (\Delta\tau/2)(\Lambda\mathbf{E}^* + \Gamma \times \mathbf{B}^k)$ (уравнение движения SAM), $\Lambda = \sum_s S_{sj} Q_s R_{qs}$, $\Gamma = \sum_s S_{sj} Q_s R_{qs} \mathbf{v}_s^{k+1/2}$. Индекс s относится к ионам сорта s . $S_{sj} = S(\mathbf{X}_j - \mathbf{x}_s^{k+1})$ - функция взвешивания. В безразмерных переменных обозначение $Q_s = q_s/q_0$ соответствует заряду иона q_s , а $R_{qs} = (q_s m_0 / q_0 m_s)$ отношению q_s/m_s . \mathbf{j}_i^* - плотность ионного тока "свободного потока" $\mathbf{j}_i^*(\mathbf{x}_s^{k+1}, \mathbf{v}_s^{k+1/2}) = \sum_s S_{sj} Q_s \mathbf{v}_s^{k+1/2}$, $\mathbf{E}^* = \mathbf{E}(n^{k+1}, \mathbf{j}_i^{k+1/2}, \mathbf{B}^k, T_e)$. В ряде задач для вычисления эволюции магнитного поля требуется более мелкий временной шаг, чем для вычисления траектории частиц [93]. В методе *Cyclic Leapfrog* для вычисления магнитного поля используется техника временных подциклов с периодическим усреднением. К началу расчета полей на $k+1$ -ом временном уровне известны значения $\mathbf{v}_s^{k+1/2}$, n^{k+1} , \mathbf{j}_i^{k+1} (из SAM), а также центрированное по времени значение $n^{k+1/2}$. Электрическое поле на промежуточных временных слоях (с индексом p) вычисляется как функция этих величин $\mathbf{E}_p = \mathbf{E}(n^{k+1/2}, \mathbf{j}_i^{k+1}, \mathbf{B}_p, T_e)$. Для получения значений \mathbf{B}_p вводятся временные шаги подцикла $\Delta\tau_{SC}$ и усреднения $\Delta\tau_A$. При этом $\Delta\tau_{SC} = \Delta\tau_A/K$. Процедура *Cyclic Leapfrog* применяется к двум наборам данных магнитного поля (для четных и нечетных временных слоев с шагом $\Delta\tau_{SC}$). Начиная со значения $\mathbf{B}_0 = \mathbf{B}(\tau_0)$ переход к шагу по времени $\tau_0 + \Delta\tau_A$ осуществляется по схеме ($\mathbf{B}_p = \mathbf{B}(\tau_0 + p\Delta\tau_{SC})$): $\mathbf{B}_1 = \mathbf{B}_0 - \Delta\tau_{SC} \nabla \times \mathbf{E}_0$, $\mathbf{B}_2 = \mathbf{B}_0 - 2\Delta\tau_{SC} \nabla \times \mathbf{E}_1$, \dots , $\mathbf{B}_{p+1} = \mathbf{B}_p - 2\Delta\tau_{SC} \nabla \times \mathbf{E}_p$, $p = 1, 2, \dots, K-1$; $\mathbf{B}_K = \mathbf{B}_{K-2} - 2\Delta\tau_{SC} \nabla \times \mathbf{E}_{K-1}$, $\mathbf{B}_K^* = \mathbf{B}_{K-1} - \Delta\tau_{SC} \nabla \times \mathbf{E}_K$, $\mathbf{B}(\tau_0 + \Delta\tau_A) = 0.5(\mathbf{B}_K + \mathbf{B}_K^*)$.

В гибридном моделировании магнитного пересоединения начальное состояние системы часто задается в виде равновесного токового слоя Харриса [96]. При этом магнитное поле параллельно оси x и направлено строго антипараллельно в верхней и нижней полуплоскостях. Равновесное решение слоя Харриса представляется в виде: $B_x = B_0 \text{th}(z/\alpha)$; $n(z) = n_0 / \text{ch}^2(z/\alpha)$. B_x и n_0 характеризуют напряженность магнитного поля и концентрацию частиц вдали от токового слоя, $\alpha = \delta$ - толщина слоя. Между параметрами n_0 , T_s и B_0 имеется соотношение $n_0(T_e + T_i) = B_0^2 / 8\pi$. Когда в плоском токовом слое происходит поворот на конечный угол, меньший

180°, то и в этом случае равновесие плазмы и магнитного поля описывается по-прежнему моделью Харриса, в которой следует учесть наличие “ведущего поля” - компоненты магнитного поля, направленной вдоль равновесия тока (по оси y): $B_x = B_x(z)\hat{e}_x + B_y\hat{e}_y$.

В ряде работ начальная конфигурация выбиралась в виде решения уравнения Власова, полученное при условиях, соответствующих геомагнитному хвосту [97,98,59]. Равновесное магнитное поле получается из функции [98]:

$$A = -\ln\{\text{ch}[F(x)z/\alpha]\} + \ln[F(x)], \quad F(x) = \left(1 + \frac{b_n x}{v \alpha}\right)^{-v}. \quad (3)$$

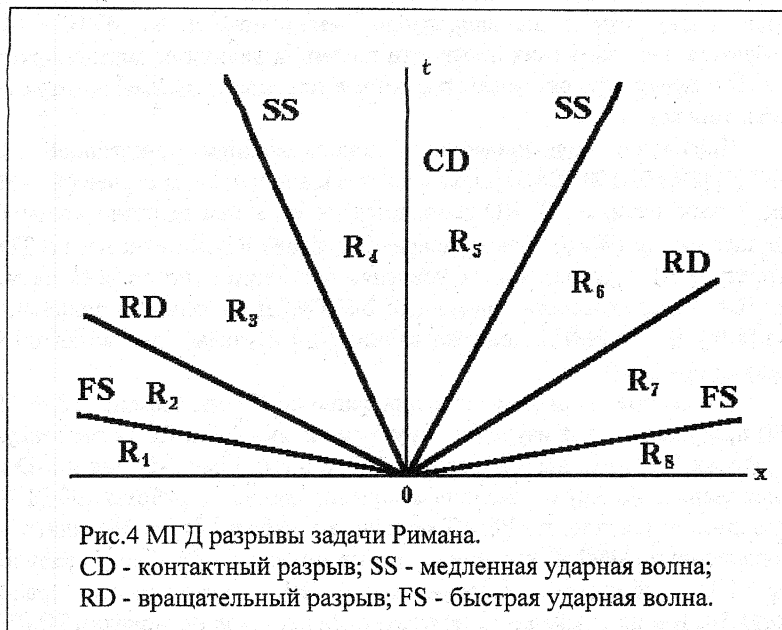
Параметр v определяет изменение характерных величин вдоль оси x , b_n - величина нормальной компоненты магнитного поля на границе области расчета со стороны Земли ($x=0$), а α определяет полутолщину токового слоя при $x=0$. Из теории равновесия следует выражение для концентрации:

$$n = \frac{F(x)^2}{\alpha^2 \text{ch}^2[F(x)z/\alpha]}.$$

9. Задача Римана. Структура слоя пересоединения.

В XIX веке Риманом была исследована задача взаимодействия ударных волн и волн разрежения в ударных трубах. Проблема (задача) Римана в МГД формулируется следующим образом. В начальный момент времени заданные состояния среды справа и слева разделены исследуемым разрывом. С течением времени разрыв распадается на волны, движущиеся вправо и влево, между которыми располагается контактный разрыв (CD). В зависимости от начальных условий каждая волна может быть или волной сжатия, или волной разрежения. Любой волновой фронт волны сжатия может представлять собой соответствующий разрыв. Трех характерных скоростей плазмы (быстрая и медленная магнитозвуковая; альфвеновская) соответствуют три разрыва (быстрая и медленная ударные волны (УВ); вращательный разрыв (RD)), которые могут распространяться в двух направлениях. Эти 6 волновых фронтов и контактная поверхность (CD) разбивают плоскость $x-t$ на восемь различных частей (Рис.4) R_1, R_2, \dots, R_8 . Состояния среды (плазмы) в областях R_1 и R_8 являются соответственно левым и правым заданными состояниями системы. Задача Римана заключается в определении на какие разрывы (тип, интенсивность, скорость) распадается начальный разрыв и в определении свойств

потоков (тип волн, их амплитуды и т.д.) в оставшихся областях (6 для рис. 4). В неидеальной МГД или при использовании кинетического приближения в задаче Римана могут появляться и другие разрывные реше-



ния, которые могут и не быть разрывами МГД типа.

Область вытекающего потока плазмы конфигурации магнитного пересоединения, содержащая (МГД) разрывы, в литературе называется “слоем пересоединения” (RL) [99], для определения структуры которого как правило решается задача Римана. При рассмотрении RL используется система координат в которой нормаль к токовому слою лежит на оси x , антипараллельными являются V_z -компоненты магнитных полей, а компонента ведущего поля V_y одинакова в обеих областях. В случае магнитопаузы нижние индексы “0” и “1” относятся к величинам соответственно в магнитослое и в магнитосфере. Сторона RL в области магнитослоя обозначается в дальнейшем как “S-сторона”, а в области магнитосферы как “M-сторона”.

