

УДК 533.91

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ ТОКОВОГО СЛОЯ В АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЫ

А. И. Подгорный

Физический институт им. Лебедева РАН, Москва, Россия

И. М. Подгорный

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Представлены результаты численного трехмерного МГД моделирования образования токового слоя в активной области солнечной короны с несимметричным расположением пятен. Установлены типы возмущений, приводящие к образованию токового слоя. Исследована его форма и расположение в пространстве. Полученные результаты позволяют объяснить выброс плазмы во время вспышки. Разработана методика численного решения МГД уравнений в активной области солнечной короны, рассчитанная на возможности персональных компьютеров.

Первичное освобождение энергии во время солнечных вспышек происходит высоко в солнечной короне над активной областью [1]. Единственным резервуаром энергии, необходимой для вспышки (10^{33} эрг), является магнитное поле. Энергия $\int (B^2 / 8\pi) dv \sim 10^{33}$ эрг может накапливаться в токовом слое, который появляется в окрестности особой линии магнитного поля X-типа в результате фокусировки возмущений. Исследование токового слоя, возникающего в симметричном магнитном поле в окрестности особой линии, показало, что в процессе эволюции токовый слой переходит в неустойчивое состояние, что вызывает вспышечное освобождение энергии [2]. Токовый слой, созданный в активной области с симметричным расположением пятен чередующейся полярности, исследован в работах [3—5], а в [6—8] исследован токовый слой для несимметрично расположенных пятен различной величины, отвечающих активной области (АО) № 209, в которой произошла вспышка 30 мая 1991 г. [9]. Однако расчет проводился в очень малой области, где поле на границе с другой частью короны велико, так что граничные условия могли вносить искажения. Ниже представлено исследование для более полного набора типов возмущений в отсутствии таких искажений.

Общая постановка задачи

Целью работы является исследование развития вспышечной ситуации для активной области на основании наблюдательных данных. Поскольку данные о конфигурации магнитного поля над активной областью отсутствуют, необходимо провести численное моделирование, воспользовавшись измерениями полей на фотосфере. Для задания граничных условий в идеале нужно иметь карту распределения фотосферного магнитного поля активной области. В качестве начального поля можно принять потенциальное поле, вычисленное по измерениям на фотосфере в начальный момент времени. Часто такая информация отсутствует, однако известны местоположения пятен, их площади, величина и направление вертикального магнитного поля в каждом пятне. В этом случае можно воспользоваться тем, что магнитное поле пятна хорошо аппроксимируется полем вертикального диполя, и принять в качестве начального сумму полей таких диполей. Тогда для задания возмущений на фотосфере в таком случае можно использовать поле меняющихся во времени диполей.

Основные источники магнитного поля расположены в пятнах, и поэтому поле диполей представляет собой достаточно хорошую аппроксимацию. С другой стороны, структура поля диполей и возможные места нахождения особых линий в нем гораздо лучше обозримы, чем для потенциального поля, построенного по точной карте фотосферных измерений. Поэтому в качестве первого этапа удобнее воспользоваться такой аппроксимацией, даже если распределение поля на фотосфере известно.

Для задания граничных условий желательно знать также скорости плазмы на фотосфере. Однако данные о скорости часто отсутствуют, и в этом случае скорости можно задавать самосогласовано с помощью метода характеристик (если имеется возможность выбрать достаточно малый пространственный шаг вблизи фотосферы, где магнитное поле меняется особенно сильно [6—8]) или из условия $\partial V / \partial n = 0$. Способ задания плотности плазмы ρ и температуры T на фотосфере не имеет большого значения, поскольку в расчетной области $\beta \ll 1$ (можно задавать постоянной во времени величиной или из условия $\partial / \partial n = 0$), поэтому ρ и T следует задавать из тех соображений, чтобы численные эффекты вносили как можно меньшие помехи.

Удобнее всего проводить моделирование для активной области, пятна которой лежат почти на одной прямой. Магнитное поле такой области аппроксимируется полем диполей, лежащих в одной плоскости, перпендикулярной фотосфере. Особая линия пересекает эту плоскость симметрии в нулевых точках X -типа, которые могут быть легко определены. Основные физические процессы происходят вблизи плоскости симметрии, что упрощает представление полученных результатов.

Ниже рассматривается система диполей, лежащих в одной плоскости, которые аппроксимируют поле АО №209, где произошла вспышка 30 мая 1991 г. Основные пятна этой области располагаются почти на одной линии. Изучается роль всевозможных возмущений, связанных с движением диполей и изменением их моментов. Необходимо выяснить, какие возмущения такого типа вызовут появление токового слоя в короне и накопление в нем магнитной энергии, т. е. создадут предвспышечную ситуацию, а какие из этих возмущений не вызовут образования токового слоя.

Ограничения, возникающие при моделировании реальной активной области, и математические методы, позволяющие их преодолеть

Моделирование процессов в реальной активной области производилось с помощью программы ПЕРЕСВЕТ, предназначенной для численного решения МГД уравнений, описывающих несжимаемую среду и включающих все диссипативные коэффициенты. МГД уравнения аппроксимировались абсолютно неявной конечно-разностной схемой, что делало ее высоко устойчивой. Схема решалась методом итераций. Кроме того, в программу включено автоматическое многократное уменьшение временного шага только в тех пространственных областях, где величины меняются особенно сильно. При использовании этого приема значительно увеличивается скорость счета. Однако даже в этом случае трудно провести моделирование за разумное время на имеющемся в распоряжении авторов персональном компьютере (PENTIUM 166 МГц) при пространной сетке $41 \times 41 \times 41$.

