

УДК 523.94

Граничные условия и формирование полостей в окрестности протуберанцев

Ю. Т. Цап, А. Н. Шаховская

Крымская астрофизическая обсерватория
98409 Крым, п. Научный

Анализируется проблема граничных условий для равновесных магнитных конфигураций в космической плазме. Показана важность учета процесса диффузии магнитного поля на границе плазма—плазма при рассмотрении магнетогидростатического равновесия магнитных трубок. Предложен механизм формирования полостей в окрестности солнечных протуберанцев в результате скручивания гигантской петли в короне Солнца. Вследствие скручивания магнитных силовых линий диаметр петли увеличивается, ее внутренняя часть сжимается, а внешняя — расширяется. Увеличение диаметра приводит к замещению хромосферной плазмы магнитным полем и формированию хромосферной полости. Образование корональной полости связывается с разрежением плазмы, обусловленным расширением внешней части петли. Принятый механизм согласуется с моделью Приста—Худа—Анцера, т. е. формирование протуберанцев происходит в солнечной короне.

ГРАНИЧНІ УМОВИ ТА ФОРМУВАННЯ ПОРОЖНИН В ОКОЛИЦІ ПРОТУБЕРАНЦІВ, Цап Ю. Т., Шаховська Г. М. — Аналізується проблема граничних умов для рівноважних магнітних конфігурацій в космічній плазмі. Показано важливість врахування дифузії магнітного поля на границі плазма—плазма при розгляді магнетогідростатичної рівноваги магнітних трубок. Запропоновано механізм формування порожнин в околиці сонячних протуберанців в результаті закручення гігантської петлі в короні Сонця. Внаслідок закручення магнітних силових ліній діаметр петлі збільшується, її внутрішня частина стискається, а зовнішня — розширюється. Збільшення діаметра приводить до заміщення хромосферної плазми магнітним полем та формування хромосферної порожнини. Утворення корональної порожнини пов'язується з розрідженням плазми, обумовленим розширенням зовнішньої частини петлі. Прийнятий механізм узгоджується з моделлю Приста—Худа—Анцера, тобто формування протуберанців відбувається в сонячній короні.

BOUNDARY CONDITIONS AND FORMATION OF CAVITIES IN THE VICINITY OF PROMINENCES, by Tsap Yu. T., Shakhovskaya A. N. — The problem of boundary conditions for the equilibrium magnetic configurations in cosmic plasmas is analyzed. We show that the account must be taken of the magnetic field diffusion at the plasma—plasma boundary when the magnetohydrostatic equilibrium of flux tubes is considered. A mechanism is

proposed for the formation of cavities in the vicinity of solar prominences as a result of twisting of a gigantic loop in the solar corona. Because of the twisting of field lines the loop diameter increases, the loop's inner part is compressed, while the outer part expands. The increase of the diameter results in the replacement of the chromospheric plasma by magnetic field and the formation of a chromospheric cavity. The formation of a coronal cavity is linked to the rarefaction of plasma caused by the expansion of the outer part of the loop. The proposed mechanism agrees with the Priest—Hood—Anzer model which suggest that prominences are formed in the solar corona.

ВВЕДЕНИЕ

Солнечные протуберанцы — одно из наиболее ярких и загадочных явлений солнечной короны [2, 31, 35]. Так называемые спокойные протуберанцы, т. е. протуберанцы, находящиеся вне активных областей, представляют собой холодные ($\sim 10^4$ К) и плотные ($\sim 10^{17}$ м $^{-3}$) конденсации вещества, окруженные горячей ($\sim 10^6$ К) и разреженной ($\sim 10^{14}$ м $^{-3}$) корональной плазмой. Типичное время жизни составляет от нескольких дней до нескольких месяцев, а процесс формирования происходит на протяжении всего солнечного цикла. Протуберанцы видны на солнечном диске как темные волокна, лежащие над нейтральной линией магнитного поля. На лимбе они могут иметь самые разнообразные очертания, но, как правило, их длина (10^4 — 10^5 км) значительно превосходит толщину ($\sim 5 \cdot 10^3$ км). Магнитное поле направлено в среднем под углом $\psi = 20^\circ$ к оси волокна; его характерные значения находятся в пределах 0.5—4 мТл. В ходе эрупции протуберанцев иногда прослеживается характерная спиральная структура, свидетельствующая о скрученности магнитных силовых линий.

Как следует из наблюдений, все разнообразие конфигураций магнитного поля протуберанцев можно свести к двум основным типам: нормальной и инверсной. В первом случае направления магнитных полей в фотосфере и протуберанцах совпадают, а во втором — противоположны. Таким образом, нормальная конфигурация соответствует модели Кипенхана—Шлютера [22], в то время как инверсная согласуется с моделью Куперуса—Рааду [25]. В модели Киппенхана—Шлютера поддержка вещества протуберанца осуществляется из-за прогиба магнитных силовых линий в вершинах магнитных арок, что создает выталкивающую силу, а также способствует конденсации и накоплению в ней вещества благодаря действию сифонного механизма [8]. Согласно модели Куперуса—Рааду протуберанцы образуются в токовом слое — в начальной стадии развития тиринг-неустойчивости формируются токовые нити, которые затем сливаются в единое волокно. Сила Ампера, возникающая при разворачивании веером магнитных силовых линий из фотосферы в корону, обеспечивает поддержку против сил тяжести. Для ее описания используется представление о взаимодействии двух линейных токов противоположных направлений, симметрично расположенных относительно уровня фотосферы.