9.1 Структура RL магнитопаузы. Анализ структуры RL магнитопаузы проводился на основе формализма идеальной МГД (ИМГД) [99]. Результаты теоретического исследования и численного ИМГД моделирования [100,101,91] показали, что в RL присутствуют (при переходе от магнитослоя к магнитосфере): вращательный разрыв (RD), контактный

разрыв (CD) и медленная ударная волна (МУВ). Медленная волна разрежения (SEW-Slow Expansion Wave) располагается между RD и CD. Эти результаты были применены для исследования структуры RL дневной магнитопаузы [23,102]. В процессе пересоединения RD, ограничивая RL, обеспечивают изменение направления магнитного поля, МУВ и SEW требуются для изменения плотности плазмы и величины магнитного поля, CD в центре RL связывает различные плотности плазмы на двух сторонах токового слоя.

Численное моделирование с использованием резистивной МГД (РМГД) [39,101,103,104,91] показало, что в копланарном случае (B_0 и B_1 в одной плоскости, $B_y=0$) RD заменяется на IS, а при наличии конечного ведущего поля ($B_y \neq 0$) (некопланарный случай) RD заменяется на TDIS. Структура RL при различных условиях симметрии (но во всех случаях при $B_y=0$) исследовалась с помощью 2-D РМГД численного моделирования [103]. В 1-D РМГД моделировании [104] изучалась эволюция магнитопаузы при $B_y \neq 0$.

Численное гибридное моделирование проблемы Римана [90,91,105-109] проводилось для изучения структуры и эволюции RL магнитопаузы. В работах [107,108] использовалось 2-D, а в [109] как 2-D, так и 3-D моделирование. Наряду с гибридным моделированием в работах [90,91,105] проводились расчеты по РМГД модели, а в работе [91] добавлялись еще вычисления по ИМГД (все используемые модели - 1-D). Сводка результатов 1-D гибридного моделирования RL магнитопаузы (работы [90,91,105]) и их сравнение с результатами расчетов по моделям ИМГД и РМГД представлены в [106]:

- В ИМГД IS не существуют, а RD ограничивает RL.
- В РМГД RD заменяется на IS в случае $B_y = 0$ и на TDIS для $B_y \neq 0$.
- В гибридном моделировании TDIS быстро эволюционирует в устойчивый RD.

В случае $B_y=0$ РМГД моделирование показало, что с S-стороны RL ограничивают 2-4 IS, тогда как с M-стороны - импульс альфеновской волны. SEW распространяется позади IS на S-стороне RL, а на M-стороне позади импульса альфеновской волны распространяется МУВ. CD формируется между SEW и МУВ. В случае $B_y \neq 0$ с S-стороны RL ограничен TDIS, позади которого распространяется SEW, а с M-стороны RL ограничивают 2-3 слабых TDIS, сопровождаемые одной МУВ. CD как и раньше формируется между SEW и МУВ. С течением времени TDIS с M-стороны эволюционируют в новые (вторичные) 2-3 TDIS с МУВ; SEW постепенно затухает и исчезает; вторичные TDIS становятся все слабее и слабее и медленно эволюционируют в RD.

Исследование структуры копланарной и некопланарной магнито-

паузы во время пересоединения проводилось в работе [108]. В отличие от результатов предыдущих расчетов, но 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; $n_1/n_0=0.1$, $V_1/B_0=1.37$, $T_{p1}/T_{p0}=3.0$, $\beta_{p0}=1.0$, $T_{c0}/T_{p0}=0.1$; $\Delta x=\Delta z=\delta_{p0}$ с разрешением волновых чисел $sk/\omega_{p0}\sim 3$; $\Delta t=0.025\Omega_{p0}^{-1}$; $N_c=150\times 300$, $N_{pc}=60$; $T=12000\Delta t$. Сопротивление вводилось по стандартной схеме в центре области моделирования с масштабом длины $l_n=2\delta_{p0}$. Спад величины сопротивления от центра задавался тем же самым масштабом. Было рассмотрено два случая: строго антипараллельные поля (угол шира поля 180°) и наличие конечного ведущего магнитного поля ($B_y\neq 0$; угол шира 160°). По результатам моделирования [108] в копланарном случае $B_y=0$ RL ограничен двумя переходными областями ("разрывы" I и II). На S-стороне при прохождении через разрыв I концентрация почти не изменяется, а почти все ее изменение и скачок температуры происходят на разрыве II на M-стороне. На разрыве I не выполнялись условия Р-Г: изменение концентрации составляло $\sim 10\%$ или вообще отсутствовало (вместо $+40\%$ из условий Р-Г); скачок температуры составлял $20\div 30\%$. В этом отношении ситуация на разрыве II была еще более четко выраженной: обе величины T и B возростали при переходе через разрыв вопреки поведению всех известных МГД-разрывов.

В некопланарном случае [108] конечная компонента ведущего магнитного поля B_y появлялась 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 амплитуд не очень большой величины, за счет ее развития все вращение поля происходило на разрыве I S-стороны. В этом смысле разрыв I был похож на RD.

Макроскопическая и микроскопическая структура дневной магнитопаузы искривленной формы в период южного направления межпланетного магнитного поля исследовалась в крупномасштабном гибридном моделировании (2-D) [110]. По результатам вычислений обнаружено, что помимо формирования X-линии в подсолнечной точке происходило формирование дополнительных X-линий на высоких широтах. Расположение этих дополнительных линий оказалось несимметричным относительно магнитного экватора, а соответствующие плазмоды имели различные размеры. Толщина магнитопаузы значительно изменялась в зависимости от широты. Вращение магнитного поля на магнитопаузе обычно связыва-

ется с RD или с промежуточной ударной волной (IS). Однако, свойства вращательного (токового) слоя, полученные в гибридном моделировании, не соответствовали свойствам какого либо из известных разрывов. Было показано, что как поляризация, так и пространственный масштаб, связанный с вращением поля, определяются топологией линий магнитного поля. В частности, слой вращения оказался линейно поляризованным с толщиной примерно 10 локальных длин инерции ионов вблизи X-линии, в то время как в плазмоиде толщина этого слоя оказалась в 4 раза больше.

9.2 Структура RL магнитного хвоста. Гибридное моделирование структуры RL магнитного хвоста в рамках проблемы Римана проводилось в работах [109,111-117] (2-D [112-117], 2-D и 3-D [109]). Одномерное гибридное моделирование было проведено для изучения квазистационарного RL магнитного хвоста [111,118]. Структура RL в удаленном магнитном хвосте исследовалась с помощью одномерного РМГД и гибридного моделирования [111]. В начале расчета токовый слой, в котором полное давление было сбалансировано, разделял плазму и поля двух долей магнитного хвоста. (Нижние индексы "0" и "1" относятся к двум долям магнитного хвоста). Середина токового слоя помещалась в точку $x_c=0$, а компонента магнитного поля B_z задавалась в виде (модель слоя Харриса): $B_z(x)=0.5(B_{z0}+B_{z1})+0.5(B_{z0}-B_{z1})\text{th}[(x-x_c)/d]$, $d=2\lambda_0$ ($\lambda_0=\delta_{i0}$). При наличии отличной от нуля нормальной компоненты магнитного поля, обусловленной магнитным пересоединением, начальный токовый слой развивался в RL.

В 2-D гибридном моделировании значительной части магнитного хвоста ($20 \times 120 R_E$) [114], после формирования переходных плазмоидов образовывался RL со свойствами конфигурации пересоединения типа Петчека: имелись две пары тонких переходных слоев, примыкающих к X-точке (линии), которые ускоряли поток на протяжении нескольких δ_i . Свойства переходных слоев не вполне соответствовали свойствам предполагаемых МУВ. Масштаб ионной диссипации оказался значительным и сравнимым с толщиной плазменного слоя. За счет этого появлялась не полностью термализованная двухкомпонентная плазма, которая интерпретировалась как PSBL, состоящий из ионов обратного потока.

Исследование структуры RL в магнитном хвосте путем решения задачи Римана о распаде токового слоя, имеющего нормальную составляющую магнитного поля, проводилось с помощью гибридного и ХМГД моделирования [113]. Было проведено три расчета. В первом расчете часть слоя, полученного в гибридном моделировании пересоединения [115], использовалась в качестве начального состояния в задаче Римана для системы с периодическими условиями. Параметры расчета: $0 \leq x \leq L_x$, $L_z \leq z \leq L_z$, $L_x=96\lambda_0$, $L_z=24\lambda_0$, $\lambda_0=\delta_{i0}$; $\Delta x=\Delta z=0.3\lambda_0$. В начальный момент

$B_z=0.13B_0$ (B_0 - постоянная x-компонента магнитного поля). В процессе моделирования тонкий центральный токовый слой становился нестабильным в направлении, параллельном токовому слою: электрический ток разбивался на нитевидные образования (филаментация) и развивалась искривленная структура магнитного поля. Аналогичное поведение было обнаружено также во втором расчете [113]: 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 ограничивался МУВ-выключения и в нем не развивались цепочки волн. В третьем расчете проводилось решение той же самой задачи Римана с помощью 2-D ХМГД. При этом формировался устойчивый RL, ограниченный МУВ-выключения.

В 2-D гибридном моделировании задачи Римана для исследования кинетической структуры бесстолкновительных УВ в магнитном хвосте [117] было проведено два численных эксперимента. В одном из них рассматривался коллапс токового слоя типа Харриса с нормальной компонентой магнитного поля. Результатом этого расчета было образование слоя горячей плазмы, отделенного от линий поля долей пограничным слоем. Холодная плазма долей как в пограничном слое, так и вне него обладала большой анизотропией температуры. Во втором численном эксперименте изучалось взаимодействие плазмы с пространственно ограниченным пучком, имеющим большую плотность и малую скорость. В результате развития ЭМИС (Electromagnetic Ion/Ion Cyclotron) неустойчивости пучок возбуждает наклонно распространяющиеся АИС (Alfven Ion Cyclotron) волны. На основании расчетов [117] было выдвинуто предположение, что кинетическая структура МУВ в магнитном хвосте определяется как наклонно распространяющимися АИС волнами, возбуждаемые ЭМИС неустойчивостью, так и параллельно распространяющимися АИС волнами, обусловленными температурно-анизотропной неустойчивостью.