Как показывает опыт [6—8], основные трудности, связанные с численным моделированием процессов в активной области, имеют место вследствие сильно-

го пространственного изменения магнитного поля вблизи фотосферной границы. Для сетки 41x41x41 значительные погрешности вблизи фотосферной границы возникают при вычислении плотности тока ($\text{rot} B$). В результате появляются чисто численные возмущения даже при использовании устойчивой разностной схемы, реализованной в программе ПЕРЕСВЕТ. Поэтому получить правильное описание поведения величин всюду, включая область вблизи границы, не представляется возможным. Однако для наших целей необходимо правильно моделировать только процессы, связанные с образованием и эволюцией токового слоя. При этом погрешность определения величин вблизи фотосферной границы не имеет решающего значения, если она не вызывает ошибок внутри области, непосредственно содержащей токовый слой. Чтобы поставить граничные условия, позволяющие избежать эти ошибки, моделирование проводилось в расчетных областях различного масштаба. Расчетная область большого масштаба включает в себя всю активную область, однако при этом шаг сетки грубый. Расчетная область малого масштаба включает в себя только часть активной области, содержащую особую линию. В последнем случае мы имеем малый шаг сетки, однако появляются трудности при задании граничных условий для поля на границе с другой частью короны.

Сопоставление результатов расчетов для различных областей помогает отделить физические эффекты рассматриваемого явления от ошибок метода. Кроме того, проводились контрольные расчеты в отсутствии возмущений на границе, при которых токовый слой не должен появиться, что служило дополнительным критерием оптимального выбора граничных условий. В результате проведения ряда расчетов в различных условиях было установлено, что для области с большим масштабом сетки метод характеристик применять практически невозможно, а оптимальными являются условия, описанные ниже.

Задание начальных и граничных условий

МГД уравнения для сжимаемой среды и с учетом диссипативных членов решались в безразмерном виде.

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \text{rot}(V \times B) - \frac{1}{\text{Re}_m} \text{rot} \left(\frac{\sigma_0}{\sigma} \text{rot} B \right); \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\text{div}(V \rho); \quad (2)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} = -(V, \nabla)V - \frac{\beta}{2\rho} \nabla(\rho T) - \frac{1}{\rho} (B \times \text{rot} B) + \frac{1}{\text{Re}_\rho} \Delta V + G_g G; \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} = & -(V, \nabla)T - (\gamma - 1)T \text{div} V + (\gamma - 1) \frac{2\sigma_0}{\text{Re}_m \sigma \beta \rho} (\text{rot} B)^2 - \\ & - (\gamma - 1) G_g L'(T) \rho + \frac{\gamma - 1}{\text{Pr}} \text{div} \left(\frac{k}{k_0} \nabla T \right). \end{aligned} \quad (4)$$

В качестве L_0 принимался размер расчетной области $0 \leq x \leq 1, 0 \leq y \leq 1, 0 \leq z \leq 1$, занимающей всю активную область или ее часть. Ось Y направлена перпендикулярно солнечной поверхности, плоскость фотосферы представляет собой XZ ($y = 0$). В качестве единицы магнитного поля B_0 принималось поле на фотосфере. В качестве единиц плотности ρ_0 и температуры T_0 принимались их значения в начальный момент времени, которые принимались постоянными в

пространстве. В качестве единиц скорости, времени, плотности тока и дипольного момента принимались, соответственно, $V_0 = V_A = B_0 / \sqrt{4\pi\rho_0}$,

$$t_0 = L_0 / V_0, \quad j_0 = cB_0 / (4\pi L_0), \quad M_0 = B_0 L_0^3.$$

Постоянная адиабаты обозначена через γ . Для безразмерных параметров системы уравнений приняты следующие обозначения: $Re_m = VL_{m0}$ — магнитное число Рейнольдса, $\nu_{m0} = c^2/\pi\sigma_0$ — магнитная вязкость для проводимости σ_0 при температуре T_0 ; σ — проводимость, $\sigma/\sigma_0 = T^{3/2}$; $\beta = 4\pi n_0 kT_0/B_0^2$ ($n_0 = \rho_0/m_i$, m_i — масса иона); $Re = L_0 V_0/\eta$ магнитное число Рейнольдса; η — вязкость; $G_q = L(T_0) \rho_0 t_0^2/T_0$; $L(T_0)$ — функция излучения для ионизационного равновесия солнечной короны [10]; $L'(T) = L(T)/L(T_0)$ — безразмерная функция излучения; $\Pi = \rho_0 L_0 V_0/k_0$ — число Пекле, k_0 — теплопроводность при температуре T_0 ; k — теплопроводность, $k/k_0 = T^{5/2}$; $G_g G$ — безразмерное гравитационное ускорение.

В качестве начального поля $B = (B_x, B_y, B_z)$ как функции от координат $R = (x, y, z)$ принималось поле:

$$B = \sum_{j=1}^n \frac{3(R - R_j)(M_j, (R - R_j)) - M_j(R - R_j)^2}{(R - R_j)^5} \quad (5)$$

сумма полей пятен четырех ($n = 4$) диполей, расположенных в точках с координатами $R_j = (x_j, y_j, z_j)$ под фотосферой ($y_j < 0$) в плоскости симметрии ($z_j = 0,5$) с дипольными моментами $M_j = (M_{xj}, M_{yj}, M_{zj})$. Диполи направлены вертикально ($M_{xj} = 0$, $M_{yj} = M_j$, $M_{zj} = 0$), так что каждый из них характеризуется тремя величинами x_j , y_j и M_j . Начальное поле аппроксимировалось в основном следующим набором диполей:

$$(x_1 = 0,43; y_1 = -0,2; M_1 = -0,0215); (x_2 = 0,4575; y_2 = -0,2; M_2 = 0,0213);$$

$$(x_3 = 0,605; y_3 = -0,2; M_3 = -0,0045); (x_4 = 0,765; y_4 = -0,2; M_4 = 0,001) \quad (I)$$

аппроксимировало поле пятен АО №209, конфигурация силовых линий этого поля в плоскости симметрии ($z = 0,5$) изображена на рис. 1, а.