Одна из основных трудностей модели Кипенхана—Шлютера связана с механизмом прогиба магнитных силовых линий, природа которого пока остается до конца невыясненной. В свою очередь, модель Куперуса—Рааду предполагает образование протуберанцев из сконденсировавшейся корональной плазмы, тогда как по некоторым оценкам всей массы солнечной короны недостаточно для обеспечения веществом более пяти хорошо развитых спокойных протуберанцев [31]. С другой стороны, большая часть спокойных протуберанцев обладает инверсной магнитной конфигурацией [26]. Поэтому в последнее время вновь активно обсуждаются модели, в

которых протуберанец представляется в виде скрученной магнитной петли [27, 30, 32]. При этом имеется два различных подхода. В рамках модели Приста, Худа и Анцера [30] формирование протуберанцев происходит вследствие скручивания гигантской магнитной петли в короне Солнца, а в соответствии с моделью, предложенной Растом и Кумаром [32], их появление обусловлено всплытием магнитной трубки из нижних слоев солнечной атмосферы. Какой же из сценариев является более адекватным?

По нашему мнению, решить данную проблему можно на основе исследования свойств плазмы, окружающей протуберанцы. Из наблюдений в УФ-, оптическом и радиодиапазонах хорошо известно, что довольно часто протуберанцы располагаются в корональных полостях [7, 17, 24, 33, 34, 36], плотность которых в 1.5—3 раза меньше характерных значений спокойной короны, а их радиусы в 3—5 раз превышают толщины протуберанцев. Кроме того, в линиях He I λ 1083 нм [28] и H α [6, 19, 20, 23] вблизи волокон иногда наблюдается избыток эмиссии (bright rim) по сравнению со спокойной хромосферой. Согласно Михайлуце [6] этот избыток обусловлен наличием областей пониженной плотности хромосферной плазмы размером 0.7'—0.9'. При этом происхождение хромосферных полостей объяснялось усиленным истечением вещества в виде солнечного ветра в окрестности протуберанцев вследствие открытой конфигурации магнитного поля. В то же время более естественным является предположение о том, что открытая конфигурация ответственна за формирование плотных корональных арок и шлемовидных корональных лучей, охватывающих корональные полости, в результате их заполнения веществом из нижних слоев атмосферы. Для замкнутых магнитных силовых линий вокруг протуберанцев подобная «подпитка» невозможна, что и приводит к образованию полостей в верхних слоях атмосферы Солнца. Поэтому привлекательной выглядит идея Филиппова [10], который, исходя из модели Куперуса—Рааду, связал формирование хромосферных полостей с замещением хромосферного вещества магнитным полем тока (рис. 1). В пользу этой гипотезы свидетельствует тот факт, что волокна сопровождаются полостями в тех случаях, когда в непосредственной близости от них становится заметной характерная «елочная» структура хромосферы [6, 11]. Однако механизм распространения магнитного поля тока от протуберанца к хромосфере в работе [10] детально не рассматривался, что является главным недостатком модели Филиппова. В самом деле, если принять электрическую проводимость короны $\sigma \approx 10^6 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$, то за время $\Delta t \approx 10^6 \text{ с}$ магнитное поле проникнет на глубину $\delta \sim \sqrt{\eta \Delta t} \approx 1 \text{ км}$, где $\eta = 1/\mu_0 \sigma$ — коэффициент магнитной диффузии, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$ — магнитная постоянная.

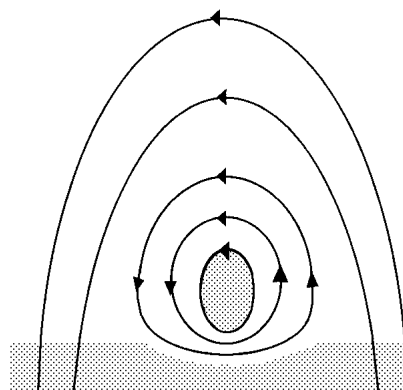


Рис. 1. Схема формирования хромосферной полости в окрестности протуберанца. Заштрихованная часть обозначает место нахождения протуберанца и плотных слоев хромосферы

Ниже будет показано, что формирование как корональных, так и хромосферных полостей можно объяснить скручиванием гигантской корональной петли (трубки). В результате диаметр трубки увеличивается, ее внутренняя часть сжимается, вызывая конденсацию вещества, а внешняя — расширяется. Увеличение диаметра способствует вытеснению хромосферной плазмы в окрестности волокна и формированию хромосферной полости. Образование корональных полостей определяется расширением внешней части трубки, что приводит разрежению плазмы. Причем, как станет ясно из дальнейшего изложения, эволюция петель в значительной мере зависит от поставленных граничных условий. Поэтому данному вопросу мы уделим особое внимание.

ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ И МАГНИТОГИДРОСТАТИЧЕСКОЕ РАВНОВЕСИЕ МАГНИТНЫХ ТРУБОК В КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ

Прежде чем приступить к анализу уравнения магнитогидростатического равновесия [9]

$$\mathbf{j} \times \mathbf{B} = \nabla p, \quad (1)$$

рассмотрим физические условия на границе раздела двух сред.

