

ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ СТОХАСТИЗАЦИЯ И УСКОРЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ТОКОВЫХ СЛОЯХ

А.В. Артемьев¹, А.И. Нейштадт^{1,2}, Л.М. Зелёный¹

¹Институт Космических Исследований РАН, Москва

²Loughborough University, Loughborough, United Kingdom

E-mail: ante0226@gmail.com

Аннотация. В работе исследуется динамика заряженных частиц в токовых слоях, сформированных в окрестности области пересоединения силовых линий магнитного поля. Показано, что при наличии сдвиговой компоненты магнитного поля и электрического поля конвекции динамика частиц становится хаотической за счёт быстрого разрушения адиабатического инварианта. Стохастизация движения сопровождается эффективным ускорением частиц.

1. Введение

Токовые слои играют существенную роль в различных плазменных системах, включая солнечную корону [1], планетарные магнитосферы [2] и лабораторные установки [3]. При этом, динамика частиц в токовых слоях во многом определяет свойства этих плазменных структур [4]. Таким образом, исследование особенностей данной динамики для различных конфигураций магнитного поля токового слоя представляет существенный интерес [5]. На данный момент хорошо исследована динамика частиц в токовых слоях с «классической» конфигурацией силовых линий магнитного поля [6] (см. Рис. 1) и с конфигураций поля, включающей сдвиговую компоненту [7] (см. Рис. 1). Для обеих конфигураций были определены границы применимости адиабатической теории, в рамках которой можно описать динамику частиц, опираясь на сохранение адиабатических инвариантов движения. Разрушение этих инвариантов происходит за достаточно длительное время. С другой стороны, теория адиабатических инвариантов предсказывает их быстрое разрушение в системах с асимметрией траекторий в фазовом пространстве [8]. Такая асимметрия возникает в системах, описывающих токовый слой, сформированный в окрестности

области пересоединения силовых линий магнитного поля, где динамика процесса пересоединения приводит к генерации электрического поля [9]. Особенности динамики частиц в таких конфигурациях и посвящена данная работа.

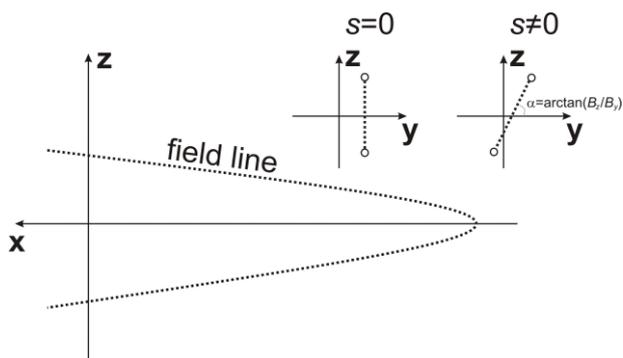


Рисунок 1. Конфигурация силовых линий магнитного поля в токовых слоях без сдвига магнитного поля ($s=0$) и со сдвигом магнитного поля ($s\neq 0$).

2. Динамика и ускорение заряженных частиц

Динамика заряженных частиц в токовом слое с магнитным полем $\mathbf{B}=B_0(z/L)\mathbf{e}_x+B_y\mathbf{e}_y+B_z\mathbf{e}_z$ и электрическим полем $\mathbf{E}=E_0\mathbf{e}_y$ описывается безразмерным гамильтонианом [9]

$$H = \frac{1}{2} p_z^2 + \frac{1}{2} (p_x - sz)^2 + \frac{1}{2} \left(\kappa x - \frac{1}{2} z^2 - \varepsilon t \right)^2$$

где (p_z, z) , (p_x, x) , - пары безразмерных сопряжённых переменных, параметры $\kappa=(B_z/B_0)(L/\rho_0)^{1/2}$, $s=(B_y/B_0)(L/\rho_0)^{1/2}$, $\varepsilon=cE_0/B_0v_0$, и время $t \rightarrow t v_0 / (L \rho_0)^{1/2}$ обезразмерены на амплитуду скорости частиц v_0 и гирорадиус частиц ρ_0 в поле B_0 . В реалистичных условиях токовых слоёв магнитосферы Земли и солнечной короны [5] параметр $\kappa \ll 1$, параметр $s \in [0, 1]$, параметр $\varepsilon/\kappa \in [0.1, 1]$.

За счёт малости параметра κ эволюция переменных $(p_x, \kappa x)$ во времени происходит существенно медленнее эволюции переменных (p_z, z) . Более того, время εt меняется ещё медленнее, чем переменные $(p_x, \kappa x)$. Как следствие, можно исследовать динамику частиц на плоскости (p_z, z) при «замороженных» значениях $(p_x, \kappa x)$ и εt . Фазовый портрет системы на плоскости $(p_z,$

z) представлен на рисунке 2. Частицы движутся по замкнутым траекториям, и мы можем ввести соответствующий адиабатический инвариант – инвариант действия [10]:

$$I_z = \frac{1}{2\pi} \oint p_z dz$$

Сохранение этого инварианта в системе с $s=0$ гарантирует адиабатичность движения частиц [5]. То есть, если пренебречь небольшими изменениями инварианта $\sim \kappa$, то при заданном I_z частица движется по одной и той же траектории на плоскости медленных переменных $(p_x, \kappa x)$.