Кроме того, расчеты проводились для начального поля диполей

$$(x_1 = 0,455; y_1 = -0,5; M_1 = -0,80625), (x_2 = 0,4875; y_2 = -0,475; M_2 = 0,79875); \quad (II)$$

$$(x_3 = 0,605; y_3 = -0,475; M_3 = -0,16875), (x_4 = 0,765; y_4 = -0,5; M_4 = 0,01),$$

которое достаточно хорошо соответствовало области с вдвое меньшим линейным размером, содержащим часть той же активной области с особой линией. В этой области, как отмечалось выше, расчет процесса более точен, поскольку поле не так сильно меняется на размере шага, однако задание поля на границе с внешней областью короны, где его значение достаточно велико, может вносить искажения. Для выяснения насколько чувствителен результат расчета к начальным условиям проводились дополнительные расчеты при небольшом варьировании величин в условиях (I) и (II). Случай (I') отличается от (I) величиной диполя $M_4 = 0,003$. Случай (II') отличается от (II) величиной диполя $M_4 = 0,07$. Из всех рассмотренных случаев лучше всех аппроксимирует измеренное поле пятен — набор (I).

В работах [6—8] расчеты проводились для начального поля диполей

$$(x_1 = 0,41; y_1 = -1; M_1 = -6,45), (x_2 = 0,465; y_2 = -0,95; M_2 = 6,39), \quad (III)$$

$$(x_3 = 0,85; y_3 = -0,95; M_3 = -1,35), (x_4 = 1,08; y_4 = -1; M_4 = 0,3),$$

соответствующего области с линейным размером в четыре раза меньшим размера активной области. Ввиду малого изменения поля на размере пространственного шага для начального поля (III), в отличие от полей (I) и (II), для задания граничных условий можно было воспользоваться методом характеристик.

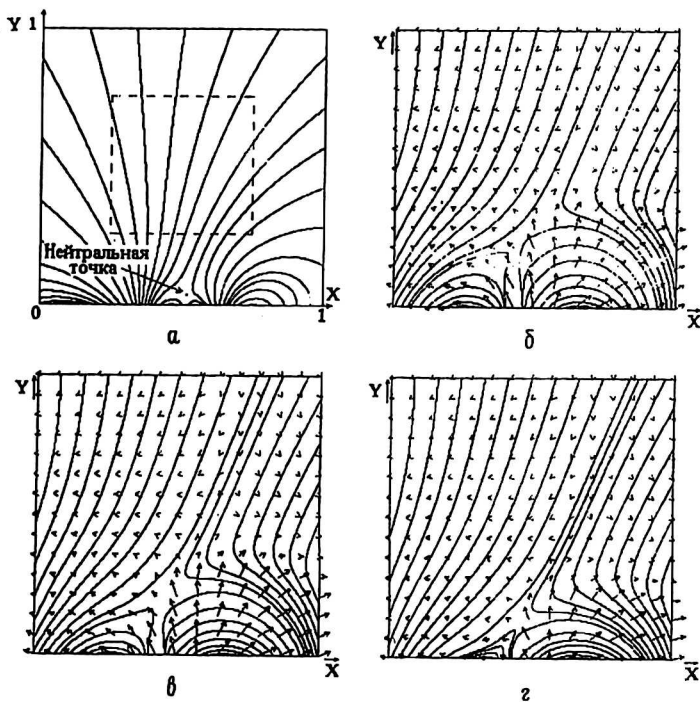


Рис. 1. Расчет для начального поля (I) с возмущением, задаваемым полем, отличающимся от (I) в момент $t = 1$ значениями моментов диполей $M_1 = -0,0175$ и $M_4 = 0,0004$: а — линии начального магнитного поля в плоскости $z = 0$, $t = 0$; б, в, г — линии магнитного поля вместе с векторами скоростей (0,0266; 0,0234; 0,0179) в плоскостях, соответственно, $z = 0,5$; $z = 0,4$; $z = 0,3$ в области $0,25 < x < 0,75$; $0,24 < y < 0,75$ в момент $t = 35,6$

В начальный момент времени $V = 0$, $\rho = 1$ и $T = 1$ во всей области.

Для возбуждения магнитных возмущений на фотосферной границе задавался линейный рост поля во времени в промежутке $0 < t < 1$, при $t > 1$ поле на фотосфере задавалось постоянным. В момент $t = 1$ на фотосфере задавалось выражением (5) для системы диполей, отличающейся от начальной расположением ("всплывание диполей") и/или величиной дипольных моментов.

Для задания других величин на границе при начальных полях (I) и (II) практически невозможно использовать метод характеристик в отличие от начального поля (III), как это делалось в работах [6—8]. Для полей (I) и (II) имеет место достаточно сильное изменение поля на ширине шага, и метод характеристик, основанный на линеаризации МГД уравнений вблизи границы, не применим. На фотосферной границе для скорости ставилось условие равенства нулю нормальной границе производной $\partial V / \partial n = 0$. Как показал опыт, наилучшими условиями для заданий ρ и T на границе являются постоянство ρ во времени и $\partial T / \partial n = 0$.

На границе с другой частью короны для ρ , V и T ставились условия $\partial / \partial n = 0$, а магнитное поле B задавалось следующим образом. Нормальная границе компонента поля B_n задавалась либо из условия $\text{div} B = 0$, либо из решения МГД уравнений в пренебрежении диссипативными членами. Такие уравнения не содержат нормальных границе производных от B_n . Для области с начальным полем (I) производные от параллельных границе компонент находились из условий равенства нулю нормальных границе производных от компонент тока, параллельных границе $\partial j_{||} / \partial n = 0$. Для области с начальным полем (II) условие $\partial j_{||} / \partial n = 0$ задавалось только там, где это можно. Там же, где усло-

вие $\partial j_{\parallel} / \partial n = 0$ задавать было невозможно из-за раскачки численной неустойчивости, ставились условия постоянства компонент поля, параллельных границе. Для начального поля (I) постановка условия $\partial j_{\parallel} / \partial n = 0$ оказалась возможной всегда вследствие малости поля на границе с внешней частью короны. Таким образом, выполнение условия $\partial j_{\parallel} / \partial n = 0$ на границе с короной фактически является критерием отсутствия искажений, вызванных некорректным заданием поля на этой границе.