Для большей общности приводимых рассуждений обратимся к так называемому обобщенному закону Ома в случае частично ионизованной водородной плазмы [3]

$$\begin{aligned} \mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = & \frac{m(\nu_{ei} + \nu_{ea})}{e^2 n} \mathbf{j} + \frac{\mathbf{j} \times \mathbf{B}}{en} + F \frac{\mathbf{f}_a \times \mathbf{B}}{n_a M \nu_{ai}} + \\ & + \frac{\mathbf{f}_e}{en} - \frac{F^2}{n_a M \nu_{ai}} \rho \left(\frac{d\mathbf{v}}{dt} \times \mathbf{B} \right). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь ν_{ei} и ν_{ea} — эффективная частота столкновений электронов с ионами и нейтральными атомами, m и M — массы электронов и протонов, $F = n_a / (n_a + n)$ — относительная плотность нейтральных атомов, $\mathbf{f}_e = -\nabla p_e$ и $\mathbf{f}_a = -\nabla p_a + n_a m_a \mathbf{g}$ — неэлектромагнитные силы, действующие на электроны и атомы, \mathbf{v} — скорость плазмы как целого.

Если скорость течения плазмы \mathbf{v} не изменяется или плазма находится в состоянии покоя ($d\mathbf{v}/dt = \partial\mathbf{v}/\partial t + (\mathbf{v}\nabla)\mathbf{v} \approx 0$), то, подставляя (1) в (2) и пренебрегая силами неэлектромагнитной природы, получим хорошо известный стационарный закон Ома для движущихся сред:

$$\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (3)$$

где $\sigma = e^2 n / [m(\nu_{ei} + \nu_{ea})]$ — электрическая проводимость плазмы.

С учетом законов Фарадея

$$\nabla \times \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t},$$

а также Ампера

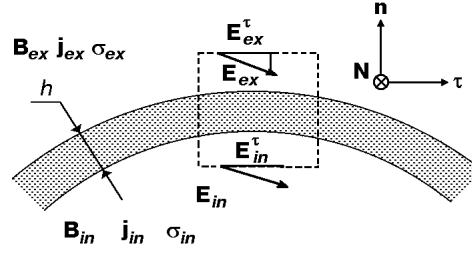
$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j},$$

из (3) следует уравнение магнитной индукции:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times \left(\mathbf{v} \times \mathbf{B} - \frac{\mathbf{j}}{\sigma} \right) = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \nabla \times (\nabla \times \eta \mathbf{B}). \quad (4)$$

В условиях космической плазмы значение проводимости σ очень велико, поэтому членом, ответственным за диффузию магнитного поля, обычно

Рис. 2. Схематическое изображение границы раздела двух сред. Штриховой линией обозначен контур интегрирования вектора напряженности электрического поля



пренебрегают. Однако в токовых слоях или на границе раздела двух сред как магнитное \mathbf{B} , так и электрическое поле $\mathbf{E} = \mathbf{j}/\sigma$ претерпевают заметные изменения на малых масштабах. В этих условиях игнорирование диффузионного члена в уравнении индукции (4) может привести к серьезным ошибкам, на чем мы и остановимся более подробно.

Принимая во внимание интегральную форму записи закона Фарадея для неподвижной относительно выбранного контура системы координат

$$\oint \mathbf{E} d\mathbf{l} = - \int \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} d\mathbf{S}, \quad (5)$$

нетрудно получить условие непрерывности тангенциальной составляющей электрического поля в случае бесконечно тонкой границы раздела двух сред [5, 13]:

$$E_{in}^{\tau} = E_{ex}^{\tau}, \quad (6)$$

где верхний индекс τ обозначает тангенциальную составляющую вектора напряженности электрического поля (рис. 2). Тогда согласно (3) и (6) имеем

$$\frac{j_{in}^{\tau}}{\sigma_{in}} - \frac{j_{ex}^{\tau}}{\sigma_{ex}} = (\mathbf{v}_n \times \mathbf{B}_{in})^{\tau} - (\mathbf{v}_n \times \mathbf{B}_{ex})^{\tau}, \quad (7)$$

где \mathbf{v}_n — составляющая скорости плазмы, перпендикулярная к граничной поверхности.

Если нет поверхностного тока ($B_{ex}^{\tau} = B_{in}^{\tau}$) или $\mathbf{v}_n = 0$, то уравнение (7) сводится к равенству

$$\frac{j_{in}^{\tau}}{\sigma_{in}} = \frac{j_{ex}^{\tau}}{\sigma_{ex}}. \quad (8)$$

Значит, при $j_{ex}^{\tau} \rightarrow 0$ (магнитное поле — потенциально) внешняя проводимость $\sigma_{ex} \rightarrow 0$. Другими словами, резкий переход от непотенциального к потенциальному полю для квазиравновесных магнитных конфигураций может происходить лишь для границы плазма—вакуум, которая встречается, например, в лабораторных Z-пинчах [4], т. е. в токовых жгутах, окруженных слабопроводящей средой. Сущность Z-пинч-эффекта заключается в том, что с увеличением электрического тока плазменный столб сжимается и нагревается под действием сил магнитного натяжения.