Структура RL и формирование внутреннего поля ("поля ядра") плазмидов исследовались с помощью гибридного моделирования (2-D и 3-D) [109]. Изучалась кинетическая структура RL для симметричного (магнитный хвост) и несимметричного (магнитопауза) токовых слоев. Расчеты проводились по схеме Рунге-Кутты с использованием подциклов для магнитного поля. Было проведено также несколько расчетов по схеме предиктор-корректор. Однако, значительной разницы в результатах не наблюдалось. По результатам расчетов [109] было найдено, что RL хвоста является неустойчивым по отношению к шланговой неустойчивости. Показано, что взаимодействие плазменных струй, вытекающих из окрестностей X-линий, приводит к очень сложной структуре магнитного поля плазмиды. Наблюдаемые большие поля внутри плазмидов объясняются

генерацией полей холловскими токами. Нелинейное усиление холловского поля внутри плазмоида может приводить к его большим значениям. Для плазмоедов магнитного хвоста усиленное поле “ядра” может стать по величине больше, чем окружающее поле долей. 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 плазмоедов. При прочих равных условиях поля ядра, связанные с плазмоедами магнитопаузы, должны быть слабее полей плазмоедов хвоста.

10. Структура диссипативной области. Численное моделирование диссипативных процессов.

Общепризнано, что для реализации магнитного пересоединения требуется механизм (процесс), который осуществлял бы отделение движения электронов и ионов от трубок магнитного потока. Такие механизмы достаточно легко находятся в столкновительной плазме, в которой кулоновские столкновения приводят к рассеянию частиц, достаточному для нарушения условия вмороженности потока. В бесстолкновительной плазме наличие таких процессов менее очевидно. Изучение *ионных диссипативных процессов* проводилось в обширной области: от аналитического исследования [119] и численного моделирования бесстолкновительной тиринг неустойчивости (см., например, [55,59,60,63,66,120]) до аналитического исследования быстрого пересоединения за счет инерции ионов [10] и трехмерного магнитного пересоединения, при котором моды типа кинков могут влиять на процесс пересоединения и приводить к его усилению [67,121,122].

В быстрых плазменных потоках магнитного хвоста часто наблюдались функции распределения ионов, которые не могут быть представлены смещенным максвелловским распределением. Считается, что такие ионы должны быть ускорены в ходе магнитного пересоединения. Для исследования кинетики ионов в магнитном хвосте использовались вычисления с применением пробных частиц (см., например, [123-128]). Как следующий шаг, проводилось изучение ускорения пробных частиц в нестационарных полях, полученных в результате численного МГД моделирования (см., например, [129-131]). Недостатком метода пробных частиц является задание *a priori* электромагнитных полей, которые не зависят от динамики частиц. В самосогласованном гибридном моделировании в качестве

пробных частиц могут быть использованы как частицы гибридной модели, участвующие в формировании полей, так и “чисто” пробные частицы, для которых вычисляются только траектории их движения. Гибридное моделирование с использованием “пробных частиц” для определения свойств функции распределения ионов токового слоя магнитного хвоста было проведено в работах [112,114-116,132-134].

Самосогласованное формирование стационарной конфигурации Петчека было продемонстрировано в 2-D гибридном моделировании [112,114]. Были показаны структурные изменения функции распределения ионов при их движении от долей до плазменного слоя магнитного хвоста и обсуждалось немаксвелловское распределение в PSBL. Формирование немаксвелловских многокомпонентных распределений и их интерпретация на основе неадиабатического и квазиадиабатического движения частиц были представлены в работе [134].

Гибридное моделирование (2-D) пересоединения в магнитном хвосте, дополненное методом пробных частиц для изучения динамики ионов, было проведено в работе [115]. Использовались следующие параметры: $L_x \times L_z = 150\delta_i \times 50\delta_i$; ширина плазменного слоя $D = 2.5\delta_i$; температура ионов доли $T_{\text{об}} = 0.01$, ионов плазменного слоя $T_{\text{hot}} = 0.5$; $\Delta x = \Delta z = 0.5\delta_i$, $\Delta t = 0.05$; для представления единичной концентрации использовалась 81 частица в ячейке ($N_{\text{pc}} = 81$). Пересоединение инициировалось заданием локализованного сопротивления в центре области ($x=z=0$): $\eta = \eta_0 \exp(-(x^2+z^2)/D^2)$, $\eta_0 = 0.025$. В расчетах квазистационарное состояние достигалось после формирования быстрых струй плазмы, вытекающих из диффузионной области. С помощью вычисления траекторий пробных частиц была изучена динамика ионов и на основании исследования их кинетики были получены различные немаксвелловские распределения в плазменной струе. Согласно результатам расчетов, движение ионов в плазменной струе характеризуется тремя типами движения: движение ионов спайсеровского типа; хаотическое движение; замагниченное движение. Каждому из трех типов движения соответствует свое характерное распределение по скоростям в плазменной струе. В зависимости от расстояния до линии пересоединения функции распределения ионов в плазменной струе могут классифицироваться тремя типами [115]: 1) модифицированное спайсеровское распределение в окрестности диффузионной области; 2) распределение встречных пучков в лидирующей части плазменной струи, сталкивающейся с ранее существующим плазменным слоем; 3) распределение “парциальной” оболочки в районе между указанными двумя областями. (В фазовом пространстве скоростей распределение типа “парциальной” оболочки выглядит как незамкнутое кольцо.)

В 2-D гибридном моделировании [116] для изучения кинетических

эффектов в RL использовался алгоритм SAM-CL [95]. Предполагалось, что электронная жидкость имеет конечное изотропное давление, подчиняющееся адиабатическому закону. Начальный профиль x -компоненты магнитного поля задавался выражением $B_x(z)=B_0\text{th}(z/d)$, а концентрация в виде $n(z)=n_0+n_1\text{ch}^{-2}(z/d)$ (n_0 - концентрация в доле хвоста; n_1 - в плазменном слое; $n_0=1$, $n_1/n_0=2.5$; $d=2.4\lambda_0$; $\lambda_0\equiv\delta_{i0}$). $\beta_i=\beta_e=0.05$. Пространственный профиль сопротивления задавался в виде $\eta=\eta_0\exp(-(x^2+z^2)/\alpha)$, ($\alpha=2.2\lambda_0$). Значение η_0 выбиралось таким образом, чтобы $R_m=d/\eta=8$. Расчеты проводились на сетке с шагами $\Delta x=\Delta z=0.8\lambda_0$.

Было проведено два расчета [116] с различной длиной области моделирования ($-L_x\leq x\leq L_x$, $-L_z\leq z\leq L_z$): $L_x\times L_z=240\lambda_0\times 60\lambda_0$, $N_{pc}=40$; $L_x\times L_z=480\lambda_0\times 60\lambda_0$, $N_{pc}=30$. Использование менее 30 частиц в ячейке приводило к появлению ложных плазмидов в токовом слое на начальном этапе пересоединения. Полный размер области соответствовал примерно $80R_E\times 20R_E$ ($160R_E\times 20R_E$) в геомагнитном хвосте. Полное число частиц в конце расчета составляло 6.0×10^6 (8.2×10^6). Согласно результатам расчетов [116] в центральной части токового слоя ($\leq 200\lambda_0$) струя плазмы характеризуется распределением ионов типа "парциальной" оболочки. Дрейфующие холодные ионы долей хвоста двигаются к центру области пересоединения по спайсеровским орбитам из-за малой кривизны магнитного поля и в дальнейшем возвращаются на силовые линии долей. Ток поперек хвоста тонкого токового слоя поддерживается дрейфом ионов. Токвый слой искривляется и в результате развивается неустойчивость, которая в дальнейшем вдали от нейтральной линии приводит к филаментации поперечного тока.

Электронные диссипативные процессы получили значительно меньшее внимание по сравнению с ионными, хотя эти процессы неявным образом включаются в полные модели частиц. Аналитическое исследование работы [21] показало, что шир потока и связанная с ним анизотропия давления могут поддерживать бесстолкновительный диссипативный процесс, который приводит к нарушению условия вмороженности электронов. Численное моделирование электронных диссипативных процессов проводилось с использованием PIC [58,64,68,71,72,135] и гибридного [132,133,136-139] кодов для изучения бесстолкновительных как тиринг неустойчивости, так и магнитного пересоединения с включением эффектов анизотропии электронов.

Гибридный код (D 2 $\frac{1}{2}$) с однородным сопротивлением применялся для моделирования пересоединения, вызванного слиянием двух систем вложенных круговых магнитных потоков длиной L [136]. Моделирование проводилось в плоскости x - z . Системы потоков частично перекрывались на оси x и были изолированы от внешних границ области расчета. Урав-

нения магнитного поля \mathbf{B} и электронного давления P

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

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

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

В гибридном [139] и PIC [135] моделировании основное внимание обращалось на вопрос об относительной важности двух диссипативных членов в правой части закона Ома для электронов $\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{V}_e \times \mathbf{B} = -\frac{1}{n_e e} \nabla \cdot \hat{P}_e - \frac{m}{e} \frac{d\mathbf{V}_e}{dt}$. В традиционном гибридном моделировании обычно опускается последний член правой части этого уравнения, связанный с инерцией электронов, а тензор электронного давления \hat{P}_e заменяется на скалярное давление P , для вычисления которого обычно используется просто адиабатическое или изотермическое уравнение состояния.