При выборе безразмерных параметров использовался принцип ограниченного моделирования [11]. В расчетах число Пекле принималось $\Pi = 100$, а магнитное число Рейнольдса $Re_m = 2 \cdot 10^{-3}$. Для области с начальным полем (I) $\beta = 8\pi r_{\odot} / B_0^2$ полагалось равным $2 \cdot 10^{-6}$, а с начальным полем (II) — $\beta = 2 \cdot 10^{-8}$. Заметим, что в данном случае под β понимается не среднее отношение газодинамического и магнитного давлений в активной области короны, которое несколько выше, а отношение газодинамического давления в короне к давлению магнитного поля на фотосфере, которое достигает достаточно больших величин. Излучение и гравитационное ускорение были малы и не играли существенной роли в расчетах.

Основная часть расчетов проводилась при числе Рейнольдса $Re = 10^2$, при котором значение вязкости явно завышено. Фактически искусственная вязкость используется здесь для подавления численной неустойчивости. При Re , превышающем 10^2 , такая неустойчивость возникает вблизи границы, где имеется сильное изменение поля в пространстве. Однако при такой большой вязкости не проявляется ряд тонких эффектов динамики токового слоя. Распределения скорости втекания и тока становятся более плавными, и токовый слой остается устойчивым даже при настолько сильном падении давления плазмы в нем. Поэтому для исследования эффектов, подавляемых большой вязкостью, начиная с какого-то момента после образования слоя, в расчетах принималось $Re = 10^4$ (иногда 10^3). Исследование неустойчивости можно проводить, если она развивалась за время меньшее, чем это необходимо для раскачки численной неустойчивости вблизи фотосферной границы. Здесь переход слоя в неустойчивое состояние не рассматривается. Некоторые вопросы, связанные с неустойчивостью токового слоя, рассмотрены в [12].

Результаты расчетов и обсуждение

Для моделирования роли возрастания магнитного потока, связанного с внутренними пятнами (2-м и 3-м), были проведены расчеты для условий, соответствующих "всплыванию" 2-го и 3-го диполей (уменьшение по абсолютной величине их y -координат) и увеличению моментов 2-го и 3-го диполей. В первом случае в момент $t = 1$ поле на фотосфере описывалось выражением с набором диполей, отличающимся от описывающего начальное поле (I') только значениями $j_2 = -0,15$ и $j_3 = -0,15$. Во втором случае набор диполей в момент $t = 1$ отличался от (I') величиной моментов $M_2 = 0,0313$ и $M_3 = -0,0065$. Для обоих этих условий положение особой линии пространственного потенциального поля диполей, которые задают поле на границе в момент $t = 1$ примерно на 0,5 выше положения особой линии начального поля (в безразмерных единицах длины).

Для обоих типов возмущений токовый слой либо был совсем слабым, либо вообще не образовывался. Это объясняется тем, что при таких возмущениях увеличивается не только поле между 2-м и 3-м диполями, но и противоположные ему поля между 1-м и 2-м и между 3-м и 4-м диполями. Действительно, увеличение поля между 2-м и 3-м диполями должно приводить к "переносу" магнитного поля (в смысле магнитной гидродинамики) снизу и, как результат, к

образованию “горизонтального” токового слоя. Слово “горизонтальный” взято в кавычки, поскольку при несимметричном расположении пятен этот слой может наклониться к фотосфере иногда и на значительный угол. Такой слой становится горизонтальным при симметричном возмущении [3—5]. Увеличение поля между 1-м и 2-м диполями и между 3-м и 4-м диполями приводит к “переносу” линий поля к особой линии из областей слева и справа от нее в горизонтальном направлении, в результате чего должен создаваться вертикальный токовый слой. Электрическое поле и ток в горизонтальном слое направлены противоположно электрическому полю и току вертикального токового слоя. В результате указанные тенденции компенсируют друг друга, и, как показал расчет, вместо образования ясно выраженного токового слоя происходит перемещение особой линии от фотосферы на расстояние 0,2—0,4.

При возмущениях такого типа токовый слой возникал только при расчетах в малой области для поля (II), а также поля (III) в [6—8]. В этом случае сказывается влияние магнитного поля достаточно большой величины на границе с короной. В результате искусственно подавляется “перенос” линий поля справа и слева к особой линии, который препятствует образованию горизонтального токового слоя. Однако моделирование такого слоя имело смысл, поскольку он в принципе может быть образован и в реальной активной области, хотя при несколько других возмущениях на фотосфере. Расчет в малой области на той же сетке позволяет провести более детальное исследование.

Приведенные ниже расчеты показали, что условие, при котором в окрестности особой линии возникает ярко выраженный слой, является уменьшение моментов крайних диполей. Физически такие условия можно интерпретировать и как уменьшение крайних пятен, и как всплывание рядом с ними пятен с противоположным полем. Уменьшение моментов крайних диполей приводит как к увеличению поля между 2-м и 3-м диполями, так и уменьшению поля между 1-м и 2-м диполями и между 3-м и 4-м диполями, что должно способствовать образованию слоя вследствие “переноса” магнитного поля к особой линии снизу.