Раст и Кумар [32] полагали, что магнитное поле трубки, находящееся в солнечной короне (плазменное бета $\beta = 2nT/B^2 \ll 1$), линейным бессипловым ($\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}$, где α — произвольная константа). Поэтому они воспользовались решением Лундквиста [9]

$$B_z(r) = B_0^* J_0(\alpha r), \quad B_{\varphi}(r) = B_0^* J_1(\alpha r), \quad (9)$$

где B_0^* — магнитное поле в центре трубки, $J_0(ar)$ и $J_1(ar)$ — функции Бесселя первого рода, r — расстояние от оси трубки. Основным недостатком такого решения есть знакопеременность функций Бесселя, поэтому рассматривалась лишь та область определения данных функций, для которой значения составляющих магнитного поля (9) будут положительными. При этом внешнее магнитное поле принималось потенциальным (см. также [14]):

$$j_{\text{ex}}(r) = 0 \quad \text{при } r > a. \quad (10)$$

По нашему мнению, подобное ограничение плотности тока j в условиях солнечной плазмы нельзя считать достаточно обоснованным, так как согласно (8) проводимость внешней среды $\sigma_{\text{ex}} \rightarrow 0$ при $j_{\text{ex}} \rightarrow 0$, т. е. условие (10) скорее применимо для магнитных трубок с границей плазма — вакуум. Более того, бессиловые поля не удовлетворяют требованиям сшивки с вакуумом, поскольку в этом случае $j_{\text{in}}/B_{\text{in}} = j_{\text{ex}}/B_{\text{ex}}$. Полученные противоречия убеждают нас в том, что представление о бесконечно тонкой границе плазма—плазма из-за диффузии магнитного поля на границе является слишком грубым приближением к реальности. Для граничной области, имеющей вследствие диффузии характерную толщину h , вместо (8) необходимо использовать более общее соотношение, следующее из интегральной формы записи закона Фарадея (5):

$$\left(\frac{j_{\text{in}}^r}{\sigma_{\text{in}}} - \frac{j_{\text{ex}}^r}{\sigma_{\text{ex}}} \right) \approx -h \frac{\partial B_N}{\partial t}, \quad (11)$$

где B_N — составляющая магнитного поля, перпендикулярная к сечению граничной области. При получении уравнения (11) мы приняли для простоты $\sum E_n = 0$, где E_n — нормальная составляющая напряженности электрического поля, связанная с разделением электрических зарядов на границе.

Уравнение (11) указывает на то, что в случае границы плазма—плазма важная роль может принадлежать индуцированному диффузионному току $j_d \propto \partial B_N / \partial t$, который приводит к «скачку» магнитного поля ($B_{\text{in}}^r \neq B_{\text{ex}}^r$) и способен оказать заметное влияние на равновесие трубок. Его физическая природа заключается в следующем.

Если магнитная трубка погружена в плазму, то вследствие относительно быстрой диффузии магнитного поля на границе раздела двух сред ($\partial \mathbf{B} / \partial t \propto \Delta \mathbf{B}$) индуцируется диффузионный экранирующий ток j_d . Он направлен таким образом, что связанная с ним сила Ампера противодействует сжатию плазмы в трубке, вызывая расширение как граничной области, так и самой трубки в целом. Продемонстрируем это на примере хорошо известного уравнения бокового баланса давлений для магнитного жгута [1]

$$\bar{p} + \frac{\overline{B_z^2}}{2} = p(a) + \frac{B^2(a)}{2}, \quad (12)$$

где черта сверху обозначает среднее по сечению жгута, a — его радиус. Уравнение (12) носит достаточно общий характер, являясь частным случаем теоремы вириала [16]. Так как вследствие диффузии магнитного поля во внешнюю область (граница «плазма—плазма») $B(a) \rightarrow 0$, то усредненное полное внутреннее давление жгута $\bar{P} = \bar{p} + \overline{B_z^2}/2$ для плазменных сред с $\beta \ll 1$ будет значительно меньше, чем в случае границы плазма—вакуум, когда $B(a)$ имеет конечное значение. Значит, сила Ампера, вызванная диффузионным током, стремится расширить магнитную трубку, окруженную плазмой. Это может привести к тому, что несмотря на увеличение

электрического тока в трубке (скручивание), ее диаметр, в отличие от Z-пинча, будет увеличиваться.

Таким образом, следует более аргументировано подходить к постановке граничных условий для магнитных образований в космической плазме. Согласно полученным результатам скачок плотности тока, имеющий место, например, на границе плазма—вакуум, для плазменных сред должен сопровождаться индуцированием граничного диффузионного тока j_d , играющего заметную роль в магнитогидростатическом равновесии.

Следовательно, чтобы свести к минимуму влияние диффузионного тока на равновесие корональных петель, необходимо использовать такие решения уравнения (1), которые удовлетворяют неравенству $|\bar{B}/B(a)| \ll 1$, причем величина магнитного поля на границе петли $B(a)$ должна быть равна значению внешнего магнитного поля B_{ex} .

