

DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.65-68

ОСОБЕННОСТИ ИОННОЙ ДИНАМИКИ В ПРОЦЕССЕ РАСПАДА ТОКОВОГО СЛОЯ

И.В. Зайцев, А.В. Дивин, И.В. Кубышкин, Р.И. Беляев, В.С. Семенов

Санкт-Петербургский государственный университет, г. Санкт-Петербург

Аннотация. Исследован процесс распада токового слоя в ходе магнитного пересоединения в кинетическом приближении с использованием кода iPIC3D. Изучена динамика ионов, приводящая к формированию альвеновского выхлопа и продольных пучков в пограничном слое. Восстановлены распределения частиц по питч-углам и гирофазам. Показано, что внутри слоя пересоединения частицы, дрейфующие с альвеновской скоростью, не совершают полного ларморовского оборота. Частицы, пересекающие зону выхлопа, создают электрический ток на ее границах и вылетают в область втекания с малым питч-углом. В результате кинетические эффекты приводят к значительному преобладанию параллельной температуры плазмы над поперечной, что важно для развития пучковой и шланговой неустойчивостей.

Введение

Магнитное пересоединение высвобождает магнитную энергию, накопленную в космических токовых слоях, и переводит ее в кинетическую и тепловую энергию частиц. Оно порождает взрывные события на Солнце и в земной магнитосфере, а также приводит к перестройке глобальной конфигурации магнитного поля. Результаты многочисленных исследований на космических аппаратах, проведенные за последние 50 лет, позволили сделать вывод о том, что пересоединение является основным драйвером магнитосферной динамики [1].

Согласно модели Петчека [2], построенной на основе идеальной МГД теории, пересоединение инициируется в малой части токового слоя (диффузионной области), где локальное падение проводимости приводит к нарушению вмороженности. Как следствие, в диффузионной области зарождается электрическое поле пересоединения, которое переносится на токовый слой альвеновскими волнами, где оно совершает работу над электрическими токами. При этом основное энерговыделение происходит на медленных ударных волнах выключения, которые ограничивают область ускоренной до альвеновской скорости и нагретой плазмы, известной как "выхлоп" пересоединения. Было показано, что автоматическое решение задачи о распаде разрыва [3], включающее медленную ударную волну, альвеновский и контактный разрывы, с хорошей точностью описывает события пересоединения в солнечном ветре [4].

С появлением возможности проведения ресурсозатратных вычислений на суперкомпьютерах методом макрочастиц (также метод "частица-в-ячейке", "Particle-in-Cell", PIC), исследования процесса магнитного пересоединения выявили ряд важных особенностей, вносимых чисто кинетическими эффектами. В частности, было показано, что формирование медленных ударных волн в кинетическом приближении существенно модифицируется и даже подавляется вследствие формирования пучков энергичных частиц и развития плазменной анизотропии [5, 6]. Интересно, что задолго до проведения PIC-симуляций многие черты кинетического пересоединения, такие как продольные и встречные пучки энергичных частиц, были обнаружены на космическом аппарате Geotail [7].

В данной работе были проведены вычисления методом частица-в-ячейке для распада токового слоя типа Харриса в процессе магнитного пересоединения, изучены причины формирования пучков ускоренных частиц, плазменной анизотропии и связанных с ней кинетических неустойчивостей.

Модель распада одномерного токового слоя

Мы исследуем вопрос о пересоединении в постановке Римана на основе результатов моделирования методом частица-в-ячейке с использованием кода iPIC3D [8]. В симуляции используется следующая система координат: ось X направлена вдоль антипараллельного магнитного поля, ось Z – вдоль начального тока, ось Y – в направлении нормали к токовому слою. Начальное состояние определяется равновесным токовым слоем Харриса, на который накладывается малая (0.1 от начального фонового магнитного поля B_0) нормальная компонента магнитного поля. В работе представлены результаты симуляции с ведущим полем $0.4 B_0$ от начального фонового магнитного поля, что необходимо для регуляризации вычислений в центре токового слоя. В работе используются периодические граничные условия. Система Власова-Максвелла решается на профиле длиной $300d_i$, где $d_i = c/\omega_{pi}$ – ионная инерционная длина. Отношение масс ионов и электронов $m_i/m_e = 256$.

Все результаты представлены в безразмерном виде. Магнитное поле и концентрация нормированы на начальные фоновые величины B_0 и n_0 , скорость – на альвеновскую скорость $V_A = B_0 / \sqrt{4\pi\rho}$. Температура нормирована на $m_i V_A^2/k$. Расстояния и время выражены в ионных инерционных длинах d_i и обратных циклотронных частотах ω_{ci}^{-1} , соответственно. Здесь, $\omega_{pi} = \sqrt{4\pi n_0 e^2 / m_i}$ – ионная плазменная частота, и $\omega_{ci} = eB_0 / cm_i$ – ионная гирочастота. Исследуется эволюция токового слоя вплоть до момента времени $300 \omega_{ci}^{-1}$.