На рис. 1 и 2 представлены результаты расчета конфигураций магнитного поля в большой области для набора диполей (I), т. е. для $M_4 = 0,001$. Для получения более четкого слоя здесь, начиная с момента $t = 31$, число Рейнольдса полагалось $Re = 10^4$. Наиболее наглядное представление о развитии токового слоя дают линии магнитного поля в плоскости симметрии ($z = 0,5$). На рис. 1, а дано невозмущенное магнитное поле в этой плоскости. Здесь показана нейтральная точка ($x = 0,525$; $y = 0,05$) — точка пересечения нейтральной линии с плоскостью $z = 0,5$. Нейтральная линия лежит в плоскости $x = 0,525$. Она имеет форму дуги с выпуклостью, направленной вверх. Вершина нейтральной линии находится в точке ($x = 0,525$; $y = 0,05$; $z = 0,5$). При увеличении или уменьшении z нейтральная линия приближается к фотосфере и затем пересекает ее. Фотосферные возмущения (уменьшение крайних диполей к моменту $t = 1$ до $M_1 = -0,0175$ и $M_4 = 0,0004$) приводит к всплыванию магнитного потока под нейтральной линией, что вызывает перемещение нейтральной линии вверх и одновременно к формированию токового слоя. К моменту времени $t = 35,6$ нейтральная точка поднялась вверх, так что в плоскости $z = 0,5$ она занимает положение ($x = 0,484$; $y = 0,392$). Этот процесс виден в плоскости симметрии на рис. 1, б, а также в плоскостях $z = 0,4$ и $z = 0,3$ на рис. 1, в и г. Здесь в увеличенном масштабе представлена часть счетной области, показанная на рис. 1, а.

Форма токового слоя видна на приведенной конфигурации силовых линий. Характерной особенностью этого токового слоя, как и всех токовых слоев, наблюдаемых в природе и лаборатории, является присутствие в нем нормальной составляющей магнитного поля. Слой не является нейтральным. Динамика плазмы в нем определяется в основном натяжением магнитных линий. Сила $j \times B$ ускоряет

плазму, выталкивая ее вдоль слоя в обоих направлениях. Отсутствие симметрии поля по оси X приводит к наклону слоя к фотосфере. Линии равной плотности тока в плоскости $z = 0,5$ представлены на рис. 2, а. При $t = 35,6$ угол наклона слоя в той его части, где плотность тока максимальна, составляет $43,7^\circ$. Плазма, ускоренная в этой области, может быть выброшена за пределы короны.

В трехмерном пространстве токовый слой формируется вдоль окрестности всей нейтральной линии, располагаясь все ближе к фотосфере по мере удаления от плоскости $z = 0,5$. Этот эффект виден на рис. 1, в для плоскости $z = 0,4$. Точно такая конфигурация получается и для плоскости $z = 0,6$. Распределения плотности тока в различных плоскостях, параллельных фотосфере, показаны на рис. 2, б—г. На рис. 2, б видно овальное распределение тока в плоскости $y = 0,3$. Овал располагается вокруг вершины нейтральной линии на плоскость $y = 0,3$. С увеличением расстояния от фотосферы (ось Y) овал сжимается (рис. 2, в), превращаясь на высоте $y = 0,45$ в максимум в окрестности вершины нейтральной линии (рис. 2, г), а еще выше плотность тока обращается в нуль. Таким образом, токовый слой имеет форму колокола (или шлема) с вершиной в окрестности вершины особой линии.

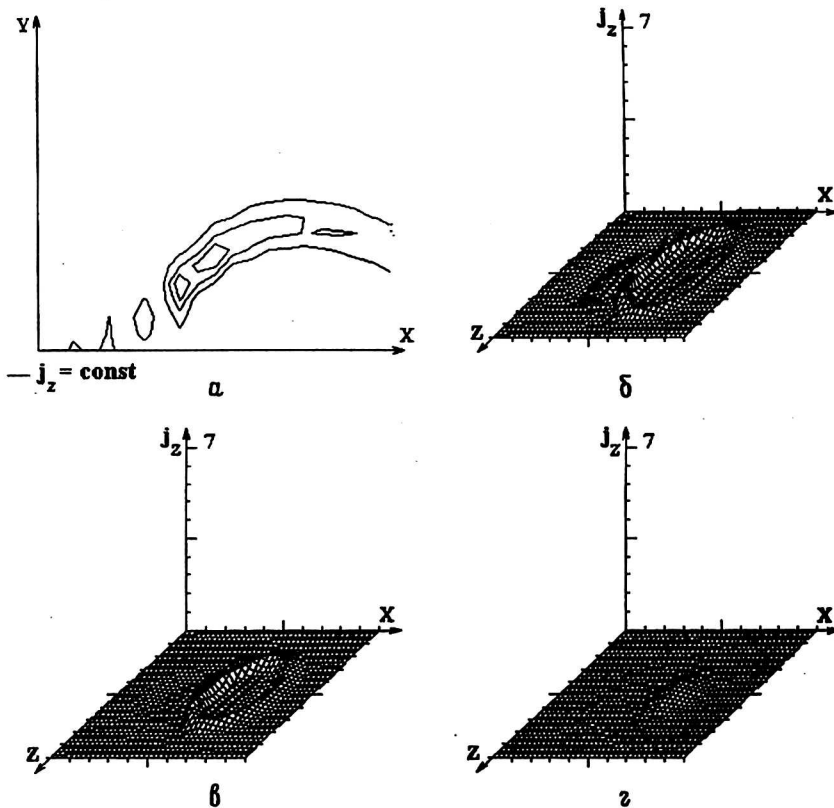


Рис. 2. Те же условия расчета, что и для рис. 1:

а — линии равной плотности тока j_z в плоскости $z = 0,5$ в области $0,25 < x < 0,75$; $0,24 < y < 0,75$ в момент $t = 35,6$; б, в, г — распределения плотности тока j_z в плоскостях, соответственно, $y = 0,3$; $y = 0,35$; $y = 0,45$ в области $0 < x < 1$, $0 < y < 1$, в момент $t = 35,6$

В этой серии результатов обращает на себя внимание распределение плотности тока в районе $x = 0,5$ (рис. 2, б). Здесь перед максимумом тока в слое имеется максимум обратного знака, т. е. усиление магнитного поля недалеко от края слоя. Это связано с тем, что ускоренный вдоль слоя вниз силой $j \times B$ поток плазмы встречает вблизи фотосферы сильное поле и тормозится, сжимая его. Было показано [2], что при скорости потока, превосходящей локальную альфвеновскую скорость, здесь на

магнитном препятствии возникает ударная волна. В данной серии расчетов скорость выброса составляла около 0,5 локальной альфвеновской скорости, и отчетливо выраженная ударная волна отсутствует.

