

УДК 523.98

Магнитогиродинамическая эволюция плазмы в зоне контакта противоположно направленных магнитных полей и “искусственные объекты” в солнечной атмосфере

Л.М. Алексеева¹, С.П. Кшевецкий²

¹ НИИ ядерной физики Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, Москва, 119992 ГСП
l.m.alekseeva@yandex.ru

² Балтийский федеральный университет им. И. Канта, ул. А. Невского, д. 14, Калининград, 236041
renger@mail.ru

Поступила в редакцию 12 ноября 2013 г.

Аннотация. На изображениях Солнца временами видны неоднородности, которые иногда воспринимаются неспециалистами как “объекты искусственного происхождения”, оказавшиеся вблизи Солнца. Такое зрительное впечатление, если смотреть под определенным углом, может быть связано с протуберанцами или хромосферным магнитным торнадо. Мы показываем здесь, что крестообразные мелкомасштабные структуры, похожие на “искусственные объекты”, могут порождаться также пинч-эффектом в зоне контакта магнитных областей противоположной полярности. К такому выводу привели численные эксперименты на основе решения задачи с начальными условиями (Коши) для 2D-системы полностью самосогласованных нелинейных уравнений столкновительной магнитогиродинамики; магнитное поле при этом считалось горизонтальным. При неподвижной в начальный момент плазме с температурой всюду 50000 К образовавшиеся структуры существовали в течение нескольких минут как транзиентное явление перед тем, как зона контакта магнитных областей становилась размытой.

THE MAGNETOHYDRODYNAMIC EVOLUTION OF PLASMA IN THE ZONE OF CONTACT OF OPPOSITELY DIRECTED MAGNETIC FIELDS AND “ARTIFICIAL OBJECTS” IN THE SOLAR ATMOSPHERE, *by L.M. Alekseeva, S.P. Kshevetskii.* The images of the Sun show the presence of structures sometimes taken by nonspecialists as a sort of “artificial objects” located in the solar atmosphere. A prominence or chromospheric magnetic tornado viewed from an angle could make such visual impression. We note here that small-scale structures having the appearance of “artificial objects” may also be produced by the nonlinear pinch effect in the zone of contact of oppositely directed magnetic fields. They manifest themselves in our numerical experiments on the base of solving a fully self-consistent initial-value problem for nonlinear 2D system of MHD equations for collisional plasma in the horizontal magnetic field. When the plasma is assumed to be initially motionless and having a temperature of 50 000 K the structures exist during about several minutes as transient phenomena before the erosion of the magnetic fields contact zone.

Ключевые слова: хромосфера, столкновительная магнитогиродинамика, численное моделирование, пинч-эффект, мелкомасштабные неоднородности

Детальный мониторинг состояния солнечной атмосферы приводит к появлению большого числа изображений Солнца. Иногда на них присутствуют неоднородности (порой четко очерченные), которые своим видом напоминают искусственно созданные технические объекты (СМИ сообщают о них как о явлениях НЛО). Объект может иметь простертый в сторону поверхности Солнца “хобот” или “шланг”, в других случаях это “ствол ружья”, из которого вылетают “пули”, и пр. Четко очерченными объектами могут представлять хромосферные торнадоподобные магнитные структуры – ноги протуберанца – если наблюдать их под определенным углом (Ведемейер и др., 2013). “Стреляющие” объекты близки по виду к картине ядерного распада подлетающей к Солнцу энергичной частицы и последующего импактного воздействия осколков на частицы плазмы. В настоящей работе мы покажем, что мелкомасштабные неоднородности плазмы, своим видом и поведением напоминающие “искусственные объекты”, могут быть также следствием пинч-эффекта в пограничной зоне между двумя магнитными областями с противоположно направленным полем. Эти формы были выявлены нами при численном решении задачи с начальными условиями для системы полностью самосогласованных нелинейных уравнений столкновительной магнитной гидродинамики. Рассматриваются условия верхней хромосферы.