СКРУЧИВАНИЕ МАГНИТНЫХ ТРУБОК И МЕХАНИЗМЫ ФОРМИРОВАНИЯ ПОЛОСТЕЙ

Предположим, что основания корональных магнитных петель закреплены в плотной турбулентной фотосфере, а медленные фотосферные движения приводят к скручиванию магнитных петель и их переходу к новым равновесным состояниям. Пренебрегая кривизной магнитных петель и газовым давлением, уравнение магнитогидростатического равновесия (1) для цилиндрически-симметричной трубки с $\mathbf{B} = (0, B_\varphi(r), B_z(r))$ сводится к выражению [9]

$$\frac{d}{dr} \left(\frac{B_z^2 + B_\varphi^2}{2} \right) + \frac{B_\varphi^2}{r} = 0. \quad (13)$$

В силу вмороженности магнитных силовых линий можно предположить, что $B_\varphi \propto B_z$. Тогда, задавая уравнение, связывающее компоненты магнитного поля в виде $B_\varphi^2(r) = s_\gamma^2 r^\gamma B_z^2(r)$, где s_γ — произвольная константа, $\gamma > 0$, из (13) получим

$$\frac{1}{B_z} \frac{dB_z}{dr} + \frac{\gamma + 2}{2} \frac{s_\gamma^2 r^{\gamma-1}}{1 + s_\gamma^2 r^\gamma} = 0.$$

Отсюда следует

$$B_z(r) = \frac{B_0^*}{(1 + s_\gamma^2 r^\gamma)^{(\gamma + 2)/2\gamma}}, \quad (14)$$

$$B_\varphi(r) = \frac{s_\gamma B_0^* r^{\gamma/2}}{(1 + s_\gamma^2 r^\gamma)^{(\gamma + 2)/2\gamma}}, \quad (15)$$

где $s_\gamma = B_\varphi(a)/B_z(a)a^{-\gamma/2}$.

Угол закручивания магнитных силовых линий трубки $\Phi(r)$ на торцах трубки длины L равен [9]

$$\Phi(r) = \frac{LB_\varphi}{rB_z} = s_\gamma L r^{(\gamma-2)/2}, \quad (16)$$

Как следует из (16), для $\gamma = 2$ угол $\Phi(r) = \text{const}$, и мы получаем решение уравнения (13), предложенное Голдом и Хойлом [18]. В свою очередь, для $\gamma < 2$ и $\gamma > 2$ угол $\Phi(r)$ соответственно будет либо уменьшаться, либо увеличиваться с увеличением r . Случай с $\gamma < 2$ не представляет большого

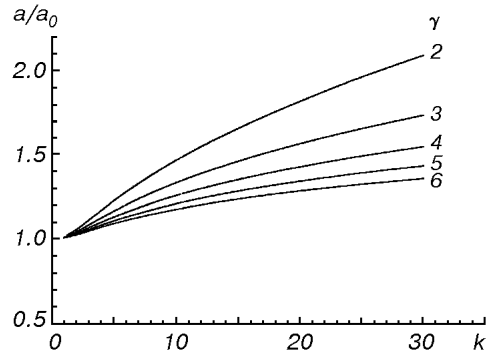


Рис. 3. Результаты численного решения интегрального уравнения (20). Построена зависимость относительного изменения радиуса трубки a/a_0 от отношения составляющих магнитного поля на границе ($k = B_\varphi(a)/B_z(a)$) для различных значений параметра γ

интереса, поскольку тогда отношение азимутального поля к продольному $k(r) = B_\varphi(r)/B_z(r) \gg 1$ при $r \ll a$. Это означает, что на малых расстояниях от центра трубки (область, где происходит формирование протуберанцев) угол наклона магнитного поля к оси трубки $\psi > 20^\circ$. Однако наблюдения дают $k(R) = \text{tg } 20^\circ \approx 0.36$, где согласно принятой модели

$$\bar{k}(R) = \frac{2}{R^2} \int_0^R k(r)rdr. \quad (17)$$

Считая, что значение магнитного поля на границе $B(a)$ в ходе скручивания трубки не изменяется, из (14) и (15) находим

$$B_0^* = B_0(1 + s_\gamma^2 a^\gamma)^{1/\gamma}. \quad (18)$$

где $B_0 \approx B(a) = B_{\text{ex}}$ — магнитное поле нескрученной трубки.

Закон сохранения магнитного потока для продольной составляющей поля B_z представим в виде [9]

$$\int_0^a B_z r dr = \frac{B_0 a_0^2}{2}, \quad (19)$$

где a_0 — радиус нескрученной магнитной трубки. Тогда, из (14), (18) и (19) получим

$$\int_0^a \frac{(1 + s_\gamma^2 a^\gamma)^{1/\gamma}}{(1 + s_\gamma^2 r^\gamma)^{(\gamma+2)/2\gamma}} r dr = \frac{a_0^2}{2}. \quad (20)$$

Результаты численного решения интегрального уравнения (20) для различных значений параметра γ представлены на рис. 3, из которого видно, что при больших $k = B_\varphi(a)/B_z(a)$ радиус трубки a заметно увеличивается. Кроме того, по мере увеличения γ , характеризующего скорость приращения угла закручивания $\Phi(r)$ от оси трубки к периферии, изменение ее радиуса становится все менее существенным.

Так как диаметр трубки по мере ее скручивания увеличивается, то формирование хромосферных полостей в окрестности протуберанцев может происходить из-за вытеснения хромосферной плазмы магнитным полем. Данный процесс будет реализовываться при условии, что магнитное давление вблизи границы трубки превышает по крайней мере газовое давление хромосферного вещества $p_{\text{ch}} = n_a T$, т. е.

$$\frac{B^2(a)}{2\mu_0} > p_{\text{ch}}. \quad (21)$$

Неравенство (21) позволяет оценить минимальное значение B_0^* магнит-

ного поля на оси трубки, необходимое для вытеснения хромосферной плазмы из под волокна. С помощью (14) и (15) из (21) находим

$$B_0^* > \sqrt{2\mu_0 p_{\text{ch}}}(1 + k^2)^{1/\gamma}. \quad (22)$$

Принимая в (22), например, $p_{\text{ch}} = 0.1 \text{ н/м}^2$ ($n_a = 10^{18} \text{ м}^{-3}$, $T = 10^4 \text{ К}$), $k = 10$ и $\gamma = 3$, получим $B_0^* > 2.3 \text{ мТл}$, что не противоречит наблюдательным данным и свидетельствует в пользу принятой модели.