Результаты расчетов для набора параметров (I') в большой области, т. е. при $M_4 = 0,003$, приведены на рис. 3. Возмущение задавалось линейным изменением поля на фотосфере, соответствующим значениям в момент $t = 1$ 1-го и 4-го дипольных моментов $M_1 = -0,0185$ и $M_4 = 0,0015$. Начиная с момента $t = 6,7$ число Рейнольдса полагалось равным $Re = 10^4$. Результаты в растянутом масштабе даны в момент $t = 8,8$. Здесь начальное поле менее асимметрично (рис. 3, а), и слой в области $z = 0,5$ оказывается почти параллельным фотосфере. Видно, что плазма втекает в слой с обеих его сторон и вытекает вдоль слоя (рис. 3, б). Пространственное распределение j_z и в этом случае напоминает форму колокола или шлема. Это видно на распределениях тока в областях $y = \text{const}$ (рис. 3, в и г).

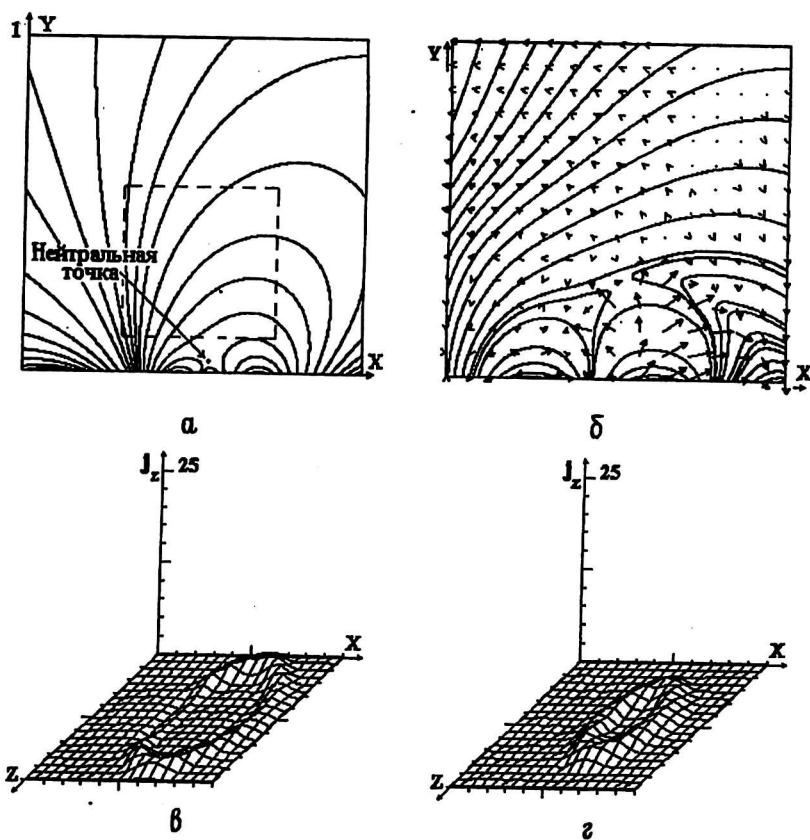


Рис. 3. Расчет для начального поля (I') с возмущением, задаваемым полем, отличающимся от (I') в момент $t=1$ значениями моментов диполей $M_1 = -0,0185$ и $M_4 = 0,0015$:

а — линии начального магнитного поля в плоскости $z = 0,5$ при $t = 0$.

Пунктиром выделена область рисунка б, на котором изображены линии магнитного поля вместе с векторами скоростей ($V = 0,042$) в плоскости $z = 0,5$ в области $0,3 < x < 0,75$;

$0,1 < y < 0,55$ в момент $t = 8,8$; в, г — распределения плотности тока j_z в плоскостях, соответственно, $y = 0,15$ и $y = 0,2$ в области $0,3 < x < 0,75$; $0,275 < y < 0,725$ в момент $t = 8,8$

С начальным полем (II) (рис. 4) были проведены расчеты с уменьшением моментов крайних диполей для области малого масштаба. Данные получены для возмущения, заданного на фотосфере полем системы диполей в момент $t = 1$, отличающейся от (II) значениями $M_1 = -0,74$ и $M_4 = 0,06$. Они позволили исследовать процесс более детально, причем появление токового слоя для этого типа

возмущений здесь не связано с необходимостью задания больших значений магнитного поля на не фотосферной границе, так как выше было показано, что он возникает при таких же возмущениях в области большого масштаба. Развитие токового слоя показано в растянутом масштабе на рис. 4, б-г. На рис. 4, б вместе с полем формирующегося слоя показано поле скоростей, а на рис. 4, в, г — поле потоков ρV . Здесь токовый слой выражен особенно четко и отчетливо виден эффект эжекции плазмы вдоль слоя. На рис. 4, г поток плазмы направлен вверх. Выбрасыванию плазмы вниз вдоль слоя препятствует сильное магнитное поле у фотосферы, играющее роль магнитного препятствия.