Известно, что примерно 95 % магнитного потока, покидающего фотосферу, не поднимается до коронарных высот (Прист, 1985; Ашванден, 2004). Верхушечные части этих остающихся в хромосфере силовых линий будем считать горизонтальными и прямыми. Предполагая, что они параллельны друг другу и что физические величины вдоль них не меняются, решаем задачу в рамках плоской 2D-геометрии для случая, когда скорость и электрический ток поперечны магнитному полю. Плазма считается квазинейтральной и состоящей из протонов и электронов.

Пусть в начальный момент в какой-то части слоя плазмы с характерной температурой T_* и характерной концентрацией протонов N_* существует магнитное поле, абсолютная величина которого в некоторой характерной “магнитной” отсчетной точке составляет $|\mathbf{B}|_0$. Присутствие магнитного поля влияет на состояние плазмы тем сильнее, чем меньше величина плазменного параметра

$$\beta_{*0} = 8\pi\mathcal{P}_*/B_0^2, \quad (1)$$

представляющего собой отношение характерных давлений – газового $\mathcal{P}_* = kN_*T_*$ и магнитного $B_0^2/8\pi$; k есть постоянная Больцмана (в дальнейшем безразмерные параметры задачи могут быть отмечены значком $*$ – это говорит об их зависимости только лишь от газовых характеристик среды N_* и T_* , один значок $_0$ указывает на зависимость только от $|\mathbf{B}|_0$, значок $_{*0}$ – от того и другого).

Выберем T_* в качестве единицы температуры $\rho_* \equiv m_i N_*$ (где m_i – масса протона), будем рассматривать как единицу плотности, $|\mathbf{B}|_0$ пусть будет единицей магнитного поля, а комбинация $v_{*0} \equiv |\mathbf{B}|_0/\sqrt{4\pi\rho_*}$ – единицей скорости. Приняв за единицу длины высоту однородной атмосферы $L_* = kT_*/(m_i g)$, где g – ускорение силы тяжести, в качестве единицы времени получим $t_{*0} \equiv L_*/v_{*0}$. Будем измерять газовое давление в единицах $|\mathbf{B}|_0^2/(4\pi)$, а величину электрического тока – в $c|\mathbf{B}|_0/(4\pi L_*)$. Обезразмеренная таким образом система МГД-уравнений (Брушлинский, Морозов, 1974) с включением уравнения распространения тепла (Брагинский, 1963) имеет вид:

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right) = -\nabla \mathcal{P} + [\mathbf{j} \times \mathbf{B}] - \frac{\beta_{*0}}{2} \rho \mathbf{e}_g, \quad \mathbf{e}_g \equiv -\mathbf{g}/g, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div } \rho \mathbf{v} = 0, \quad \mathcal{P} = \frac{\beta_{*0}}{2} \rho T, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \text{rot}[\mathbf{v} \times \mathbf{B}] - \text{rot } \Theta \mathbf{j} - \xi \text{rot} \frac{[\mathbf{j} \times \mathbf{B}] - (\nabla \mathcal{P})/2}{\rho}, \quad \mathbf{j} = \text{rot } \mathbf{B}; \quad (4)$$

$$\frac{\beta_{*0}}{2(\gamma-1)} \rho \left(\frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) T \right) + \mathcal{P} \text{div } \mathbf{v} = \text{div } K \nabla T + \Theta j^2 + \frac{\xi}{2} \left[\frac{\beta_{*0}}{2(\gamma-1)} (\mathbf{j} \cdot \nabla T) + \mathcal{P} \text{div} \frac{\mathbf{j}}{\rho} \right], \quad \gamma = 5/3. \quad (5)$$

Эта полная система уравнений самосогласованным образом определяет искомые безразмерные функции $\rho, \mathcal{P}, T, \mathbf{v}, \mathbf{B}, \mathbf{j}$.

