

ТОНКАЯ ВОЛОКНИСТАЯ СТРУКТУРА СПОКОЙНОГО СОЛНЕЧНОГО ПРОТУБЕРАНЦА

О.А.КОРОЛЬКОВА, А.А.СОЛОВЬЕВ

Поступила 6 сентября 2019

Принята к печати 11 марта 2020

Представлена теоретическая модель холодного и плотного изолированного солнечного протуберанца. Термодинамические параметры волокна (газовое давление, плотность и температура) рассчитываются по заданной структуре магнитного поля. Волокно располагается над фотосферной линией раздела полярности, его магнитное поле быстро уменьшается с расстоянием от оси, поэтому полный электрический ток вдоль оси волокна равен нулю. Рассматривается протуберанец с винтовой структурой магнитного поля, разделенной на отдельные тонкие волокна. Распределения плотности и температуры протуберанца, полученные из условия равновесия такого магнитного поля, хорошо соответствуют известным наблюдаемым параметрам.

Ключевые слова: *Солнце: протуберанцы: волокна*

1. *Введение.* Изучение протуберанцев - одна из важных задач физики Солнца. Удержание в течение долгого времени гигантских образований очень холодной и плотной (по сравнению с солнечной короной) плазмы против сил тяжести в магнитном поле представляет собой сложную и интересную задачу плазменной физики. Интерес к строению протуберанцев обусловлен и тем, что их эруптивные фазы обычно тесно связаны с такими геоэффективными проявлениями солнечной активности, как солнечные вспышки и корональные выбросы масс.

Физические характеристики плазмы в протуберанцах резко отличаются от корональных: температура в них ниже температуры окружающей среды на 2 порядка, а плотность, наоборот, - выше, примерно на те же 2 порядка. При этом магнитное поле солнечных волокон может иметь очень сложную структуру, хотя определенная их классификация все-таки существует: принято выделять структуры с аркадной и винтовой геометрией магнитных силовых линий, а также различать волокна с прямой и инверсной полярностью пронизывающего их магнитного поля (по отношению к ориентации фотосферного поля).

Начиная с 50-х годов прошлого века, делаются попытки построения математических моделей протуберанцев. Однако какой-либо признанной модели до сих пор не существует. Много работ посвящено механизму образования солнечных волокон, активно изучаются колебательные процессы в них, но

при этом задача описания равновесия спокойного долгоживущего волокна зачастую просто не ставится. Обсуждается лишь магнитная конфигурация (приводится рисунок магнитных силовых линий), которая, по мнению авторов, должна обеспечить равновесие, но соответствующих расчетов равновесных значений температуры и плотности не приводится. Между тем, только достаточное соответствие этих характеристик (низкая T и высокая ρ) наблюдательным данным может дать основание причислять обсуждаемую структуру к классу солнечных протуберанцев.

Как пример современных теоретических моделей спокойных солнечных волокон, можно привести работы [1,2]. В [1] рассчитывается политропная модель плотного волокна, но расчеты температуры отсутствуют, поэтому непонятно, является ли построенная конфигурация протуберанцем. В работе [2] протуберанец уподобляется математическому маятнику, и вся проблема равновесия сведена к равенству в одной только точке величины силы тяжести и магнитного натяжения силовых линий, имеющих в этом месте некоторый прогиб. Приведенные примеры показывают, что проблема равновесия солнечных волокон и на сегодня остается весьма актуальной.

2. Моделирования протуберанцев при наличии в системе трансляционной симметрии: уравнения и постановка задачи. Солнечные волокна имеют обычно длину, значительно превосходящую радиус их сечения, поэтому представляется вполне оправданным при их теоретическом описании вводить предположение о трансляционной симметрии, т.е. полагать, что параметры длинного волокна вдоль его оси меняются незначительно. В данном случае используется декартова система координат, с осью z , направленной вертикально вверх, осью x - поперек волокна, и осью y - вдоль его оси. Зависимость любых параметров волокна от y отсутствует ($\partial/\partial y = 0$). Система уравнений магнитной гидростатики в традиционных обозначениях имеет вид:

$$\nabla P = \frac{1}{4\pi} [\text{rot} \mathbf{B} \times \mathbf{B}] - \rho g \mathbf{e}_z, \quad (1)$$

$$\text{div} \mathbf{B} = 0, \quad (2)$$

$$T(x, z) = \frac{\mu P}{\mathcal{R} \rho}. \quad (3)$$

Здесь $\mathbf{B}$ - напряженность магнитного поля, P - давление газа, ρ - удельная плотность, T - температура, μ - средняя молярная масса газа, $\mathcal{R}$ - универсальная газовая постоянная, g - ускорение свободного падения на поверхности Солнца, $g = 2.74 \cdot 10^4 \text{ см/с}^2$. При наличии трансляционной симметрии, условия равновесия принимают вид [3]:

$$\Delta A = -\frac{1}{2} \frac{dB_y^2(A)}{dA} - 4\pi \frac{dP(A, z)}{dA}, \quad (4)$$

$$\rho(A, z) = -\frac{1}{g} \frac{\partial P(z, A)}{\partial z}. \quad (5)$$

В уравнениях (4), (5) введена $A(x, z)$ - функция магнитного потока, которая определяется интегралом $A(x, z) = \int_0^x B_z(x', z) dx'$, B_z - вертикальная составляющая напряженности магнитного поля. Уравнение (3) - состояние идеального газа, уравнение (4) определяет равновесие волокна, а уравнение (5) описывает гидростатическое распределение плотности вдоль магнитных силовых линий.

Компоненты поля B_x и B_z , выражаются производными от функции потока A :

$$B_z = \frac{\partial A}{\partial x}; \quad B_x = -\frac{\partial A}{\partial z}, \quad (6)$$

что гарантирует выполнение условия $\text{div} \mathbf{B} = 0$. Продольный компонент поля B_y , ввиду трансляционной симметрии, не зависит явно от координат (x, z) и определяется только значением функции магнитного потока: $B_y = B_y(A)$

Система (1)-(3) недоопределена: в ней отсутствует уравнение переноса энергии, которое в хромосфере и короне Солнца имеет очень сложный вид. По этой причине приходится задавать некоторые дополнительные условия. В качестве таковых мы будем считать известной (заданной) магнитную структуру волокна.

Таким образом, идея построения моделей равновесных солнечных протуберанцев заключается в следующем: задав разумную (с точки зрения наблюдательных данных) магнитную структуру волокна, т.е. считая функции $A(x, z)$ и $B_y(A)$ известными, требуется найти распределение газового давления в системе путем интегрирования уравнения равновесия (4), затем рассчитать распределение плотности по уравнению (5) и, наконец, вычислить температурный профиль по уравнению состояния идеального газа (3). Впервые этот метод был реализован в [4] для описания аркадной модели протуберанца. В последующем он был развит в работах [5,6]. В [6] было рассмотрено волокно с винтовой структурой магнитного поля, в [5] показано, как можно моделировать протуберанцы прямой и обратной полярности.

Приняты следующие граничные условия в задаче моделирования:

1. Волокно, в соответствии с данными наблюдений, рассматривается как уединенная магнитная структура, т.е. принимается, что магнитное поле волокна достаточно быстро убывает с расстоянием от его оси.

2. Из наблюдательных данных известно, что спокойные протуберанцы, как правило, располагаются над фотосферной линией раздела полярности. В наших моделях это условие выполняется за счет соответствующего выбора магнитной структуры волокна.

Заметим также, что в существующих моделях протуберанцев обычно в качестве внешней среды рассматривается вакуумная область с потенциальным