Результаты расчетов

Одномерные симуляции распада разрыва описывают динамику пересоединенной силовой трубки, которая на момент времени $t=300\omega_{ci}^{-1}$ представлена на рис. 1. На верхней панели изображены профили вдоль нормали пересоединяющейся компоненты B_x и ведущего поля B_z . Хорошо видно, что в центре выхлопа пересоединяющаяся компонента исчезает, что характерно для всех моделей пересоединения. Однако, в кинетике важную роль начинает играть ведущее поле которое резко возрастает в области выхлопа, поддерживая модуль магнитного поля практически постоянным.

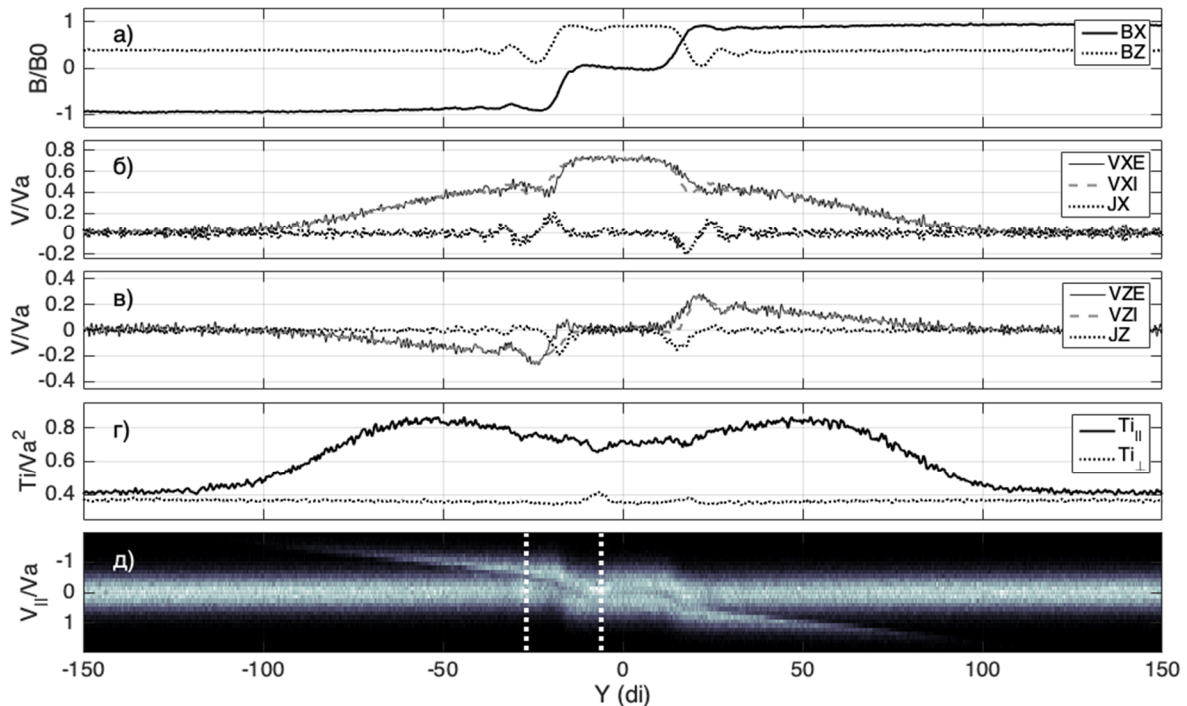


Рисунок 1. а) Тангенциальные компоненты магнитного поля B_x и B_z , б) Нормальное электрическое поле E_y и поле пересоединения E_z , в) компоненты массовой скорости ионов и электронов вдоль оси X, а также X-компонента полного тока, з) компоненты массовой скорости ионов и электронов вдоль оси Z, а также Z-компонента полного тока, д) Продольная и поперечная компоненты температуры ионов, е) $f(y, V_{i\parallel})$ - компонента функции распределения продольной скорости частиц вдоль оси Y.

Тем не менее, плазма в зоне выхлопа ускоряется до величины порядка альвеновской скорости (точнее $0.7 V_A$), причем в центре выхлопа протоны и электроны движутся с одинаковыми скоростями. Небольшое рассогласование скоростей на краях выхлопа приводит к возникновению двух токовых слоев на границах, то есть к бифуркации (распаду) начального токового слоя. Границы имеют одновременно черты альвеновского разрыва, поскольку разворачивают магнитное поле на 90° , и медленной ударной волны, так как ускоряют плазму до альвеновской скорости.