При исследовании бесстолкновительного пересоединения на основе D 2/2 гибридного моделирования для включения в модель эффектов, ответственных за нарушение условия вмороженности, авторы работ [137,132] вышли за рамки традиционной гибридной модели, добавив в модель самосогласованную эволюцию полного тензора электронного давления. Уравнение эволюции тензора электронного давления \hat{P}_e выглядит следующим образом:

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

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

$$\underline{\mathbf{C}} = \hat{C} \hat{P}_e = \Omega_e [\hat{P}_e \times \mathbf{b} + (\hat{P}_e \times \mathbf{b})^T]. \quad [134,139],$$

$$\underline{\mathbf{C}} = \frac{\Omega_e}{\tau} (\hat{P}_e - p \hat{\mathbf{I}}) \quad [137,132],$$

$$\underline{\mathbf{C}} = \Omega_e [\hat{P}_e \times \mathbf{b} + (\hat{P}_e \times \mathbf{b})^T] + \frac{\Omega_e}{\tau} (\hat{P}_e - p \hat{\mathbf{I}}). \quad [133].$$

τ - безразмерный временной масштаб изотропизации [132,133,137]. Выбранное значение $\tau = 100$ соответствовало умеренной скорости изотропизации на временах порядка $100 \Omega_e^{-1}$. Тензор $\underline{\mathbf{D}}$ описывает эффекты конвек-

ции, сжимаемости и градиента скорости электронной жидкости, а \underline{C} - тензор, описывающий циклотронную динамику. Верхний индекс "Т" обозначает транспонированную матрицу. В уравнении (4) не включен только один член - дивергенция обобщенного потока тепла $\nabla \cdot \underline{Q}$. В этом приближении для уравнения эволюции \hat{P}_e игнорируются только эффекты, связанные с более высокими (по сравнению со вторым) моментами функции распределения электронов. Результаты гибридных расчетов [137,132] продемонстрировали, что в уравнении электрического поля доминирующий член (т.е. вклад в электрическое поле, который приводит к нарушению условия вмороженности вблизи нейтральной X-линии) пропорционален дивергенции негиротропного тензора давления. Это положение было ранее предположено многими авторами (см., например, [21]).

Модель [137,132] была в дальнейшем модифицирована [133] путем добавления зависимости от электронной массы в уравнение эволюции полного тензора электронного давления (Ω_e в тензоре \underline{C}). Вычисления [133] продемонстрировали переход к устойчивому состоянию двумерного токового слоя (толщиной порядка ионной скин-длины и при наличии нормальной компоненты магнитного поля, составляющей 1% от напряженности поля в доле) когда отношение масс (M/m) стремится к реальным значениям. Однако во всех приведенных выше исследованиях пренебрегалось эффектами инерции электронов основного потока. Используя модифицированный гибридный формализм, авторы работы [138] провели аналитический анализ устойчивости двумерного тонкого токового слоя по отношению к возбуждению возмущений типа тиринг моды. В этой работе уравнение баланса энергии было получено из аналитического решения линеаризованного уравнения электрического поля с негиротропными членами и линеаризованного уравнения эволюции полного тензора электронного давления совместно с линеаризованным уравнением Власова для ионов.

Дальнейшее улучшение гибридной модели [137,132,133] было сделано в работе [139], в которой принимались в расчет оба члена уравнения электрического поля, ответственные за нарушение условия вмороженности в бесстолкновительной плазме вблизи X-линии: дивергенция негиротропного тензора электронного давления и инерция электронов. Зависимость от электронной массы была включена как в выражение для электрического поля, так и в уравнение эволюции тензора электронного давления. Гибридная модель [139] включает также полную кинетику ионов, эффект Холла и позволяет рассматривать произвольные отношения температур (T_i/T_e) и масс (M/m).

Расчеты [139] проводилось в области $L_x \times L_y = 10\lambda_0 \times 5\lambda_0$ ($-5\lambda_0 \leq (x - x_0) \leq 5\lambda_0$; $-2.5\lambda_0 \leq z \leq 2.5\lambda_0$; $\lambda_0 = \delta_{i0}$). Начальная конфигурация задавалась од-

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

Результаты численного моделирования [139] 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 [136,140]. Поэтому в случаях малого значения β электронная диссипация в области магнитного пересоединения обусловлена инерцией основной массы электронов. При этом, электрическое поле пересоединения сбалансировано ускорением электронной жидкости как целого или градиентом электронного давления вдоль поля (см, например, [141]).

Результаты двухжидкостного [140,142] и гибридного [136,143,144] рассмотрения бесстолкновительного пересоединения продемонстрировали двухмасштабную структуру диссипативной области. Динамика электронов определяет масштаб (δ_e) внутренней области, которая погружена в область большего размера (масштаб δ_i), определяемой ионами [142]. В не диссипативной области электроны и ионы двигаются совместно и заморожены в магнитное поле. На масштабе длины δ_i от нейтральной линии эф-

фект Холла приводит к раздельному движению электронов и ионов: электроны остаются вмороженными в магнитное поле, в то время как ионы отклоняются в направлении вытекающего потока [136,140,142]. Электроны продолжают ускоряться к нейтральной линии до тех пор пока не происходит их отделение от магнитного поля в области масштаба δ_e . Затем они удаляются от нейтральной линии с большой скоростью.

Важным результатом вычислений [136,140,142] является вывод о значительном увеличении скорости пересоединения за счет независимого движения электронов и ионов в диссипативной области. В МГД пределе движение частиц (электронов и ионов) "отвязывается" от магнитного поля в области, имеющей те же самые размеры, что и канал ионов вытекающего потока. В двухжидкостном и гибридном приближении движение ионов "отделяется" от электронов и магнитного поля на масштабе длины δ_i , а электроны "отвязываются" от магнитного поля на масштабе δ_e . В таком приближении ионы, но не электроны, оказываются "отвязанными" от магнитного поля и в результате этого именно динамика ионов определяет масштабы диссипативной области (δ , Δ ; $\delta \sim \delta_i$) и скорость пересоединения. Это положение было подтверждено в численном моделировании [136,140,142]. В отсутствие эффекта Холла ионы вынуждены следовать за электронами вплоть до масштаба длины δ_e . В результате этого $\delta \sim \delta_e$ и скорость пересоединения оказывается значительно уменьшенной. Динамика ионов оказывает значительное влияние на величину скорости пересоединения. Поэтому для корректного описания масштабов диссипативной области моделирование ионов должно проводиться с включением достаточного количества физических эффектов. С другой стороны, можно ограничиться более простой моделью электронов, поскольку их динамика оказывает значительно более слабое влияние на скорость пересоединения. Для такого исследования хорошо подходят гибридные модели, которые рассматриваются в данном обзоре.

В работе [143] бесстолкновительное магнитное пересоединение исследовалось на основе D 2^{1/2} гибридного кода, включающим холловскую динамику и инерцию электронов. Для моделирования полей и динамики электронов использовались следующие уравнения:

$$\frac{\partial \mathbf{V}'}{\partial \tau} = -\nabla \times \mathbf{E}', \quad (5.1)$$

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

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

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

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

Первый член в правой части (5.2) описывает эффект Холла и вводит масштаб длины δ_i , который явным образом не появляется в системе поскольку использована нормировка переменных системы (2). Инерция электронов входит в закон Ома (5.2) также неявным образом (через член, пропорциональный δ_e^2 , в определении \mathbf{V}' (5.3)). Включение электронного давления ∇P_e в систему уравнений приводит к определенным вычислительным трудностям, которые преодолеваются за счет малой вязкости в (5.4) и (5.1). Кроме того, для устранения накопления энергии на масштабе сетки в уравнение (5.1) добавлялась диффузия шестого порядка в k пространстве. Поправки к электрическому полю, связанные с конечной инерцией электронов в уравнениях движения частиц [143] $\frac{d\mathbf{x}_i}{d\tau} = \mathbf{v}_i$, $\frac{d\mathbf{v}_i}{d\tau} = \mathbf{E}'' + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B}$, $\mathbf{E}'' \equiv -\mathbf{V}_e \times \mathbf{B} - \frac{1}{n} \nabla P_e$, не учитывались поскольку эти поправки становятся важными только на пространственном масштабе δ_e .