Компенсировать силы магнитного натяжения ($\propto B_\phi^2/r$) можно лишь за счет увеличения градиента B_z -составляющей магнитного поля. Значит, в силу сохранения продольного магнитного потока и увеличения диаметра трубки ее внутренняя часть должна сжиматься, тогда как внешняя — расширяться [15, 29]. Оценим характерные масштабы разрежения и сжатия вещества внутри магнитной трубки, исходя из представлений о вмороженности магнитного поля в плазму.

Дифференциальная форма записи условия вмороженности магнитных силовых линий имеет вид [12]

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\mathbf{B}}{\rho} \right) = \left(\frac{\mathbf{B}}{\rho} \nabla \right) \mathbf{v}, \quad (23)$$

где ρ — плотность плазмы. Если $\mathbf{v} = (v_r(r), v_\phi(r, z), v_z(r))$ и $\rho(r)$, то (23) после несложных преобразований сводится к уравнениям

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left(\frac{B_\phi}{\rho} \right) &= \left(\frac{\mathbf{B}}{\rho} \nabla \right) v_\phi, \\ \frac{d}{dt} \left(\frac{B_z}{\rho} \right) &= 0. \end{aligned} \quad (24)$$

Согласно (24) для движущегося элемента, как и следовало ожидать при заданных параметрах, $B_z/\rho = \text{const}$. Поэтому в той области магнитной трубки, где B_z увеличивается, происходит сжатие и увеличение плотности плазмы. Там, где магнитное поле уменьшается, плазма разрежается вследствие ее расширения. На основании этих рассуждений можно заключить, что на границе области сжатия и расширения B_z -составляющая магнитного поля трубки остается неизменной, поэтому

$$B_z(R_b) = B_0, \quad (25)$$

где R_b — расстояние от центра трубки до поверхности раздела областей сжатия и расширения. Тогда из (14), (18) и (25) получим

$$R_b = a \left(\frac{(1 + k^2)^{2/(\gamma+2)} - 1}{k^2} \right)^{1/\gamma}. \quad (26)$$

Результаты численных расчетов уравнения (26) показывают (рис. 4, а), что с увеличением параметра γ область сжатия занимает все больший объем внутри трубки, и по своим размерам она явно меньше области разрежения при $k \gg 1$ и $\gamma < 5$.

В рамках исследуемой модели из-за сжатия плазмы и развития тепловой неустойчивости [9, 21] образование протуберанцев должно происходить вблизи оси магнитной трубки. Оценим характерный размер области формирования протуберанцев, исходя из наблюдаемых значений угла наклона магнитного поля к оси волокна ψ . Учитывая (17), из (14) и (15) получим

$$\bar{k}(R) = \frac{4}{\gamma + 4} \left(\frac{R}{a} \right)^{\gamma/2} k,$$

ИЛИ

$$R = a \left(\frac{\gamma + 4}{4} \frac{\bar{k}(R)}{k} \right)^{2/\gamma}. \quad (27)$$

На рис. 4, б построены зависимости R/a от k для различных значений γ . Из сопоставления рис. 4, а и рис. 4, б можно сделать вывод о том, что размеры области сжатия превышают характерные размеры области формирования протуберанцев при $k \gg 1$. Это свидетельствует о возможности существования плотной корональной оболочки между протуберанцем и корональной полостью толщиной $(0.1-0.2)a$, что согласуется с результатами некоторых наблюдений [36].

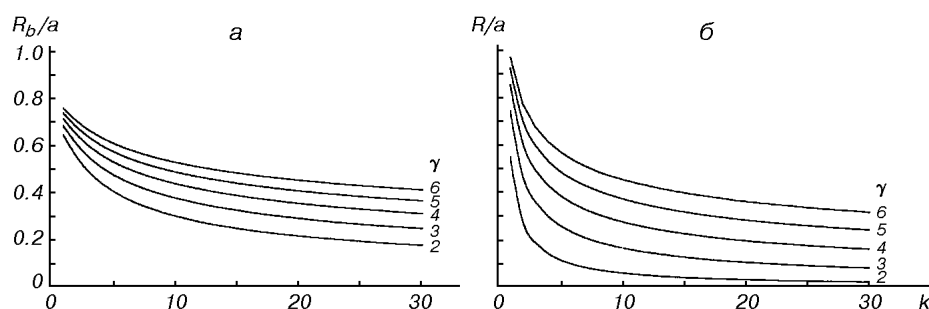


Рис. 4. а — зависимость относительных размеров области сжатия магнитной трубки R_b/a от степени ее скрученности k и параметра γ ; б — зависимость характерных относительных размеров области формирования протуберанца R/a от степени ее скрученности k и параметра γ . То, что $R > R_b$ при $k \gg 1$, свидетельствует о наличии тонкой и плотной оболочки между протуберанцем и корональной полостью