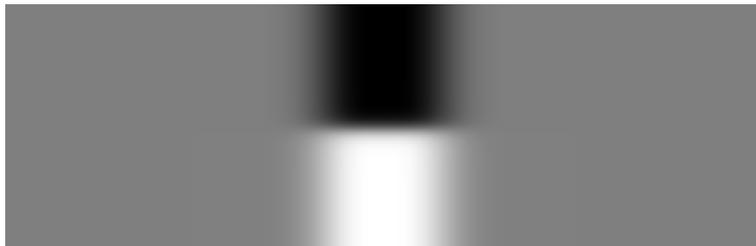


Рис. 1. Полутоновая карта распределения величины начального магнитного поля B в плоскости, перпендикулярной его направлению. Разнополярные магнитные области лежат одна под другой. Светлые (темные) тона соответствуют $B > 0$ ($B < 0$), интенсивность цвета отражает величину $|B|$. Изображение растянуто в 4.4 раза в направлении от светлой области к темной. (Все используемые ниже карты аналогичны.)

Зависящие от (безразмерной) температуры T функции

$$\Theta = \theta_* \beta_{*0}^{1/2} T^{-3/2}, \quad (6)$$

$$K = \kappa_* \beta_{*0}^{3/2} T^{5/2} \quad (7)$$

представляют собою, соответственно, локальную магнитную вязкость и безразмерную локальную теплопроводность; входящие в них безразмерные множители θ_* и κ_* являются параметрами задачи, поскольку определяются только выбором исходных (размерных) параметров газовой среды: θ_* зависит от T_* , а κ_* от T_* и N_* (подробнее см. Приложение). Безразмерная константа

$$\xi = \frac{cm^i}{eL_*\sqrt{4\pi\rho_*}} \quad (8)$$

указывает на степень значимости эффекта Холла в задаче с выбранными значениями размерных параметров (Брушлинский, Морозов, 1974).

Последний член уравнения (2) отражает присутствие силы тяжести, \mathbf{e}_g есть единичный вектор в ее направлении. (При расчетах эволюции начального поля, которое по вертикали меняется на расстоянии, гораздо меньшем высоты однородной атмосферы, указанный член может опускаться.)

Вообще говоря, при численном решении полной системы МГД-уравнений возникают серьезные трудности: высокие требования к вычислительным ресурсам, проблемы сходимости, недостаточное пространственное разрешение для моделирования разрывов (легко образующихся в солнечной плазме, поскольку важные процессы обычно имеют в ней нелинейный характер), возникновение схемной вязкости и электрического сопротивления и пр. (Ашванден, 2004). В какой-то мере нам удается их частично преодолевать. Численное моделирование выполняется для небольшой по размерам области $280 \text{ км} * 3920 \text{ км}$. С одной стороны, это позволяет обходиться умеренными вычислительными ресурсами, а с другой – изучать процессы на Солнце, доступные для современных наблюдательных средств (например, аппарат IRIS может различать в хромосфере неоднородности протяженностью 214 км). Решение проводится численным конечно-разностным консервативным методом, который был специально разработан для солнечной плазмы С.П. Кшевецким по аналогии с методами расчета динамики земной атмосферы (Кшевецкий, Гаврилов, 2005; Кшевецкий, 2013). Формулы численного интегрирования по своей структуре напоминают формулы метода Лакса-Вендроффа. Метод аппроксимирует уравнения со вторым порядком точности по времени и пространству. Для аппроксимации пространственных производных используются центральные разности, поэтому схема не обладает численной вязкостью. Особенностью метода является его способность автоматически переходить к вычислениям с помощью обобщенных функций и строить обобщенные, негладкие решения; эта особенность важна в тех случаях, когда решение со временем теряет гладкость.

Зависимость начального магнитного поля от пространственных координат представлена на полутоновых картах; рассмотрено два ее варианта: когда магнитные области находятся друг под другом (рис. 1) и когда они располагаются рядом по горизонтали (рис. 2). Напомним, что в плоской 2D-геометрии линии одинаковой величины магнитного поля одновременно являются линиями электрического тока. Так что начальная конфигурация магнитного поля (рис. 1, 2) соответствует плоскому пинчу конечной протяженности.