Помимо бифуркации токового слоя, на графиках массовых скоростей можно выделить две различные области ускорения:

На рис. 1г видно, что параллельная составляющая температуры доминирует над поперечной более чем в два раза. Продольная компонента функции распределения по скоростям представлена на рис. 1д. В области $25 < |Y| < 50$ мы наблюдаем пучки бегущих из выхлопа ионов, скорость которых противоположно направлена потоку ионов, дрейфующих к слою со скоростью втекания. Данная конфигурация неустойчива, и поэтому в областях $25 < |Y| < 50$ мы наблюдаем возмущения, вызванные пучковой ионной неустойчивостью (как в компонентах магнитного поля, так и в электрическом поле, не показано). В центре выхлопа смешиваются два пучка, текущие с противоположных границ внутрь. Данный режим с наличием встречных пучков принято

считать источником возникновения шланговой неустойчивости, однако в рассматриваемом нами случае она подавляется ведущим полем.

В данной работе особое внимание уделяется распределению частиц по giroфазам. Для того чтобы устранить произвол в их отсчете, мы находим угол между направлением перпендикулярной компоненты скорости и фиксированной плоскостью. Описанные ниже характерные признаки ускоряющих токовых слоев могут быть полезны при анализе данных ныне актуальных миссий MMS и Parker Solar Probe.

В первой строке на рис. 2 показаны диаграммы питч-угол/gирофаза для ионной популяции которые мы можем восстановить из симуляции для двух точек, положения которых отмечено пунктирной линией на рис. 1д. Во второй и третьей строках для большей наглядности представлены гистограммы, характеризующие количество частиц в определенном интервале питч-углов/gирофаз для тех же самых точек.

Первый столбец рис. 2 соответствует точке профиля $Y=-26$ вне выхлопа. Здесь распределение по giroфазам практически однородно рис. 2в, в то время как медиана распределения по питч-углам смещена в сторону 180-градусных частиц рис. 2д. Итак мы видим, как ионы бегут обратно из выхлопа вдоль силовых линий, имея при этом тепловой разброс по giroфазам.

Вторая рассматриваемая точка $Y=-6$ расположена внутри выхлопа, где частицы группируются по giroфазам в интервале -90° до $+90^\circ$. Попадая в выхлоп, они захватываются полем дрейфа и формируют поток [9].

Наблюдая данную картину распределения, мы можем сделать вывод о том, что, набирая энергию, частицы с малым питч-углом проходят сквозь выхлоп и формируют пучки, а 90-градусные частицы остаются в выхлопе. Продольные частицы с большой кинетической энергией имеют возможность пересечь границу выхлопа и вырваться обратно в область втекания, в то время как 90-градусные частицы не смогут преодолеть потенциальный барьер на границе выхлопа.

Таким образом, в процессе кинетического магнитного пересоединения плазма ускоряется в зоне выхлопа до альвеновской скорости, но нагревается в основном вблизи границ вне слоя. В отличие от МГД случая, где магнитное поле резко падает в зоне выхлопа, при кинетическом пересоединении магнитное поле остается практически постоянным, наблюдается лишь слабое понижение интенсивности магнитного поля в широкой области, начиная с появления быстрых волн разрежения. Тем не менее, этого слабого магнитного поля хватает для питания всей энергетики магнитного пересоединения.