Основное внимание работы [143] было обращено на рассмотрение структуры диссипативной области. Поэтому изучалась идеализированная задача о слиянии двух систем вложенных кольцевых магнитных потоков [136,140]. Магнитное поле каждой такой системы в начальный момент времени задавалось в виде $\mathbf{B} = \hat{\mathbf{z}} \times \nabla \psi + B_z \hat{\mathbf{z}}$. $\psi = \psi_0 e^{-(r/L)^4}$ - магнитный поток; B_z - однородное аксиальное магнитное поле ($B_z=0.1$); r и L - расстояние от центра и радиус каждой системы магнитных потоков, соответственно; ψ_0 выбиралось таким образом, чтобы максимальное значение магнитного поля в области расчета равнялось 1. Все расчеты работы [143] проводились с временными шагами: для ионов $\Delta\tau_i=0.1$; для электронов $\Delta\tau_e=\Delta\tau_i/50$ (обычно $0.05\Omega_e^{-1}$). В рассматриваемой системе имелось три сильно различающихся пространственных масштаба δ_e, δ_i, L ($\delta_e \ll \delta_i \ll L$). Использование пространственной сетки с максимальным числом узлов 1024×1024 и 2.1×10^7 частиц в расчете с наибольшим разрешением позволило выбрать $\delta_e=0.2$ (отношение масс $M/m=25$) и $L=20$. Такое число узлов сетки и используемых частиц обеспечивало достаточно разрешение для разделения масштабов, необходимое при рассмотрении большинства (но отнюдь не всех) физически важных задач. В расчете ($\delta_e=0.2, L=10, T_i=0.2$) с шагами сетки 0.1 по обоим направлениям ($N_{pe}=20$) скорость пересоединения быстро нарастала до значения 0.13, оставаясь примерно постоянной на интервале $\Delta\tau=20$. Системы магнитных потоков почти полностью пересоединились к моменту времени $\tau=48$.

По результатам работы [143] диссипативная область имеет двухмасштабную структуру, связанную с электронным и ионным масштабами длины (соответственно, δ_e и δ_i). Такая структура позволяет ионам (но не электронам) задавать скорость пересоединения в бесстолкновительной плазме. Для всех рассмотренных значений L/δ_i скорость пересоединения оказалась альфвеновской при входной скорости $\approx 0.1V_A$. 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 $^{1/2}$ гибридного кода [143] было продолжено в работе [144]. Рассматривалась идеализированная система, в которой процесс пересоединения протекал почти квази-стационарно. Начальная конфигурация представляла собой двойной токовый слой в плоскости (x, z) . Отношение размеров области моделирования L_x/L_z было взято таким же как и в PIC-моделировании [70] $L_x/L_z=2, 4$, или 8. По результатам расчетов скорость пересоединения в бесстолкновительной плазме является альфвеновской и не зависит от размеров системы.

11. Тиринг-неустойчивость.

При изучении магнитного пересоединения двумерная конфигурация магнитного поля создается плоским токовым слоем, который можно представить в виде набора одинаково направленных токовых нитей. За счет взаимного притяжения токовых нитей распределенный токовый слой становится неустойчивым по отношению к их попарному слипанию. Возмущение плазмы, соответствующее такому пинчеванию распределенного тока, называется разрывной (или тиринг) модой. При ее развитии конфигурация магнитного поля меняет свою топологию: вблизи нейтрального слоя около спинчеванных токовых нитей образуются области замкнутых магнитных силовых линий - “магнитные острова”.

Энергию тиринг моды можно представить в виде суммы энергии магнитного поля и энергии притяжения элементарных токовых нитей. При этом суммарная энергия плазмы при наличии тиринг-моды становится меньше энергии невозмущенной плазмы и невозмущенного магнитного поля - т.е. тиринг-мода является модой с отрицательной энергией. Вследствии этого любая диссипация энергии этой моды должна сопрово-

ждаться увеличением ее амплитуды - иными словами приводить к развитию неустойчивости (“тиринг-неустойчивости”). В бесстолкновительной плазме диссипация энергии при взаимном притяжении токовых нитей обеспечивается за счет черенковского взаимодействия частиц с волновым возмущением [145-147] при выполнении условия резонанса $\omega = \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$. Такое *Взаимодействие имеет место только лишь в узкой области вблизи плоскости $z=0$* , где магнитное поле обращается в нуль и поэтому не влияет на движение заряженных частиц. Наличие нормальной к токовому слою компоненты магнитного поля $B_n = B_z(0)$ сильно усложняет теоретическое исследование пересоединения в конкретных ситуациях. В магнитосферных приложениях ионные тиринг-моды имеют более важное значение, поскольку инкремент нарастания электронных тиринг-мод оказывается слишком малым [119]. Однако, электроны могут оказывать значительное влияние на развитие тиринг-неустойчивости. Эффекты электронной сжимаемости могут подавить ионный тиринг в двумерной конфигурации, в которой нормальная к токовому слою компонента поля отлична от нуля [148,149].

Механизм ионной тиринг-неустойчивости был рассмотрен с помощью моделирования частицами [55-58,60,61,63]. Однако, как было указано выше, такие расчеты проводились с применением тех или иных упрощающих предположений. Тиринг-неустойчивость исследовалась также с использованием модифицированного гибридного алгоритма [132, 133, 137, 138]. Изучался механизм, ответственный за формирование электрического поля в области пересоединения [137,132]. Такой механизм необходим для нелинейного нарастания бесстолкновительной тиринг-неустойчивости в одномерном токовом слое. Наряду с рассмотрением полной кинетики ионов модифицированный гибридный алгоритм включал также и ряд электронных эффектов. По результатам моделирования гиротропные распределения электронов не приводят к возникновению электрического поля пересоединения, а основной вклад в создание этого поля пропорционален дивергенции внедиагональных компонент тензора электронного давления. Однако, электронные эффекты существенно влияют на нарастание ионных тиринг-мод. Инкремент нарастания тиринг-неустойчивости возрастает при уменьшении ширины слоя, при возрастании отношения температур T_e/T_i и при более медленной изотропизации электронного давления.

Модифицированный гибридный код применялся для моделирования бесстолкновительной тиринг-неустойчивости в токовом слое с нормальной компонентой магнитного поля [133,138]. Результаты аналитического исследования той же самой гибридной модели были представлены в работе [138]. В качестве начального состояния использовалось решение

двумерного уравнения Власова для условий магнитного хвоста. Для изучения зависимости тиринг-неустойчивости от отношения масс $\mu=M/m$ было проведено три расчета с $\mu=18, 180$ и 1800 [133]. В первом расчете ($\mu=18$) наблюдалось нарастание неустойчивости с длиной волны и инкрементом нарастания ($\gamma \approx 0.06\Omega_i$) сравнимыми с полученными ранее в исследовании первоначально одномерных токовых слоев [132]. Фурье анализ в направлении x показал, что наиболее неустойчивой является мода с номером $m=3$. В расчете с $\mu=180$ наиболее быстрое нарастание происходило также для моды $m=3$, но инкремент при этом оказался значительно меньше ($\gamma \approx 0.03\Omega_i$). Результаты наиболее интересного и реалистичного расчета ($\mu=1800$) показали стремление к устойчивости в том смысле, что появившиеся моды были полностью стабилизированы, что соответствовало результатам аналитического исследования работы [138], в которой устойчивый режим был найден для $\mu \geq 500$.

Численное исследование резистивной устойчивости конфигурации работы [133] проводилось в расчете с параметрами варианта 3 ($\mu=1800$). Для этой цели добавлялось аномальное сопротивление, локализованное на части токового слоя. Пиковое значение сопротивления было выбрано довольно малым (число Лундквиста $S=2 \times 10^6$). Однако, большая плотность тока в тонком токовом слое оказалась достаточной для возбуждения возмущений магнитного поля и тока, что привело к нарастанию тиринг-неустойчивости с резистивным инкрементом нарастания, сравнимым с бесстолкновительным инкрементом расчета 1. Подобно расчету бесстолкновительного тиринга также были найдены понижение плотности в области пересоединения (RL), диполяризация магнитного поля в направлении к Земле от RL и формирование плазмоида в направлении хвоста.

12. Моделирование ускорения частиц в области пересоединения.

В процессе пересоединения происходит выделение запасенной магнитной энергии, которая расходуется на нагрев и ускорение частиц плазмы. Ускорение ионов в процессе магнитного пересоединения в геомагнитном хвосте изучалось с помощью $D 2\frac{1}{2}$ гибридного моделирования в работе [150]. За начальное состояние системы был выбран нейтральный слой Харриса ($B_x=B_0 \text{th}(z/\alpha)$; $\alpha=2.5\delta_i$) с добавлением локализованного аномального сопротивления в центре слоя. Однородные распределения холодных (n_c) и горячих (n_h ; $n_h=4n_c$) ионов имели максимальные значения на нейтральном слое ($z=0$). Отношение температур горячих (T_h) и холодных (T_c) ионов $T_h/T_c=4$. Параметры области расчета: -

$128\delta_i < x < 128\delta_i$, $-20\delta_i < z < 20\delta_i$; $N_e = 129 \times 81$. Полное число частиц при $t=0$ равнялось 282624. Расчеты проводились до момента времени $t_{\max} = 200\Omega_i^{-1}$ ($\Delta t = 0.05\Omega_i^{-1}$). Аномальное сопротивление η_0 задавалось в диффузионной области размером: $-2L < x < 2L$; $-L < z < L$. В точках сетки на границе диффузионной области ($x = \pm 2L$ или $z = \pm L$) задавались уменьшенные в два раза значения сопротивления ($\eta_0/2$). Число Лундквиста $S = 25$. Поскольку в расчетах принималось во внимание сопротивление и электронное давление, то обобщенный закон Ома для электрического поля \mathbf{E} записывался в виде: $\mathbf{E} = \mathbf{V}_e \times \mathbf{B} - \nabla P_e / ne + \eta \mathbf{j}$.

В работе [150] было найдено, что дополнительно к конвективному электрическому полю в направлении утро-вечер возникают еще два поперечных электрических поля. Первое поле было направлено к токовому слою и обусловлено дрейфом холодных ионов в направлении утро. Поле второго типа имело такое же направление, что и компонента конвективного поля, но со значительно большим значением этой компоненты вне диффузионной области. Преобразование энергии электрического поля в энергию ионов с электрическим полем первого типа было в три раза больше чем с полем второго типа. Электрическое поле, направленное вдоль магнитного поля, приводило к ускорению ионов в параллельном направлении на фронте расширяющегося плазменного слоя (ранняя стадия развития плазмоида).