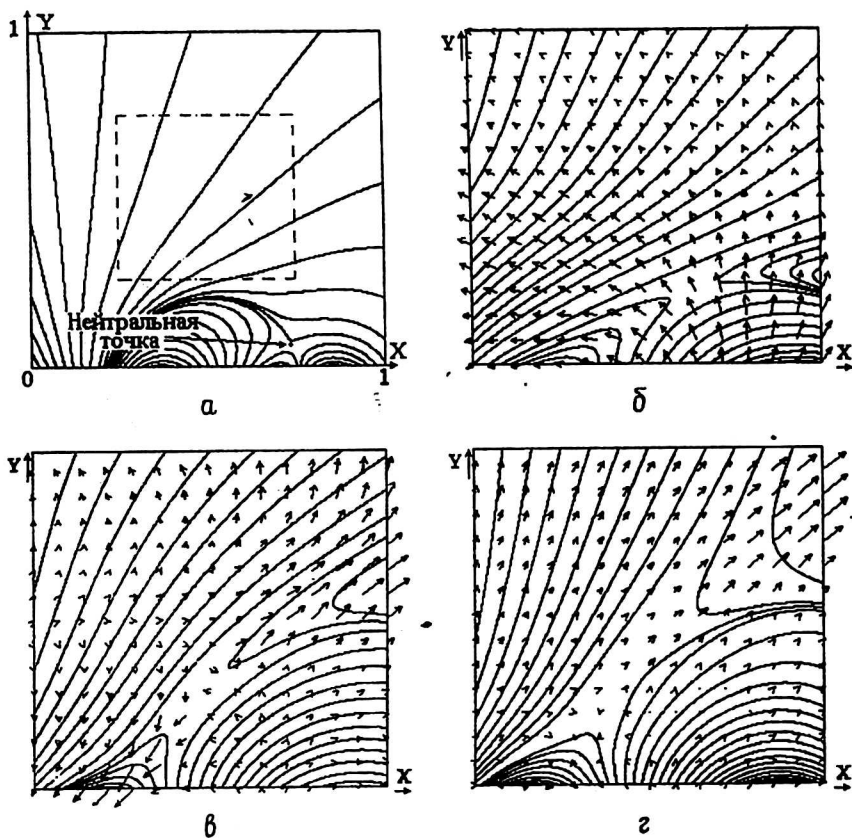


Рис. 4. Расчет для начального поля (II) с возмущением, задаваемым полем, отличающимся от (II) в момент $t = 1$ значениями моментов диполей $M_1 = -0,74$ и $M_4 = 0,06$:

- а — линии начального магнитного поля в плоскости $z = 0,5$ при $t = 0$ и $0,25 < x < 0,75$; $0,25 < y < 0,75$. Пунктиром выделена область рисунков б, в, г; б — линии магнитного поля вместе с векторами скоростей ($V = 0,045$) в плоскости $z = 0,5$ в области $0,25 < x < 0,75$; $0,25 < y < 0,75$ в момент $t = 3,6$; в, г — линии магнитного поля вместе с векторами потоков ρV ($\rho V = 0,00073$) в плоскости $z = 0,5$ в области $0,25 < x < 0,75$, $0,25 < y < 0,75$ в моменты, соответственно, $t = 16,3$ и $t = 41,5$

Помимо этих расчетов были проведены исследования для начальных полей (II) и (II') при различных типах возмущений. Возмущения на фотосфере задавались полем системы диполей, отличающейся в момент $t = 1$ от начальной значениями M_1 , M_4 , u_3 . Параметры выбирались равными (в некоторых расчетах по одному параметру, в других одновременно несколько) $-0,8 < M_1 < -0,74$; $M_4 = 0,06$; $u_3 = -0,45$. Под действием этих возмущений в окрестности особой линии создавался более или менее мощный токовый слой, наклоненный под тем или иным углом к фотосфере. Максимальный угол наклона превосходил 60° . Этот случай

показан рис. 5, а, изображающем поле слоя, полученное для начального поля (Π') и возмущения, соответствующего $M_1 = -0,795$ и $M_4 = 0,06$ в момент $t = 1$. При этом линейный рост поля на границе сохранялся до момента $t = 4,86$. Таким образом, создаются условия для выброса плазмы под действием силы магнитного натяжения, направленной вверх. Распределение плотности тока j_z в плоскости симметрии ($z = 0,5$) изображено на рис. 5, б. На рис. 5, в показано распределение плотности плазмы в этой же плоскости. Видно, что слой возросшей плотности (плазменный слой) совпадает с токовым слоем, что является следствием выполнения баланса давлений поперек слоя. Вблизи границы слоя плотность фоновой (корональной) плазмы постепенно падает. Этот эффект наблюдался и ранее [2, 6—8]. Такое падение плотности не позволяет на более поздней стадии компенсировать втеканием плазмы потерю массы слоя из-за ее выброса вдоль слоя, т. е. создаются условия для развития неустойчивости.