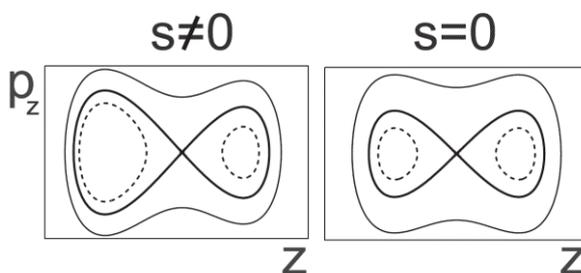


Рисунок 2. Фазовый портрет системы на плоскости (p_z, z) при фиксированных $(p_x, \kappa x)$ и ε .

Наличие сдвига магнитного поля ($s \neq 0$) приводит к асимметрии фазового пространства исследуемой системы (рисунок 2). Как следствие, в системе возникают геометрические скачки адиабатического инварианта [7, 8], которые в случае $\varepsilon \neq 0$ являются случайными и нескоррелированными [9]. Наличие таких скачков приводит к разрушению I_z и диффузии частицы на плоскости медленных переменных $(p_x, \kappa x)$. Пример такого поведения представлен на рисунке 3, где мы показываем три траектории частиц (в системе с $s=0$ и с $s \neq 0$). Из рисунка хорошо видно два эффекта разрушения адиабатического инварианта в системе с $s \neq 0$. Траектория частицы на плоскости $(p_x, \kappa x)$ охватывает существенно большее пространство, а энергия частиц растёт при выходе из токового слоя (движение в области $\kappa x > 1$). За счёт разрушения I_z и быстрого дрейфа частиц на плоскости $(p_x, \kappa x)$, частица может достичь границы токового слоя. Данная граница соответствует некоторому $\kappa x_b \gg 1$. Как следствие, такие частицы

покинут токовый слой. Энергии, с которыми они покидают слой, будут существенно выше энергий, доступных для частиц в токовом слое с $s=0$. Таким образом, наличие сдвига магнитного поля ($s \neq 0$) приводит к тому, что частица будет ускорена и относительно быстро покинет токовый слой.

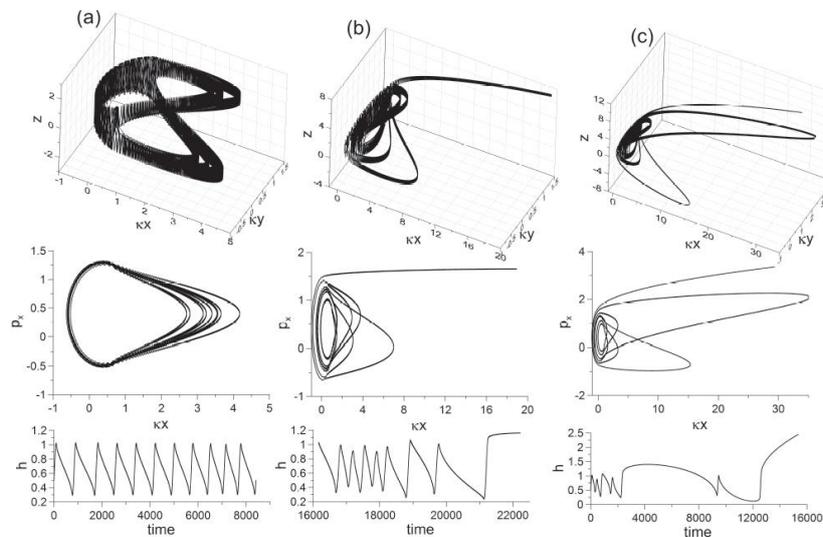


Рисунок 3. Три траектории частицы, проекции траекторий на плоскость (p_x, kx) и энергия частиц. Параметры системы: (a) $s=0$, (b) $s=0.1$, (c) $s=0.2$; $\kappa=0.025$, $\varepsilon=\kappa/2.5$.

Чтобы проверить эффективность ускорения частиц в токовых слоях с $s \neq 0$, мы численно проинтегрировали траектории ансамбля из 10^6 частиц с начальными энергиями $h=1/2$. Для каждой частицы траектория интегрировалась достаточно длительное время, чтобы проявился эффект разрушения инварианта I_z . Финальные распределения частиц по энергии показаны на рисунке 4. Для системы с $s=0$ распределение по энергиям сосредоточено на интервале $h \in [0, 1]$. То есть, частицы не могут набрать энергию, превышающую их начальную энергию более чем в два раза. Для системы с $s=0.1$ в распределении есть частицы с энергиями $h \in [1, 2]$, а в системе с $s=0.2$ энергии частиц доходят до $h \sim 5$. То есть, в системе с $s=0.2$ мы наблюдаем десятикратный рост энергии.