Наряду с другими аспектами исследования динамики частиц в процессе пересоединения, ускорение ионов в той или иной степени изучалось в гибридном моделировании геомагнитного хвоста (см., например, [115,116]). D 2 1/2 гибридное моделирование пересоединения в магнитном хвосте (модифицированный код), дополненное методом пробных частиц для изучения динамики ионов, было проведено в работе [134]. Использовались два сорта частиц: токонесущие ионы (горячие ионы слоя) с температурой T_h и холодные ионы фона (ионы доли хвоста) с очень маленькой температурой $T_c = 10^{-4} T_h$. Температура электронов (при $t=0$) была взята $T_e = 0.2 T_h$, а максимальная концентрация токонесущих ионов равнялась $n_0 = B_0^2 / 2(T_h + T_e)$. Предполагая $B_0 \sim 20$ нТл и $T_h \sim 10$ кэВ (что соответствовало $\Omega_i = 2$ с $^{-1}$ и $n_0 = 0.08$ см $^{-3}$) на радиус Земли R_E приходилось приблизительно $8\delta_i$ ($\delta_i = \delta_h$). Область моделирования ($0 \leq |x| \leq 200\delta_i$, $-20\delta_i \leq z \leq 20\delta_i$) разбивалась на 202×94 ячеек сетки и соответствовала части геомагнитного хвоста ($25R_E \times 5R_E$). В моделировании первоначально использовалось 409600 горячих ионов, скорости которых задавались смещенным максвелловским распределением, и 409600 холодных ионов для моделирования однородного фона. В процессе моделирования добавлялось еще 30800 холодных ионов для поддержания концентрации ионов в доле на заданном уровне. V_x и V_z компоненты магнитного поля (при $t=0$) вычислялись с помощью

функции A_y в форме (3) с $b_n=0.03$, $v=0.6$, $\alpha=2$. Компонента магнитного поля B_y в начальный момент времени равнялась нулю. Локализованное сопротивление задавалось в малой области токового слоя $[\lambda_x \times \lambda_z; \lambda_x \sim 5\delta_i, \lambda_z \sim \delta_i; \text{ с центром в точке } (z=0, x=x_0 = -40\delta_i)]$ выражением $\eta(x,z) = \eta_0 \text{ch}^2\{(z/\lambda_z)^2 + [(x-x_0)/\lambda_x]^2\} + \eta_b$ ($\eta_0 = 5 \times 10^{-5} \eta^*$; $\eta^* = 4\pi V_A \delta_i$), $\eta_b = 10^{-6} \eta^*$ (этот член был добавлен для учета высокочастотных флуктуаций типа вистлеров). Переход к следующему временному шагу ($\Delta t = 0.05$) осуществлялся по явной схеме предиктор-корректор, в которую включалось также уравнение эволюции тензора давления. Наиболее длительный расчет проводился до $t_{\max} = 200 \Omega_i^{-1}$.

Приближения, принятые в [134], позволили исследовать ускорение ионов и временные изменения ионных распределений согласованно с эволюцией макроскопических плазменных параметров, поскольку вклад ускоренных частиц в плазменные величины (плотность, давление и скорость потока) вычислялся самосогласованным образом. Использование в начальный момент времени двух видов ионов (горячих и холодных) дало возможность изучить ускорение каждого вида частиц, продемонстрировать процессы передачи импульса и энергии между двумя видами ионов и роль каждого вида в формировании и эжекции плазмоида и в окружающем плазменном слое. Ионы токового слоя, которые значительно ускорялись во время моделирования [134], первоначально имели однородное распределение внутри слоя. Этот результат подтвердил тот факт, что в конфигурации магнитного поля типа хвоста траектории частиц очень чувствительны к их начальным условиям. Под воздействием полей пересоединения набор энергии холодных частиц доли хвоста значительно превышал их начальную энергию (иногда в 100-1000 раз), в то время как ускоренные горячие ионы токового слоя набирали энергию сравнимую с их начальной энергией.

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 безмассо-

- вой 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 : Сб. - М: Диалог-МГУ, 1999, *В печати*.
 5. Anderson J.E. Magnetohydrodynamic Shock Waves. -Cambridge: Massachusetts Inst. Technology. 1963. 226p. *Имеется перевод:* Андерсон Э. Ударные волны в магнитной гидродинамике.- М.: Атомиздат, 1968. 271 с.
 6. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. - М.: Наука, 1966.
 7. Электродинамика плазмы/Ахиезер А.И., Ахиезер И.А., Половин Р.В., Ситенко А.Г., Степанов К.Н. /под ред. А.И. Ахиезера. - М.: Наука , 1974. 720с.
 8. Великович А.Л., Либерман М.А. Физика ударных волн в газах и плазме.- М:Наука,1987.295С.
 9. Сагдеев Р.З. Коллективные процессы и ударные волны в разреженной плазме//**Вопросы теории плазмы**. - М: Атомиздат, 1964. **Вып. 4.** С. 20-80.
 - 10.Галеев А.А. Спонтанное пересоединение магнитных силовых линий в бесстолкновительной плазме //Основаы физики плазмы. /Под.ред. А.А.Галеева, Р.Судана- М: Энергоатомиздат, 1984. **Т.2.** С. 331-362.
 - 11.Галеев А.А., Сагдеев Р.З. Токовые неустойчивости и аномальное сопротивление плазмы //Основаы физики плазмы. /Под.ред. А.А.Галеева, Р.Судана- М: Энергоатомиздат, 1984. **Доп. к Т.2.** С. 5-37.
 - 12.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.
 - 13.Сыроватский С.И. О возникновении токовых слоев в плазме с замороженным сильным магнитным полем.//ЖЭТФ 1971. **Т. 60.** N 5. С. 1727-1741.
 - 14.Статья Сыроватского С.И.в кн. Нейтральные токовые слои в плазме.//Труды ФИАН СССР Т. 74. /под ред. Н.Г.Басова - М.: Наука, 1974. 167 с.
 - 15.Статья Сыроватского С.И.в кн. Вспышечные процессы в плазме

- ме.//Труды ФИАН СССР Т. 110. /под ред. В.Л.Гинзбурга - М.: Наука, 1979. 162 с.
- 16.Syrovatskii S.I. Pinch sheets and reconnection in astrophysics. //Ann.Rev.Astronomy and Astrophys. 1981, Vol. 19. P. 163-229.
 - 17.Levy R.H., Petschek H.E., Siscoe G.L. Aerodynamic aspects of the magnetospheric flow. //AIAA J.1964. Vol.2, N 12. P.2065-2076.
 - 18.Petschek H.E. The mechanism for reconnection of geomagnetic and interplanetary field lines. // The Solar Wind/eds. R.J.Mackin (Jr.), M.Neugebauer - New York: NPergamon, 1966. P.257-263.
 - 19.Yang C.-K., Sonnerup B.U.O. Compressible magnetopause reconnection.//J.Geophys Res. 1977.Vol.82, N 4. P. 699-703.
 - 20.Pudovkin M.I., Semenov V.S. Magnetic field reconnection theory and the solar wind-magnetosphere interaction: A review. //Space Sci Rev. 1985. Vol. 41, N 1-2. P. 1-89.
 - 21.Vasyliunas V.M. Theoretical models magnetic field merging 1. //Rev.Geophys.and Space Phys.1975. Vol.13, N 1. P. 303-336.
 - 22.Biarnat H.K., Heyn M.F., Semenov V.S. Unsteady Petschek reconnection.//J.Geophys.Res.A. 1987. Vol. 92, N A4. P. 3392-3396.
 - 23.Biarnat H.K., Heyn M.F., Rijnbeek R.P., Semenov V.S., Farrugia C.J. The structure of reconnection layer: Application to the Earth's magnetopause.//J.Geophys.Res.A. 1989. Vol. 94, N A1.P. 287-298.
 - 24.Semenov V.S., Kubyshkin I.V., Lebedeva V.V., Sidneva M.V., Biarnat H.K., Heyn M.F., Besser B.P., Rijnbeek R.P. Time-dependent localized reconnection of skewed magnetic fields.//J.Geophys.Res.A. 1992. Vol. 97, N A4. P. 4251-4263.
 - 25.Semenov V.S., Kubyshkin I.V., Lebedeva V.V., Rijnbeek R.P., Heyn M.F., Biarnat H.K., Farrugia C.J. A comparison and review of steady state and time-varying reconnection.//Planet. Space Sci. 1992. Vol. 40, N 1. P. 63-87.
 - 26.Semenov V.S., Farrugia C.J., Biarnat H.K., Lebedeva V.V., Rijnbeek R.P. Reconnection-associated surface waves at the magnetopause.//Geophys. Res.Lett. 1994. Vol. 21, N 22. P. 2437-2440. (Correction: ibid. 1995. Vol. 22, N 3. P. 323.)
 - 27.Semenov V.S., Lebedeva V.V., Biarnat H.K., Heyn M.F., Rijnbeek R.P., Farrugia C.J. Time-varying reconnection implications for magnetopause observations.//J.Geophys. Res.A. 1995. Vol. 100, N A11. P. 21779-21789.
 - 28.Soward A.M., Priest E.R. Fast magnetic field line reconnection.//Phyl.Trans. Roy.Soc.London 1977. Vol. A284, N 1325. P. 369-417.
 - 29.Soward A.M., Priest E.R. Fast magnetic field line reconnection in a compressible fluid.I. Coplanar field lines.//J.Plasma Phys 1982. Vol. 28, Pt. 2. P. 355-367.