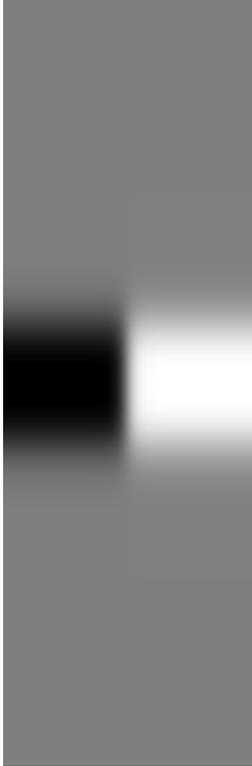


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, для случая, когда разнополярные магнитные области расположены рядом друг с другом на одной высоте

Считаем, что в начальный момент плазма неподвижна и всюду имеет одну и ту же температуру; вне области, занятой магнитным полем, плотность плазмы меняется с высотой по закону Больцмана; там же, где есть магнитное поле, начальные газовое и магнитное давления сбалансированы таким образом, что полное давление неизменно в горизонтальном направлении. Другие случаи взаимоотношения начального газового и магнитного давлений рассматривались в работе Алексеевой, Кшевецкого (2011). Далее представлены результаты расчетов на сетке с числом узлов $80 * 247$. Мы покажем, что решение поставленной задачи с начальными условиями (Коши) описывает пинчевую плазменную неустойчивость, которая на начальной стадии своего развития создает хорошо всем известную перетяжку, а в дальнейшем формирует из перетяжки крестообразную фигуру. Эти образования были замечены нами при проведении численных экспериментов для солнечной хромосферы, направленных на обследование свойств решений самосогласованных уравнений столкновительной магнитогидродинамики (Алексеева, Кшевецкий, 2011). По-видимому, такие структуры систематически еще не изучались. Поскольку перетяжка и ее последствия начинают развиваться в глубине счетной области, граничные условия мы здесь обсуждать не будем.

Рассмотрим слой у верхней границы хромосферы, где $T_* = 50000\text{K}$. Следуя таблицам работы (Демулен, 2000), мы принимаем здесь $N_* = 10^{15}\text{м}^{-3}$. При таких размерных параметрах, согласно нормировке и Приложению, размерное магнитное поле, скорость и время связаны с их безразмерными аналогами через единицы измерения

$B_0 = 0.42\beta_{*0}^{-1/2} \text{Г}^{1/2}\text{см}^{-1/2}\text{с}^{-1}$, $v_{*0} = 29/\sqrt{\beta_{*0}} \text{км/с}$, $t_{*0} = 0.9\sqrt{\beta_{*0}}$ мин, а присутствующие в системе безразмерные параметры, кроме β_{*0} , который мы обычно варьируем, имеют значения

$$\theta_* = 1.2 \cdot 10^{-8}, \quad \kappa_* = 3.8 \cdot 10^{-4}, \quad \xi = 5 \cdot 10^{-6}. \quad (9)$$

Как показали расчеты при данном наборе значений параметров задачи, ξ практически не влияет на решение и может быть заменено нулем.

Когда разнополярные магнитные области расположены друг под другом, крестообразная фигура оказывается симметричной (рис. 3) и ее физическая природа яснее проявлена. Это нелинейный эффект. Рассмотрим хронику его развития. Сначала образуется обычная перетяжка с соответствующими ей двумя разнонаправленными струями, коллинеарными электрическому току (рис. 4). В области наибольшей скорости струи ее боковые части, находящиеся в ненулевом магнитном поле, генерируют добавочное магнитное поле недалеко от оси тока; за это отвечает первый член правой части уравнения (4). В этом месте рождается самостоятельная перетяжка с ее собственными разнонаправленными струями. Таких перетяжек две – по числу струй первичной перетяжки в центре. Новые перетяжки становятся мощнее, чем породившая их центральная перетяжка; интенсивности их развития способствует возможность выбрасывать вещество через более близкий к ним выход из магнитного поля (рис. 5). Конвергенция струй от новых перетяжек (рис. 5b) приводит к повышению газового давления в центре магнитной конфигурации и выдавливаю оттуда магнитного поля (рис. 5a) – вплоть до прорыва, приводящего к появлению крестообразной фигуры (рис. 3).