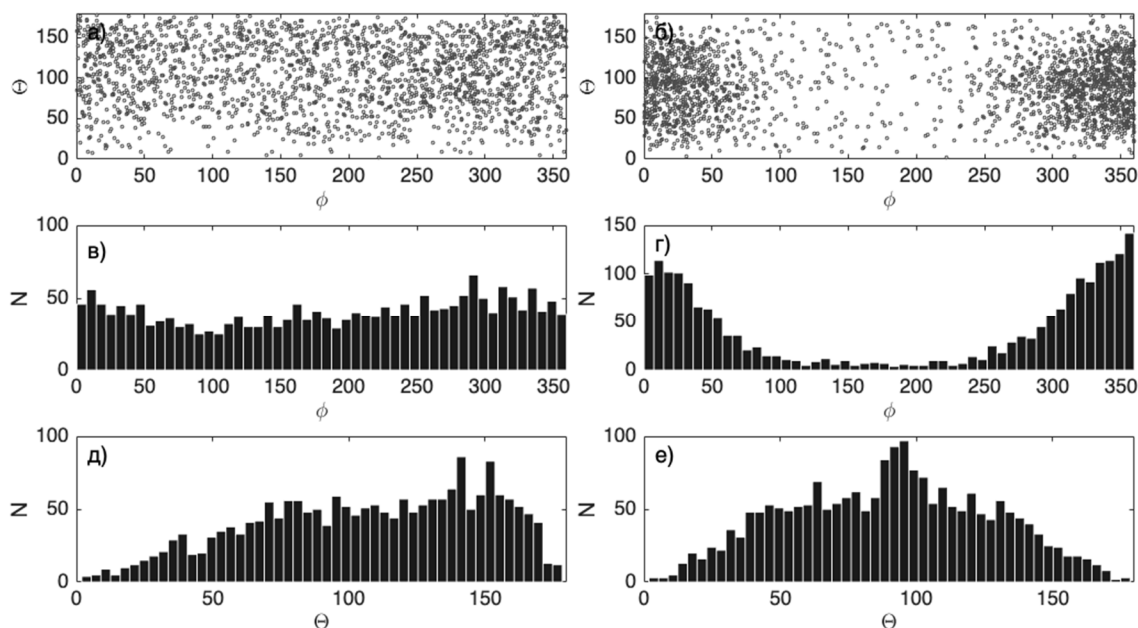


Рисунок 2. Слева показаны следующие величины в точке $Y=-26$, справа - в точке $Y=-6$: а) и б) распределение по питч-углам θ и giroфазам ϕ ; в) и з) распределение по giroфазам; д) и е) распределение по питч-углам.

Выводы

Суммарная убыль магнитного поля в протяженной области между быстрыми волнами разрежения служит источником кинетической и тепловой энергии плазмы как внутри выхлопа, так и вне его, в зоне продольных пучков. В отличие от МГД модели пересоединения, в которой плазма существенно нагревалась внутри выхлопа, при учете кинетических эффектов плазма нагревается главным образом в продольном направлении, причем особенно заметно во внешней окрестности выхлопа. При этом баланс давлений внутри выхлопа

поддерживается за счет возрастания ведущего поля. Частицы, пересекающие слой пересоединения насквозь, должны обладать малыми питч-углами, ввиду чего развивается сильная продольная плазменная анизотропия. При этом скорость распространения альвеновского разрыва (границы выхлопа) модифицируется вместе с величиной альвеновской скорости: $V_A^* = \sqrt{\epsilon} V_{A0}$, где $\epsilon = 1 - \frac{\beta_{\parallel} - \beta_{\perp}}{2}$ – показатель анизотропии, а $\beta = \frac{P \cdot 8\pi}{B^2}$ – отношение динамического давления к магнитному. Отсюда следует, что продольная анизотропия существенно замедляет скорость распространения границ выхлопа в направлении нормали, при этом при достаточно большой анизотропии эта скорость становится равной нулю, а конфигурация становится стационарной. Так, в дальнем хвосте магнитосферы, токовый слой с нормальной компонентой и продольной анизотропией может считаться равновесным [10].

Интересно отметить, что возникающие функции распределения по питч-углам и giroфазам при прохождении через границу выхлопа демонстрируют анизотропию во внешней области и негиротропию во внутренней, что может быть использовано как признак кинетического пересоединения при интерпретации экспериментальных данных космических аппаратов.

Литература

- [1] Прист Э., Форбс Т. Магнитное пересоединение. – Физматлит, 2005.
- [2] Petschek H.E. Magnetic field annihilation //NASA Special Publication. – 1964. – Т. 50. – С. 425.
- [3] Heyn M.F. et al. The structure of reconnection layers //Journal of plasma physics. – 1988. – Т. 40. – №. 2. – С. 235-252.
- [4] Sasunov Y.L. et al. Kelvin-Helmholtz stability of reconnection exhausts in the solar wind //Geophysical research letters. – 2012. – Т. 39. – №. 6.
- [5] Omidi N., Winske D. Kinetic structure of slow shocks: Effects of the electromagnetic ion/ion cyclotron instability //Journal of Geophysical Research: Space Physics. – 1992. – Т. 97. – №. A10. – С. 14801-14821.
- [6] Liu Y.H., Drake J.F., Swisdak M. The effects of strong temperature anisotropy on the kinetic structure of collisionless slow shocks and reconnection exhausts. I. Particle-in-cell simulations //Physics of Plasmas. – 2011. – Т. 18. – №. 6. – С. 062110.
- [7] Hoshino M. et al. Ion dynamics in magnetic reconnection: Comparison between numerical simulation and Geotail observations //Journal of Geophysical Research: Space Physics. – 1998. – Т. 103. – №. A3. – С. 4509-4530.
- [8] Markidis S. et al. Multi-scale simulations of plasma with iPIC3D //Mathematics and Computers in Simulation. – 2010. – Т. 80. – №. 7. – с. 1509-1519.
- [9] Drake J.F. et al. Ion heating resulting from pickup in magnetic reconnection exhausts //Journal of Geophysical Research: Space Physics. – 2009. – Т. 114. – №. A5.
- [10] Mingalev O.V. et al. Numerical simulations of plasma equilibrium in a one-dimensional current sheet with a nonzero normal magnetic field component //Plasma Physics Reports. – 2007. – Т. 33. – №. 11. – С. 942-955.