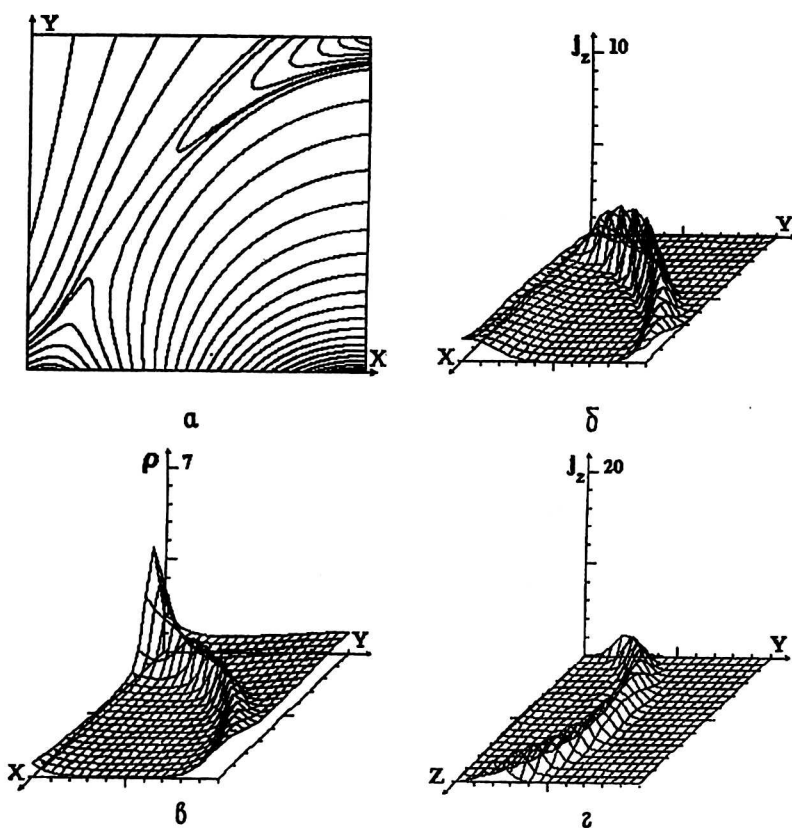


Рис. 5. Расчет для начального поля (Π') с возмущением, задаваемым полем, отличающимся от (Π') в момент $t=1$ значениями моментов диполей $M_1=-0,795$ и $M_4=0,06$: а — линии магнитного поля в плоскости $z = 0,5$ в области $0,25 < x < 0,75$; $0,25 < y < 0,75$ в момент $t = 27,06$; б — распределение плотности тока j_z в плоскости $z = 0,5$ в этой же области при $t = 27,06$ и $0,25 < x < 0,75$ и $0,25 < y < 0,75$; в — распределение плотности плазмы ρ в плоскости $z = 0,5$ при $t = 27,06$ и $0,25 < x < 0,75$ и $0,25 < y < 0,75$; г — распределение плотности тока j_z в плоскости $x = 0,5$ в области $0,35 < y < 0,85$; $0,25 < z < 0,75$ при $t = 27,06$

При малых значениях u наблюдается довольно резкое возрастание плотности плазмы. Это связано с торможением плазмы вниз (вдоль слоя) на сильном магнитном поле у фотосферы. Рис. 5, г показывает форму токового слоя в плоскости $x = 0,5$. Выпуклость слоя направлена от фотосферы.

В ы в о д ы

1. Показано, что окрестности особой линии магнитного поля короны при несимметричном расположении пятен активной области образуется токовый слой, в котором втекание плазмы осуществляется с обеих сторон, что приводит к эффективному накоплению магнитной энергии. Образование токового слоя сопровождается возрастанием в нем плотности плазмы и при дальнейшей его эволюции уменьшением плотности фоновой плазмы вблизи его границ. С течением времени полная масса плазмы в слое уменьшается, так как втекаемая плазма не компенсирует ее уход вдоль слоя, и создаются условия для развития неустойчивости [2].

2. Найден тип возмущений, при которых возникает токовый слой вследствие "переноса" всплывающего магнитного поля потоком плазмы к особой линии от фотосферы. Эти эффекты продемонстрированы на примере АО № 209.

3. Показано, что при несимметричном расположении солнечных пятен токовый слой, вызванный "переносом" магнитного поля к особой линии снизу (для симметрично расположенных пятен этот слой располагается всегда горизонтально), может быть наклонен к плоскости фотосферы. В процессе эволюции наклон слоя может увеличиваться и достигать угла более 60° . При таком расположении слоя сила магнитного натяжения в слое, значительно увеличивающаяся в процессе неустойчивости, направлена от Солнца, чем обеспечиваются условия для выброса плазмы (транзиента).

4. Приведены данные расчетов, демонстрирующие форму токового слоя в трех измерениях. Шлемовидный слой располагается выпуклостью вверх.

5. Разработанные здесь математические методы (расчет в областях различного масштаба; оптимальный выбор постановки граничных условий на плоскости фотосферы, где величины особенно сильно меняются в пространстве; использование при необходимости искусственной вязкости) позволяют проводить расчеты сравнительно простых активных областей, типа рассмотренной в настоящей работе, на современных персональных компьютерах. Эти методы предполагается использовать при расчетах более сложных активных областей с большим количеством пятен переменной полярности, которые содержат несколько особых линий. Даже при использовании суперкомпьютеров решение таких сложных задач стандартными методами не представляется возможным. Таким образом, проведенная работа включает в себя, в частности, отработку методики, необходимой как для изучения физики процессов, происходящих во время солнечных вспышек, так и для прогноза вспышек.

Л и т е р а т у р а

1. Hiei E., Hundhausen A. J. In *Magnetospheric phenomena in the solar atmosphere — prototypes of stellar magnetic activity.*/Ed. Y. Uchida, T. Kosugi, H. Hudson. IAU. Kluwer Ac. Publ. Dordrecht, 1996. P. 125.
2. Podgorny A. I. // *Solar Phys.*, 1989. V. 123. P. 285.
3. Podgorny A. I., Podgorny I. M. // *Solar Phys.*, 1992. V. 139. P. 125.
4. Podgorny A. I. // *Ibid.* 1995. V. 156. P. 41.
5. Подгорный А. И., Подгорный И. М. // *Изв. РАН. Сер. физ.*, 1995. Т. 59. № 8. С. 53.
6. Podgorny A. I., Podgorny I. M. // *Solar Phys.*, 1998. V. 182. P. 159.
7. Подгорный А. И., Подгорный И. М. // *Сб. Труды конф. "Новый цикл активности Солнца — наблюдательные и теоретические аспекты"*. — С.-П. Пулково, 1998. С. 149.
8. Podgorny A. I., Podgorny I. M., Minami S. // *Adv. Space Res.*, 1999 (In press).
9. *Солнечные данные*, 1991. № 5—6.
10. Cox D. P., Tucker W. H. // *Astrophys. J.*, 1969. V. 157. P. 1157.

11. Подгорны А. И., Подгорны И. М. // Solar Phys., 1995. V. 161. P. 165.

12. Подгорный А. И., Подгорный И. М. // Изв. РАН. Сер. физ., 1999. Т. 63. № 11 (В печати).

*Работа выполнена при поддержке грантов 97-02-16290
и частично 98-02-16420.*

THE SIMULATION OF CURRENT SHEET CREATION IN AN THE ACTIVE REGION OF THE SOLAR CORONA

A. I. Podgorny

Lebedev Physical Institute, Moscow, Russia

I. M. Podgorny

Institute for Astronomy, Moscow, Russia

The current sheet creation in the active region of solar corona with nonsymmetrical position of the spots has been studied by numerical 3D MHD simulation. The types of disturbances are identified which produce current sheet creation. The form and position of the current sheet in space has been studied. The obtained results permit to explain coronal mass ejection during the solar flare. The methods of numerical solving of MHD equations in the active region of solar corona are developed which take into account possibilities of personal computers.