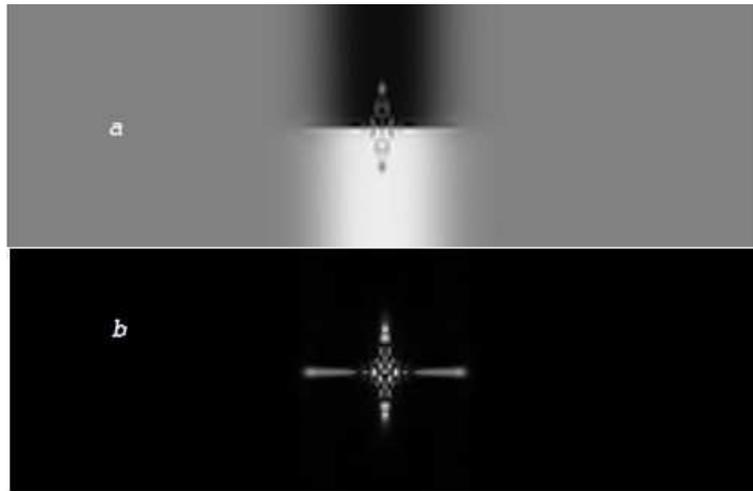


Рис. 3. Развита крестообразная фигура при $\beta_{*0} = 1.7$ в момент $t = 1.12$: (а) ее магнитное поле; (б) модуль вектора скорости, $|\mathbf{v}|_{max} = 0.745$

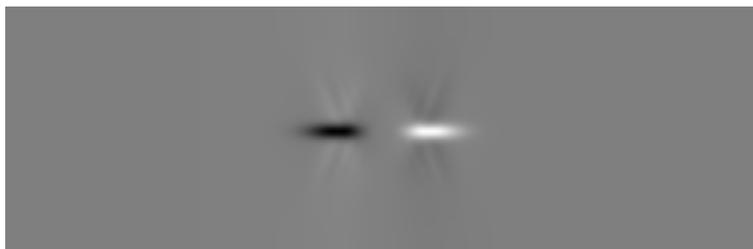


Рис. 4. Первичные пинчевые струи при $\beta_{*0} = 1.7$ в момент $t = 0.136$: (а) магнитное поле; (б) компонента скорости вдоль токовой оси, ее максимальное по счетной области значение составляет 0.02

Если магнитные области разных полярностей расположены рядом друг с другом на одной высоте, то уплотнившаяся в области конвергенции плазма начинает тонуть, проваливаясь вниз вдоль вертикальной токовой оси, при этом – из-за наличия частичной вмороженности \mathbf{V} – боковые части потока уносят с собою находящееся в них магнитное поле (рис. 6а). Движущаяся плазма затем может покинуть магнитную конфигурацию и далеко внедриться в лежащую ниже плотную плазму, заставив ее колыхаться. Мы видим это на карте пространственного распределения величины $L = \rho^2 T - \exp(2.8 - 2z)$, отражающей яркость свечения (рис. 6б).

Напомним, что все описанные выше режимы мы получили при табличной связи (Демулен, 2000) двух базовых размерных параметров T_* и N_* между собою. Однако таблицы создаются на основе усредненных наблюдательных данных, а также вычислений на них основанных. При этом как правило используется представление о солнечной атмосфере как о правильной последовательности расположенных друг над другом слоев: над слоем-хромосферой находится переходный слой, над ним – корона. Однако в реальности ситуация более пестрая – на каких-то участках Солнца хромосфера простирается до гораздо большей высоты, чем на других – так что плазма с хромосферными характеристиками оказывается в *горизонтальном* направлении по-соседству с заведомо корональной плазмой (Шривер, 2001; Ашванден, 2004). Наше моделирование по небольшой пространственной области вполне может быть отнесено к ситуации над небольшим участком Солнца.