30. Soward A.M. Fast magnetic field line reconnection in a compressible fluid. II. Skewed field lines. // *J. Plasma Phys* 1982. **Vol. 28**, Pt. 3. P. 415-443.
31. Biernat H.K., Semenov V.S., Rijnbeek R.P. Time-dependent three-dimensional Petschek-type reconnection: A case study for magnetopause conditions. // *J. Geophys. Res. A*. 1998. **Vol. 103**, N A3. P. 4693-4706.
32. Sweet P.A. The neutral point theory of solar flares. // *Proceedings of the International Symposium on. Electromagnetic Phenomena in Cosmical Plasma*, Stockholm, 1956 /ed. B. Lehnert - New York: Cambridge Univ. Press. 1958. P. 123-139.
33. Parker E.N. Sweet's mechanism for merging magnetic fields in conducting fluids. // *J. Geophys. Res.* 1957. **Vol. 62**, N 4. P. 509-520.
34. Sweet P.A. The production of high energy particles in solar flares. // *Nuovo Cimento*. 1958. **Vol. 8 Suppl.**, N 2. P. 188-196.
35. 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.
36. Forbes T.G., Priest E.R. A comparison of analytical and numerical models for steadily driven magnetic reconnection. // *Rev. Geophys.* 1987. **Vol. 25**, N 8. P. 1583-1607.
37. Ugai M., Tsuda T. Magnetic field-line reconnection by localized enhancement of resistivity. 1. Evolution in a compressible MHD fluid. // *J. Plasma Phys.* 1977. **Vol. 17**, Pt. 3. P. 337-356.
38. Ugai M., Tsuda T. Magnetic field-line reconnection by localized enhancement of resistivity. 4. Dependence on the magnitude of resistivity. // *J. Plasma Phys.* 1979. **Vol. 22**, Pt. 1. P. 1-14.
39. Scholer M. Undriven magnetic reconnection in an isolated current sheet. // *J. Geophys. Res. A*. 1989. **Vol. 94**, N A7. P. 8805-8812.
40. Ugai M. Dependence of fast magnetic reconnection on electrical resistivity in an isolated current-sheet system. // *Phys. Fluids*. 1983. **Vol. 26**, N 6. P. 1569-1576
41. Ugai M. Global dynamics and rapid collapse of an isolated current-sheet system enclosed by free boundaries. // *Phys. Fluids*. 1986. **Vol. 29**, N 11. P. 3659-3667
42. Ugai M. Computer studies on development of the fast reconnection mechanism for different resistivity models. // *Phys. Fluids. B* 1992. **Vol. B4**, N 9. P. 2953-2962
43. Hayashi T., Sato T. Magnetic reconnection: Acceleration, heating and shock formation. // *J. Geophys. Res. A*. 1978. **Vol. 83**, N A1. P. 217-220.
44. Lee L.C., Fu Z.F. A simulation study of magnetic reconnection: transition from a fast mode to a slow mode expansion. // *J. Geophys. Res. A*. 1986. **Vol. 91**, N A4. P. 4551-4556.

45. Biskamp D. Magnetic reconnection via current sheets. //Phys. Fluids. 1986. Vol. 29, N 5. P. 1520-1531.
46. Priest E.R., Forbes T.G. New models for fast steady magnetic reconnection. //J. Geophys. Res. A. 1986. Vol. 91, N A5. P. 5579-5588.
47. Sato T., Hayashi T. Externally driven magnetic reconnection and powerful magnetic energy converter. //Phys. Fluids 1979. Vol. 22, N 6. P. 1189-1202.
48. Ugai M. Self-consistent development of fast magnetic reconnection with anomalous plasma resistivity. //Plasma Phys. and Contr. Fusion. 1984. Vol. 26, N 12B. P. 1549-1563.
49. Ugai M. Quantitative study of the self-consistent fast reconnection with anomalous resistivity. //Plasma Phys. & Controlled Fusion 1985. Vol. 27, N 10. P. 1183-1194
50. Ugai M. Computer studies on the fast reconnection mechanism under an externally driven boundary condition. //Phys. Plasmas. 1994. Vol. 1, N 9. P. 2853-2863.
51. Yokoyama T., Shibata K. What is the condition for fast magnetic reconnection? //Astrophys. J. 1994. Vol. 436, N 2 Pt. 2. P. L197-L200.
52. Ugai M. Computer studies on powerful magnetic energy conversion by the spontaneous fast reconnection mechanism. //Phys. Plasmas. 1995. Vol. 2, N 3. P. 388-397.
53. Ugai M., Wang W.B. Computer simulations on three-dimensional plasmoid dynamics by the spontaneous fast reconnection model. //J. Geophys. Res. A. 1998. Vol. 103, N A3. P. 4573-4585.
54. Ugai M. Basic physical mechanism of reconnection development and magnetic loop dynamics. //J. Geophys. Res. A. 1999. Vol. 104, N A4. P. 6929-6939.
55. 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.
56. Swift D.W. Numerical simulations of tearing mode instabilities. //J. Geophys. Res. A. 1986. Vol. 91, N A1. P. 219-231.
57. Hoshino M. The electrostatic effect for the collisionless tearing mode. //J. Geophys. Res. A. 1987. Vol. 92, N A7. P. 7368-7380.
58. 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.
59. 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.
60. 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.
61. Pritchett P.L. The coalescence instability in collisionless plasmas. //Phys.Fluids.B. 1992. Vol. B4, N 10. P. 3371-3381.
 62. 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.
 63. 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.
 64. Horiuchi R., Sato T. Particle simulation study of driven magnetic reconnection in collisionless plasma. //Phys.Plasmas 1994. Vol. 1, N 11. P. 3587-3597.
 65. 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.
 66. 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.
 67. 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.
 68. 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.
 69. 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.
 70. 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.
 71. Hesse M., Winske D. Electron dissipation in collisionless magnetic reconnection. //J.Geophys.Res.A. 1998. Vol. 103, N A11. P. 26479-26486.
 72. 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.
 73. Darwin C.G. The dynamical motions of charged particles. //Phyl.Mag.1920. Vol.59, N 6. P.537-551.
 74. 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.*
 75. Березин Ю.А., Вшивков В.А. Метод частиц в динамике разреженной

- плазмы. - Новосибирск: *Наука СО*, 1980. 95с.
76. Березин Ю.А., Федорук М.П. Моделирование нестационарных плазменных процессов. - Новосибирск: *Наука СО*, 1993. 357с.
77. Boris J.P. Relativistic plasma simulation-optimization of a hybrid code. // *Proceedings, Fourth conference on Numerical Simulation of Plasmas/Edited by J.P.Boris, R.Shanny - Washington, D.C.,USA: U.S.Government Printing Office,1970. P. 3-67.*
78. Winske D. Hybrid simulation codes with application to shocks and upstream waves. // *Space Sci. Rev. 1985. Vol. 42, N 1-2. P.53-66.*
79. Chodura R. A hybrid fluid-particle model of ion heating in high-Mach-number shock waves. // *Nucl.Fusion.1975. Vol. 15, N 1. P. 55-61.*
80. Hewett D.W. A global method of solving the electron-field equations in a zero-inertia-electron-hybrid plasma simulation code. // *J.Comput.Phys.1980. Vol.38, N 3. P.378-395.*
81. Hewett D.W., Seyler C.E. Reconnection phenomena during the formation phase of field-reversal experiments. // *Phys.Rev.Lett.1981. Vol.46, N 23. P.1519-1522.*
82. Hewett D.W. Spontaneous development of toroidal magnetic field during formation of field reversed theta pinch. // *Nucl.Fusion.1984. Vol.24, N 3. P.349-357.*
83. Friedman A., Sudan R.N., Denavit J. A linearized 3D hybrid code for stability studies of field-reversed ion rings. // *J.Comput.Phys.1981. Vol. 40, N 1. P. 1-35.*
84. Byers J.A., Cohen B.I., Condit W.C., Hanson J.D. Hybrid simulation of quasineutral phenomena in magnetized plasma. // *J.Comput.Phys.1978. Vol.27, N 3. P.363-396.*
85. Tanaka M. Simulations of heavy ion heating by electromagnetic ion cyclotron waves induced by proton temperature anisotropies. // *J.Geophys.Res.A.1985. Vol.90, N A7. P.6459-6468.*
86. Omura Y., Ashour-Abdalla M., Quest K., Gendrin R. Heating of thermal helium in the equatorial magnetosphere: a simulation study. // *J.Geophys.Res.A.1985. Vol.90, N A9. P.8281-8292.*
87. Harned D.S. Quasineutral hybrid simulation of macroscopic plasma phenomena. // *J.Comput.Phys.1982. Vol.47, N 3. P.452-462.*
88. Harned D.S. Rotational instabilities in the field reversed configuration: results of hybrid simulations // *Phys.Fluids.1983. Vol.26, N 5. P.1320-1326.*
89. Morse R.L., Nielson C.W. Numerical simulation of the Weibel instability in one and two dimensions. // *Phys.Fluids.1971. Vol.14, N 4. P. 830-840.*
90. Lin Y., Lee L.C. Structure of the dayside reconnection layer in resistive MHD and hybrid models. // *J.Geophys.Res.A.1993. Vol.98, N A3. P.3919-3934.*