Заметное увеличение диаметра трубок происходит лишь при большой степени скрученности магнитных силовых линий ($k \gg 1$). Поэтому, как следует из критерия Крускала—Шафранова [18], такие магнитные жгуты должны быть неустойчивы к винтовым модам. Однако в рассматриваемом случае стабилизация трубки обеспечивается прежде всего за счет закрепления ее концов в фотосфере и из-за больших размеров гигантской петли. Действительно, критерий устойчивости Крускала—Шафранова для скинированного линейного пинча с однородным продольным магнитным полем и закрепленными концами можно представить следующим образом [1]:

$$|n| > \frac{L}{2\pi a} \frac{B_\varphi(a)}{B_z}, \quad (28)$$

где n — целое число, отличное от нуля. Физический смысл числа n сводится к тому, что вследствие закрепления концов по всей длине жгута L должно укладываться целое число волн, ответственных за возмущение. Как правило, в ходе рассмотрения винтовой неустойчивости принимают $n = 1$, так как в этом случае неравенство (28) может быть особенно легко нарушено. С другой стороны, это означает, что возмущение, ответственное за винтовую неустойчивость, по своим масштабам сравнимо с L . Однако характерные размеры гигантских магнитных петель велики ($L \sim 10^5$ км, $a \sim 3 \cdot 10^4$ км), поэтому природа такого глобального возмущения в условиях солнечной короны представляется проблематичной, и петли даже с $k \gg 1$ могут оказаться достаточно устойчивыми. Кроме того, определенный вклад в стабилизацию неустойчивости вносит и шир $(d/dr[B_\varphi(r)/rB_z(r)]) \neq 0$ магнитного поля трубки [1].

**ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ
И ВЫВОДЫ**

В представленной работе акцентировалось внимание на процессе диффузии магнитного поля на границе раздела двух плазменных сред. В частности, сделан вывод о том, что при рассмотрении магнитогидростатического равновесия корональных петель величина магнитного поля на границе петли должна быть сравнима с его фоновым значением. В противном случае решения уравнения магнитогидростатического равновесия окажутся мало-пригодными для исследования условий равновесия, так как магнитные силы, связанные с индуцированным диффузионным током на внешней границе, могут оказать заметное влияние на равновесное состояние корональных петель.

Мы показали, что в результате скручивания гигантских магнитных петель в короне Солнца их диаметры увеличиваются в отличие от лабораторных Z-пинчей. По нашему мнению, этот процесс является ответственным за образование наблюдаемых хромосферных полостей в окрестности волокон. Причем, если в модели Филиппова [10] замещение хромосферной плазмы объяснялось диффузией магнитного поля, то в данном случае формирование хромосферной полости происходит под действием сил магнитного давления трубки, вытесняющих хромосферную плазму под волокном. При этом проникновение хромосферной плазмы в трубку определяется столкновениями нейтральных атомов с заряженными частицами, что требует специального анализа.

Для интерпретации наблюдаемого хромосферного избытка эмиссии в окрестности протуберанцев используются и принципиально другие подходы. Так, Костик и Орлова [23] связали уярчение хромосферы с отраженным от протуберанца фотосферным светом. Данный механизм, вероятно, способен вносить определенный вклад в рассматриваемое явление. Однако в соответствии с принятой моделью только протуберанцы с инверсной магнитной конфигурацией могут обладать хромосферными полостями. Следовательно, чтобы выяснить, какой из подходов является более адекватным, достаточно исследовать корреляцию между хромосферной эмиссией и типом магнитной конфигурации протуберанцев.

Нами было получено, что по мере скручивания внутренняя часть магнитной трубки сжимается, тогда как внешняя — расширяется. Сжатие плазмы вблизи оси трубки приводит к конденсации вещества и формированию протуберанца из-за развития тепловой неустойчивости, в то время как расширение внешней части трубки обуславливает разрежение плазмы и образование корональной полости. Подробный анализ процессов разрежения и конденсации корональной плазмы в работе не проводился. Одна из причин этого состоит в том, что поскольку плазменное бета $\beta \ll 1$, то распределение основных термодинамических параметров плазмы внутри магнитной трубки может изменяться в достаточно широких пределах, практически не ссылаясь на ее равновесии. Тем не менее, плотность плазмы от центра магнитной трубки к периферии уменьшается, поэтому на границе области сжатия тепловая неустойчивость будет подавлена теплопроводностью [21]. В результате на периферии должна формироваться сравнительно тонкая и плотная корональная оболочка, окружающая протуберанец.

Мы надеемся рассмотреть вопросы конденсации плазмы, а также образования оболочки более подробно в следующей работе.

В заключение отметим, что предлагаемая модель позволяет объяснить формирование как корональных, так и хромосферных областей единым образом — скручиванием гигантской корональной петли. Кроме того,

принятый сценарий находится в согласии с моделью образования протуберанцев, предложенной Пристом, Худом и Анцером [30].

Авторы выражают глубокую признательность рецензенту за полезные замечания.