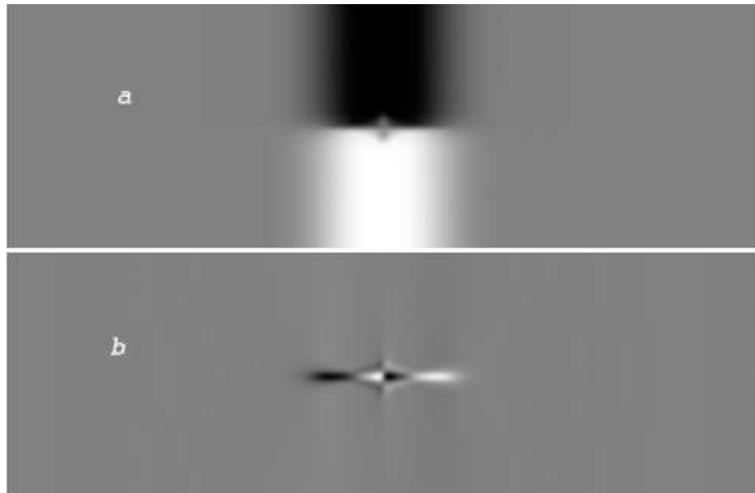


Рис. 5. Переход к крестообразной фигуре при $\beta_{*0} = 1.7$ в момент $t = 0.856$: (а) магнитное поле; (б) компонента скорости вдоль токовой оси, ее максимальное по счетной области значение составляет 0.261

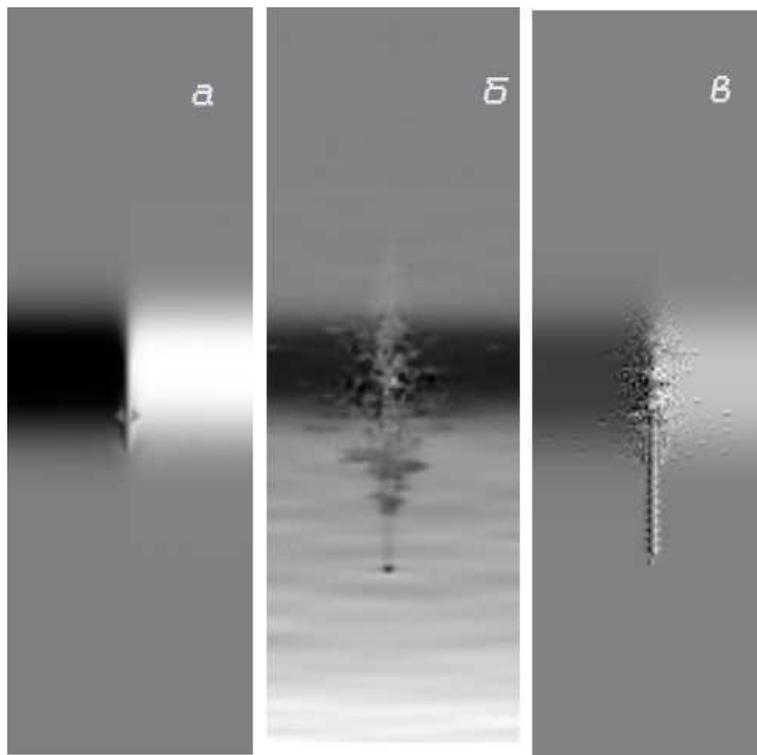


Рис. 6. Крестообразные фигуры при $\beta_{*0} = 7.5$: (а) магнитное поле в начале выхода плазмы из области магнитного поля; (б) карта яркости L при внедрении вышедшей плазмы в более плотные слои атмосферы; (в) магнитное поле при движении плазмы через более плотные слои в присутствии эффекта Холла

Присутствие хромосферной плазмы на большой высоте означает ее большую разреженность, и мы можем рассматривать в паре с выбранным значением $T_* = 50000$ К гораздо меньшие, чем табличные, значения параметра N_* . (Мы как бы приближаемся к образу изотермической атмосферы, где при одной и той же температуре плотность изменяется по закону Больцмана от какого-то значения вплоть до нулевой.) В разреженной плазме становится значительным эффект Холла. Задавая безразмерный параметр $\xi = 0.01$, мы получаем вариант крестообразной фигуры для случая плазмы с эффектом Холла (рис. 6в).

Заметим в заключение исследования, что все три разные на вид структуры, изображенные на рис. 6, есть следствия появления в плазме одного и того же магнитного поля (начального в задаче Коши) – его конфигурация представлена рис. 2, а характерная величина – значением $\beta_{*0} = 7.5$.