магнитным полем. В наших моделях внешняя среда представлена как реальная солнечная корона, имеющая определенную плотность плазмы и давление. Она описывается современной гидростатической моделью солнечной атмосферы [7]. В этой модели температура плазмы на уровне фотосферы равна 6583 К (уровень с температурой, которую обычно принято считать фотосферной, располагается на 50 км выше), концентрация частиц составляет около $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Продольная составляющая магнитного поля B_y , создающая вместе с двумя другими компонентами винтовую структуру магнитных силовых линий, зависит, как уже отмечалось, вследствие трансляционной симметрии системы, только от функции магнитного потока A , и зависимость эту можно задать произвольно. Если принять:

$$B_{y0}^2 - B_y^2(A) = (\alpha A)^2, \quad (7)$$

где B_{y0} - максимальное значение продольного поля на оси протуберанца, а α - некоторый коэффициент, имеющий размерность обратной длины (ниже при расчетах принималось $\alpha = 0.3 \text{ Мм}^{-1}$), то поле $B_y(A)$ оказывается минимальным на оси жгута и максимальным вне. Это означает, что волокно погружено в некоторый магнитный желоб, обеспечивающий дополнительное удержание плотной плазмы протуберанца в магнитном поле.

В отличие от известного уравнения Грэда-Шафранова [8], описывающего равновесие разреженной горячей плазмы, которая создается для запуска управляемой термоядерной реакции и отделяется от жесткого металлического кожуха вакуумной областью, в уравнении (4), благодаря учету силы тяжести, газовое давление зависит не только от функции A , но и от вертикальной координаты z : $P(A, z)$. Вследствие этого возникает возможность проинтегрировать уравнение равновесия (4) по одной из двух переменных A , оставляя значение другой переменной z фиксированным:

$$P(A, z) = P_{ex}(z) + \frac{B_{y0}^2 - B_y^2}{8\pi} - \frac{1}{4\pi} \int_0^A \Delta A' dA'. \quad (8)$$

Здесь $P_{ex}(z)$ - газовое давление внешней среды, задаваемое, как указано выше, моделью [7]. Надо учесть, что в (8) полный дифференциал потока имеет вид $dA(x, z) = \frac{\partial A}{\partial x} dx$, поскольку переменная z фиксируется. Задача интегрирования в (8) значительно упрощается, если в функции потока переменные разделены: $A(x, z) = X(x)Z(z)$. В этом случае интеграл дает: $Z^2 \int_0^A \frac{\partial^2 X}{\partial x^2} \frac{\partial X}{\partial x} dX + Z \frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} \int_0^A X \frac{\partial X}{\partial x} dx$, и мы получаем распределение давления в данной структуре в виде:

$$P(A, z) = P_{ex}(z) + \frac{B_{y0}^2 - B_y^2}{8\pi} - \frac{1}{8\pi} \left[\left(\frac{\partial A}{\partial x} \right)^2 + A \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} \right]. \quad (9)$$

В качестве константы интегрирования здесь берется значение давления в удаленной точке внешней среды $P_{ex}(z)$. После вычисления правой части (9) ее необходимо привести к переменным A и z для расчета плотности по формуле (5) путем дифференцирования по z при фиксированном A . Далее, зная давление и плотность, рассчитываем температуру из уравнения (3).

3. Модель протуберанца с тонкой структурой магнитного поля. Как известно, для протуберанцев характерна тонкая волокнистая структура. Поэтому, наряду с моделированием общего строения тела волокна, возникает проблема описания этой тонкой структуры, которая в нашем случае решается относительно просто.

Ранее в [9] нами уже был предложен ряд моделей, учитывающих тонкую структуру солнечных волокон как в высотном, так и в поперечном направлениях. Но в указанной работе не использовалось условие разделения переменных в функции потока, что значительно усложняло интегрирование и приводило к относительно сложным, в том числе численным, расчетам.

В данной работе мы зададим функцию потока с разделенными переменными так, что она будет описывать равновесную магнитоплазменную конфигурацию в форме скрученного магнитного жгута, состоящего из ряда продольных волокон:

$$A(x, z) = B_0 L \exp(-k_x^2 x^2 - k_z^2 z^2) [1 + 0.3 \cos(\alpha x)] \sin(bz + \varphi). \quad (10)$$

Здесь B_0 - единица измерения магнитного поля; уровень фотосферы, от которого отсчитываются высоты, имеет нулевую высоту: $z = 0$; коэффициенты a и b - параметры, определяющие тонкую структуру, k_x , k_z - характерный обратный масштаб длины в соответствующем направлении, φ - произвольная начальная фаза. Численный параметр L введен для сохранения размерности, при расчетах принимаем его равным 1 Мм. В формуле (10) экспонента описывает основное тело волокна, а добавки по x и z , в виде гармонических слагаемых, обеспечивают тонкую внутреннюю структуру магнитного поля.