1. Голант В. Е., Жилинский А. П., Сахаров И. Е. Основы физики плазмы. — М.: Атомиздат, 1977.—384 с.
2. Демулен П. Солнечные протуберанцы // Космическая магнитная гидродинамика. — М.: Мир, 1995.—С. 289—313.
3. Зайцев В. В., Степанов А. В. К динамо-теории солнечных вспышек // Астрон. журн.—1991.—68, № 2.—С. 384—393.
4. Имшенник В. С., Боброва Н. А. Динамика столкновительной плазмы. — М.: Энергоатомиздат, 1997.—320 с.
5. Колесников П. М. Электродинамическое ускорение плазмы. — М.: Атомиздат, 1971.—389 с.
6. Михайлуца В. П. H_{α} -полости в хромосфере // Солнечные данные.—1986.—№ 8.—С. 67—71.
7. Михайлуца В. П., Нооной Г., Генбаатар Г., Минсел Х. Корональные эмиссионные линии λ 5303 и λ 6974 в полостях солнечных протуберанцев-волокон // Солнечные данные.—1982.—№ 11.—С. 105—108.
8. Пикельнер С. Б. Образование протуберанцев // Астрон. журн.—1971.—48, № 2.—С. 357—359.
9. Прист Э. Р. Солнечная магнитогидродинамика. — М.: Мир, 1985.—522 с.
10. Филиппов Б. П. Тонкая структура хромосферы вблизи волокон // Письма в Астрон. журн.—1994.—10, № 10.—С. 770—775.
11. Филиппов Б. П. Образование хромосферной полости под волокном // Астрон. журн.—1998.—75, № 6.—С. 935—938.
12. Франк-Каменецкий Д. А. Лекции по физике плазмы. — М.: Атомиздат, 1964.—282 с.
13. Шерклиф Д. Курс магнитной гидродинамики. — М.: Мир, 1967.—320 с.
14. Anzer U., Tandberg—Hanssen E. A model for quiescent prominences with helical structure // Solar Phys.—1970.—11, N 1.—P. 61—67.
15. Browning P. K., Hood A. W. The shape of twisted line—tied coronal loops // Solar Phys.—1989.—124, N 2.—P. 271—288.
16. Chandrasekhar S., Fermi E. Problems of gravitational stability in the presence of a magnetic field // Astrophys. J.—1953.—118, N 1.—P. 116—141.
17. Chapman R. D. The corona associated with solar filaments // Solar Phys.—1981.—71, N 1.—P. 151—159.
18. Gold T., Hoyle F. On the origin of solar flares // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.—1960.—120, N 2.—P. 89—105.
19. Hansen I., Engvold O., Schmieder B., et al. Bright rims of solar prominences // Magnetic fields and solar processes: The 9th European Meeting of Solar Physics. — Florence, 1999.—P. 445—450.
20. Heinzel P., Kotrc P., Mouradian Z., Buyukliev G. T. On the nature of bright rims of filaments // Solar Phys.—1995.—150, N 1.—P. 19—28.
21. Hood A. W., Priest E. R. The equilibrium of solar coronal magnetic loops // Astron. and Astrophys.—1979.—77, N 1/2.—P. 233—251.
22. Kippenhahn R., Schlutter A. Eine Theorie der solaren Filamente // Z. Astrophys.—1957.—43.—S. 36—62.
23. Kostik R. I., Orlova T. V. On the possible mechanism of formation of emission rim in hydrogen filaments // Solar Phys.—1975.—45, N 1.—P. 119—124.
24. Kundu M. R., Melozzi M., Shevgaonkar R. K. A study of solar filaments from high resolution microwave observations // Astron. and Astrophys.—1986.—167, N 1.—P. 166—172.
25. Kuperus M., Raadu M. A. The support of prominences formed in neutral sheets // Astron. and Astrophys.—1974.—31, N 1.—P. 189—193.
26. Leroy J. L., Bommier V., Sahal—Brichot S. The magnetic field in the prominence of the polar crown // Solar Phys.—1983.—83, N 1.—P. 135—142.
27. Low B. C. Force—free magnetic fields with singular current-density surfaces // Astrophys. J.—1993.—409, N 2.—P. 798—808.
28. McCabe M. K., Mickey D. L. The He 10380 \AA chromosphere and filament associated structures // Solar Phys.—1981.—73, N 1.—P. 59—66.
29. Parker E. N. Cosmical Magnetic Fields, their Origin and Activity. — Oxford: Carendon press, 1979.—841 p.

30. *Priest E. R., Hood A. W., Anzer U.* A twisted flux-tube model for solar prominences. I. General properties // *Astrophys. J.*—1989.—**344**, N 2.—P. 1010—1025.
31. *Rompolt B.* Small scale structure and dynamics of prominences. — Wrocław: Drukarnia Uniwersytetu Wrocławskiego, 1990.—65 p.
32. *Rust D. M., Kumar A.* Helical magnetic fields in filaments // *Solar Phys.*—1994.—**155**, N 1.—P. 69—97.
33. *Saito K., Hyder C. L.* A concentric ellipse multiple-arch system in the solar corona // *Solar Phys.*—1968.—**5**, N 1.—P. 61—86.
34. *Saito K., Tandberg-Hanssen E.* The arch systems, cavities and prominences in the helmet streamer observed at the solar eclipse // *Solar Phys.*—1973.—**31**, N 1.—P. 105—121.
35. *Tandberg-Hanssen E.* *Solar Prominences.* — Dordrecht: Reidel, 1974.—155 p.
36. *Wiik J. E., Schmeieder B., Noens J. C.* Coronal environment of quiescent prominences // *Solar Phys.*—1994.—**149**, N 1.—P. 51—62.

Поступила в редакцию 20.12.99