Случаи, когда магнитные поля, отличающиеся полярностью, оказываются недалеко друг от друга, не должны быть редкими в атмосфере Солнца. Если они имеют сходный вид вблизи границы раздела, то возникнут явления, характерные для пинчевой конфигурации магнитного поля. Возможно, что неоднородности в виде шайбы (рис. 3, 5), имеющей утолщение в центре и как бы рассеченной по диаметру, или некоего образования с вытянутым “хоботом” или “оружейным стволом” (рис. 6б, 6в), при том что эта вытянутость может “стрелять пулями” и иметь очень четкие очертания, являются различными модификациями транзитной крестообразной структуры, которая формируется из перетяжки на нелинейной стадии развития пинчевой неустойчивости в конечном по протяженности пинче. Она существует (при использованных в исследовании параметрах) в течение нескольких минут перед тем как эрозия, связанная с развитием турбулентности, сделает бесформенной границу между разнополярными магнитными областями.

Приложение. Материальные параметры среды

В выражение для магнитной вязкости $\Theta = c^2/(4\pi L_* v_{*0})$ входит электропроводность плазмы

$$\sigma = \frac{e^2 N_e \tau_e}{m_e}, \quad (10)$$

где N_e – концентрация электронов, τ_e – среднее время между последовательными столкновениями электрона с ионами. В квазинейтральной плазме τ_e является функцией одной лишь локальной температуры; выписывая явно эту зависимость согласно Брагинскому (1963), получим Θ в виде (6), где

$$\theta_* = \sqrt{\frac{m_e m_i}{2\pi}} \frac{c^2}{L_*} \frac{1}{(kT_*)^2} \frac{\Lambda e^2}{0.75}, \quad (11)$$

где Λ – кулоновский логарифм, который в настоящей работе положен равным 20.

Формула коэффициента теплопроводности столкновительной плазмы для (размерного) уравнения переноса тепла была взята нами из работы (Брагинский, 1963). После процедуры обезразмеривания уравнений этот коэффициент, войдя в выражение для (7), определил

$$\kappa_* = \frac{k_s T_*^2 \sqrt{m_i}}{32 L_* k^{3/2} N_*}, \quad (12)$$

$$k_s = \frac{3.16 \cdot 0.75}{\Lambda \sqrt{2\pi}} \frac{k^{7/2}}{\sqrt{m_e} \cdot e^4}, \quad (13)$$

(так называемая теплопроводность по Спитцеру k_s имеет размерность эрг · с⁻¹ · см⁻¹ · градус^{-7/2}).

Литература

- Алексеева Л.М., Кшевецкий С.П. // *Астрофиз. бюлл.* 2011. Т. 66. № 1. С. 76.
- Ашванден (Aschwanden M.J.) // *Physics of the Solar Corona: An Introduction.* Berlin: Springer. Chichester. UK: Praxis. 2004.
- Брагинский С.И. // *Вопросы теории плазмы.* / Ред. Леонтович М.А. Вып. 1. М.: Госатомиздат. 1963. С. 183.
- Брушлинский К.В., Морозов А.И. // *Вопросы теории плазмы.* / Ред. Леонтович М.А. Вып. 8. М.: Атомиздат. 1974. С. 88.
- Ведемейер и др. (Wedemeyer S. et al.) // *Astrophys. J.* 2013. V. 774. Issue 2a. id 123. P. 15.
- Демулен (Demoulin P. and K.-L.) // *Lect. Not. Phys.* 2000. V. 553. P. 99.
- Кшевецкий, Гаврилов (Kshevetskii S.P., Gavrilov N.M.) // *J. Atmosph. Terr. Phys.* 2005. V. 67. P. 1014.
- Кшевецкий С.П. // *Математическая программа для моделирования эволюции полностью ионизированной плазмы PLASMAT.* Свидетельство о государственной регистрации № 2013618823. 2013.
- Прист Э.Р. // *Солнечная магнитогидродинамика.* М.: Мир. 1985.
- Шривер (Schrijver C.J.) // *ASP Conf. Ser.* 2001. V. 223. P. 131S.