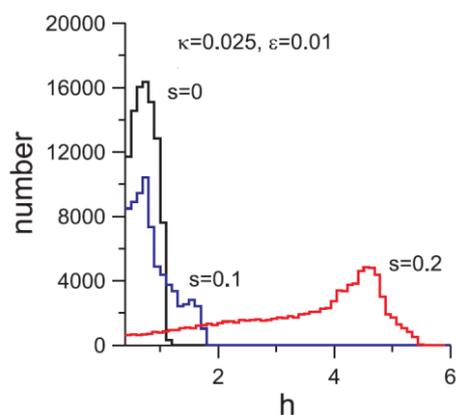


Рисунок 4. Распределение по энергии частиц, покинувших токовый слой. Показаны результаты моделирования для трёх значений параметра s .

3. Выводы

В этой работе мы продемонстрировали эффект быстрого разрушения адиабатического инварианта движения частиц в токовом слое со сдвигом магнитного поля. Данное разрушение связано с геометрическими скачками адиабатического инварианта в системе с асимметричным фазовым портретом. При этом, можно показать, что необходимым условием стохастизации движения частиц в токовом слое за счёт геометрических скачков адиабатического инварианта является наличие асимметрии как на плоскости быстрых переменных (p_z, z) , так и на плоскости медленных переменных $(p_x, \kappa x)$ [9]. В первом случае асимметрия связана с наличием сдвига магнитного поля $s \neq 0$, а во втором случае для асимметрии необходимо наличие и электрического поля $\varepsilon \neq 0$. Если в системе присутствует только асимметрии фазовой плоскости быстрых переменных, то геометрические скачки адиабатического инварианта не приводят к стохастизации движения, а лишь существенно усложняют его [7]. Кроме того, можно отметить, что стохастизация движения частиц сопряжена и с ростом эффективности их ускорения. Полученные результаты показывают, что использование сохраняемости адиабатического инварианта для интегрирования траекторий заряженных частиц в

токовых слоя со сдвигом магнитного поля невозможно в системах с ненулевым электрическим полем.

Работа поддержана грантом РФФИ 13-01-00251.

Литература

- [1]. Parker, E.N.: 1994, Spontaneous current sheets in magnetic fields: with applications to stellar x-rays. International Series in Astronomy and Astrophysics, Vol. 1. New York : Oxford University Press, 1994.
- [2]. Artemyev A.A., Zelenyi L.M. Kinetic Structure of Current Sheets in the Earth Magnetotail. 2013 Space Science Review V. 178, pp. 419–440, doi:10.1007/s11214-012-9954-5
- [3]. Frank, A.G.: 2010, Dynamics of current sheets underlying flare-type events in magnetized plasmas. Physics Uspekhi 53, 941-947.
- [4]. Zelenyi L.M., Malova H.V., Artemyev A.V., Popov V.Yu., and Petrukovich A.A. Thin Current Sheets in Collisionless Plasma: Equilibrium Structure, Plasma Instabilities, and Particle Acceleration. Plasma Physics Reports, 2011, Vol. 37, No. 2, pp. 118–160.
- [5]. Zelenyi L. M., A. I. Neishtadt, A. V. Artemyev, D. L. Vainchtein, H. V. Malova. Quasiadiabatic dynamics of charged particles in a space plasma, 2013, Physics-Uspekhi, V. 56, N 4, pp. 347-394.
- [6]. Buechner, J., Zelenyi, L.M.: 1989, Regular and chaotic charged particle motion in magnetotail-like field reversals. I - Basic theory of trapped motion. J. Geophys. Res. 94, 11821-11842.
- [7]. Artemyev, A.V., Neishtadt, A.I., Zelenyi, L.M.: 2013, Ion motion in the current sheet with sheared magnetic field - part 1: Quasi-adiabatic theory. Nonlinear Processes in Geophysics 20(1), 163 -178. doi:10.5194/npg-20-163-2013.
- [8]. V. I. Arnold, V. V. Kozlov, and A. I. Neishtadt, Mathematical Aspects of Classical and Celestial Mechanics, 3rd ed. (Springer-Verlag, New York, 2006).
- [9]. Artemyev A. V., Neishtadt A. I., Zelenyi L. M., Rapid geometrical chaotization in slow-fast Hamiltonian systems. Physical Review E, 89, 060902(R), 2014, doi: 10.1103/PhysRevE.89.060902
- [10]. Landau, L.D., Lifshitz, E.M.: 1988, Vol. 1: Mechanics, Course of Theoretical Physics, Oxford: Pergamon.