91. Lin Y., Lee L.C. Structure of reconnection layers in the magnetopause. //Space Sci.Rev.1993. **Vol.65**, N 1-2. P.59-179.
92. Otani N.F. The Alfvén ion-cyclotron instability: Simulation theory and techniques. //J.Comput.Phys.1988. **Vol.78**, N 2. P.251-277.
93. Terasawa T., Hoshino M., Sakai J.-I., Hada T. Decay instability of finite-amplitude circularly polarized Alfvén waves: A numerical simulation of stimulated Brillouin scattering. //J.Geophys.Res.A.1986. **Vol.91**, N A4. P.4171-4187.
94. Winske D., Quest K.B. Magnetic field and density fluctuations at perpendicular supercritical collisionless shocks. //J.Geophys.Res.A.1988. **Vol.93**, N A9. P.9681-9694.
95. Matthews A.P. Current advance method and cyclic leapfrog for 2D multispecies hybrid plasma simulations.//J.Comput.Phys. 1994. **Vol.112**, N 1. P.102-116.
96. Harris E.G. On a plasma sheath separating regions of oppositely directed magnetic field. //Nuovo Cimento 1962. **Vol. 23**, N 1. P. 115-121.
97. Schindler K. A self-consistent theory of the tail of the magnetosphere. // Earth's Magnetosphere Processes./Edited by B.M. McCormac - Nowell, Mass.: D.Reidel, 1972. P. 200-209.
98. Birn J., Sommer R., Schindler K. Open and closed magnetospheric tail configurations and their stability. //Astrophys.and Space Sci. 1975. **Vol. 35**, N 2. P. 389-402.
99. Heyn M.F., Biernat H.K., Rijnbeek R.P., Semenov V.S. The structure of reconnection layers. //J.Plasma Phys. 1988. **Vol.40**, Pt. 2. P. 235-252.
100. 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.
101. Scholer M. Asymmetric time-dependent and stationary magnetic reconnection at the dayside magnetopause. //J.Geophys.Res.A.1989. **Vol.94**, N A11. P. 15099-15111.
102. Rijnbeek R.P., Biernat H.K., Heyn M.F., Semenov V.S., Farrugia C.J., Southwood D.J., Paschmann G., Scopke N., Russell C.T. The structure of reconnection layer observed by ISEE 1 on 8 September 1978.//Ann.Geophys. 1989. **Vol.7**, N 3. P. 297-310.
103. Shi Y., Lee L.C. The structure of reconnection layer at the dayside magnetopause. //Planet.Space Sci. 1990. **Vol.38**, N 3. P. 437-458.
104. Lin Y., Lee L.C., Kennel C.F. The role of intermediate shocks in magnetic reconnection. //Geophys.Res.Lett.1992. **Vol.19**, N 3. P. 229-232.
105. Lin Y., Lee L.C. Reconnection layer at the flank magnetopause in the presence of shear flow. //Geophys.Res.Lett.1994. **Vol.21**, N 10. P.855-858.
106. Lin Y., Lee L.C. Formation of the magnetopause boundary layer by

- magnetic reconnection. //Adv. Space. Res. 1995. **Vol.15**, N 8/9. P.531-535.
- 107.Lin Y., Xie H. Formation of reconnection layer at the dayside magnetopause. //Geophys.Res. Lett. 1997. **Vol.24**, N 24. P.3145-3148.
- 108.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.
- 109.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.
- 110.Omidi N., Karimabadi H., Krauss-Varban D. Hybrid simulation of curved dayside magnetopause during southward IMF. //Geophys.Res.Lett. 1998. **Vol. 25**, N 17. P. 3273-3276.
- 111.Lin Y., Lee L.C. A simulation study of the Riemann problem associated with the magnetotail reconnection. //J.Geophys.Res.A.1995. **Vol.100**, N A10. P.19227-19237.
- 112.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.
- 113.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.
- 114.Krauss-Varban D., Omidi N. Large-scale hybrid simulations of the magnetotail during reconnection. //Geophys.Res.Lett.1995. **Vol.22**, N23. P.3271-3274.
- 115.Nakamura M.S., Fujimoto M., Maezawa K. Ion dynamics and resultant velocity space distributions in the course of the magnetic reconnection. //J.Geophys.Res.A.1998. **Vol.103**, N A3. P. 4531-4546.
- 116.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.
- 117.Cremer M., Scholer M. Collisionless slow shocks in magnetotail reconnection. //Geophys.Res.Lett.1999. **Vol. 26**, N 17. P. 2709-2712.
- 118.Fujimoto M., Nakamura M. Acceleration of heavy ions in the magnetotail reconnection layer. //Geophys.Res.Lett.1994. **Vol.21**, N 25. P.2955-2958.
- 119.Schindler K. A theory of substorm mechanism //J.Geophys. Res. 1974. **Vol. 79**, N 19. P. 2803-2810.
120. Wang X., Bhattacharjee A. Global asymptotic equilibria and collisionless tearing stability of magnetotail plasmas.//J.Geophys.Res.A.1993. **Vol. 98**, N A11. P. 19419-19434.
121. 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.
122. Buchner J., Kuska J.P. Three-dimensional collisionless magnetic reconnection through thin current sheets: Theory and self-consistent simulations. // *Proc.Intern.Conference on Substorms (ICS-3) /Edited by E.J. Rolfe, B. Kaldeich - ESA Spec. Publ., ESA SP-389*, 1996. P. 369-380.
 123. Speiser T.W. Particle trajectories in model current sheet. 1. Analytical solution. // *J.Geophys.Res.* 1965. **Vol. 70**, N 17. P. 4219-4226.
 124. Lyons L.R., Speiser T.W. Evidence for current sheet acceleration in the geomagnetic tail. // *J.Geophys.Res.A.* 1982. **Vol. 87**, N 4. P. 2276-2286.
 125. Martin R.F.(Jr.), Speiser T.W. A predicted energetic ion signature of a neutral line in the geomagnetic tail. // *J.Geophys.Res.A.* 1988. **Vol. 93**, N 10. P. 11521-11526.
 126. Buchner J., Zelenyi L.M. Regular and chaotic charged particle motion in magnetotaillike field reversals. 1. Basic theory of trapped motion. // *J.Geophys.Res.A.* 1989. **Vol. 94**, N A 9. P. 11821-11842.
 127. Chen J. Nonlinear dynamics of charged particles in the magnetotail. // *J.Geophys.Res.A* 1992. **Vol. 97**, N A10. P. 15011-15050.
 128. Ashour-Abdalla M., Zelenyi L.M., Peromian V., Richard L. Consequences of magnetotail ion dynamics. // *J.Geophys.Res.* 1994. **Vol. 99**, N A8. P. 14891-14916.
 129. Sato T. Particle acceleration in time-developing magnetic reconnection process. // *J.Geophys.Res.A.* 1982. **Vol. 87**, N A8. P. 6089-6097.
 130. Scholer M., Jamitzky F. Plasmoid-associated energetic ion bursts in the deep magnetotail: Numerical modeling of the boundary layer. // *J.Geophys.Res.A.* 1989. **Vol. 94**, N A3. P. 2459-2470.
 131. Birn J., Hesse M. Particle acceleration in the dynamic magnetotail: Orbits in self-consistent three-dimensional MHD fields. // *J.Geophys.Res.A.* 1994. **Vol. 99**, N A1. P. 109-119.
 132. Hesse M., Winske D. Hybrid simulations of collisionless reconnection in current sheets. // *J.Geophys. Res.A.* 1994. **Vol. 99**, N A6. P. 11177-11192.
 133. 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.
 134. 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.
 135. 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.
 136. 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.
 137. Hesse M., Winske D. Hybrid simulations of collisionless ion tearing.

- //Geophys.Res.Lett.1993. **Vol. 20**, N 12. P. 1207-1210.
138. 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.
139. 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.
140. Biskamp D., Schwartz E., Drake J.F. Ion-controlled collisionless magnetic reconnection. //Phys.Rev.Lett.1995. **Vol. 75**, N 21. P. 3850-3853.
141. 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.
142. Biskamp D., Schwartz E., Drake J.F. Two-fluid theory of collisionless magnetic reconnection. //Phys.Plasmas.1997. **Vol. 4**, N 4. P. 1002-1009.
143. 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.
144. 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.
145. Laval G., Pellat R. Method d'etude de la stabilite de certaines solutions de l'equation de Vlasov. //C.D. Hebd.Seances Acad. Sci. 1964. **Vol. 259**, N 10. P. 1706-1709.
146. Coppi B., Laval G., Pellat R. Dynamics of the geomagnetic tail. //Phys.Rev.Lett. 1966. **Vol. 16**, N 26. P. 1207-1210.
147. Dobrowolny M. Instability of a neutral sheet. //Nuovo Simento B. 1968. **Vol. 55**, N 2. P. 427-442.
148. Галеев А.А., Зеленый Л.М. Разрывная неустойчивость в плазменных конфигурациях. //ЖТЭФ 1976. **Т. 70**, N 6. С. 2133-2151.
149. Lembege B., Pellat R.L. Stability of a thick two-dimensional quasi-neutral sheet. //Phys.Fluids 1982. **Vol. 25**. N 11. P. 1995-2004.
150. Nakabayashi J., Machida S. Electromagnetic hybrid-code simulation of magnetic reconnection: Velocity distribution functions of accelerated ions. //Geophys.Res.Lett. 1997. **Vol. 24**, N 11. P. 1339-1342.