На рис.1 представлен трехмерный вид магнитной конфигурации, задаваемой уравнением $A = \text{const}$, где A описывается формулой (10). Вдоль оси y волокно бесконечно длинное, а в вертикальном направлении оно распадается на несколько магнитных слоев, каждый из которых гофрирован в поперечном направлении. Вертикальное поле под волокном на фотосфере меняет знак, т.е. волокно располагается над линией раздела полярностей.

На рис.2, 3 показаны термодинамические параметры плазмы (концентрация и температура) рассматриваемого распределения. Пики на рис.2 означают

наличие сильной концентрации плазмы на оси отдельных волокон. В температурном профиле тонкая структура волокна также выражена достаточно

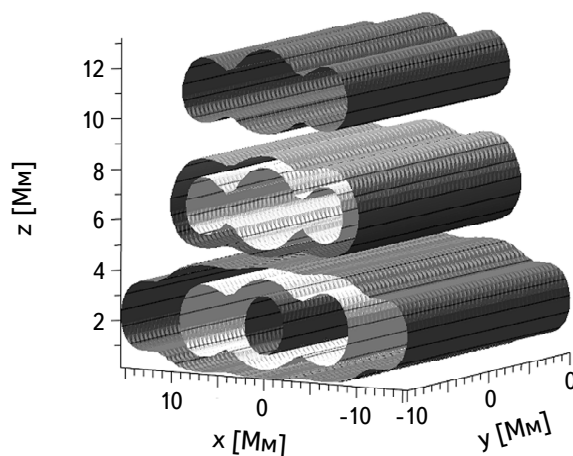


Рис.1. Трехмерный вид магнитных силовых поверхностей, задаваемых уравнением $A = \text{const}$, где A описывается формулой (10). Все длины измеряются в Мм. При расчетах принято: $B_0 = 3.4$ Гс, $k_x = 1/8$ Мм⁻¹, $k_z = 1/9$ Мм⁻¹, $a = 1$ Мм⁻¹, $b = 2$ Мм⁻¹, $\varphi = 3$.

отчетливо. В наиболее холодных частях волокна температура достигает значений 4500 - 5000 К, соответствующие им концентрации составляют несколько единиц на 10^{11} см⁻³. Магнитное поле в теле волокна на средних высотах составляет несколько гаусс. Указанные значения параметров волокна вполне соответствуют

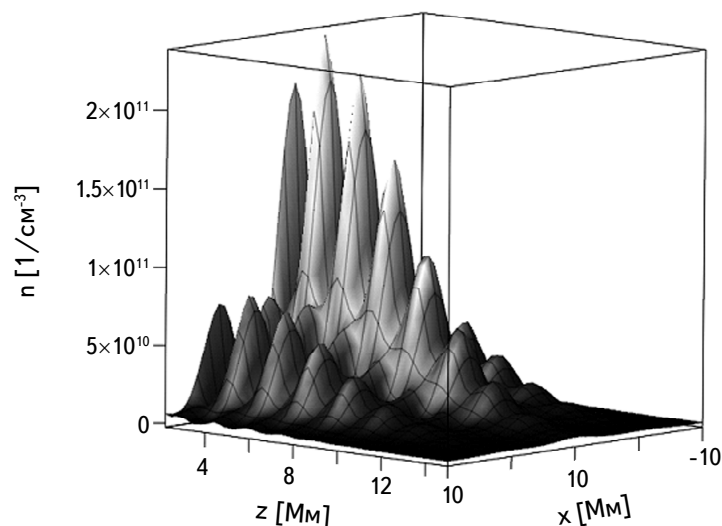


Рис.2. Концентрация частиц в волокне. Вертикальная ось дает численные значения концентрации на кубический см. Градиентом цвета показаны эти значения от наименьших (темный) до наибольших (светлый) величин.

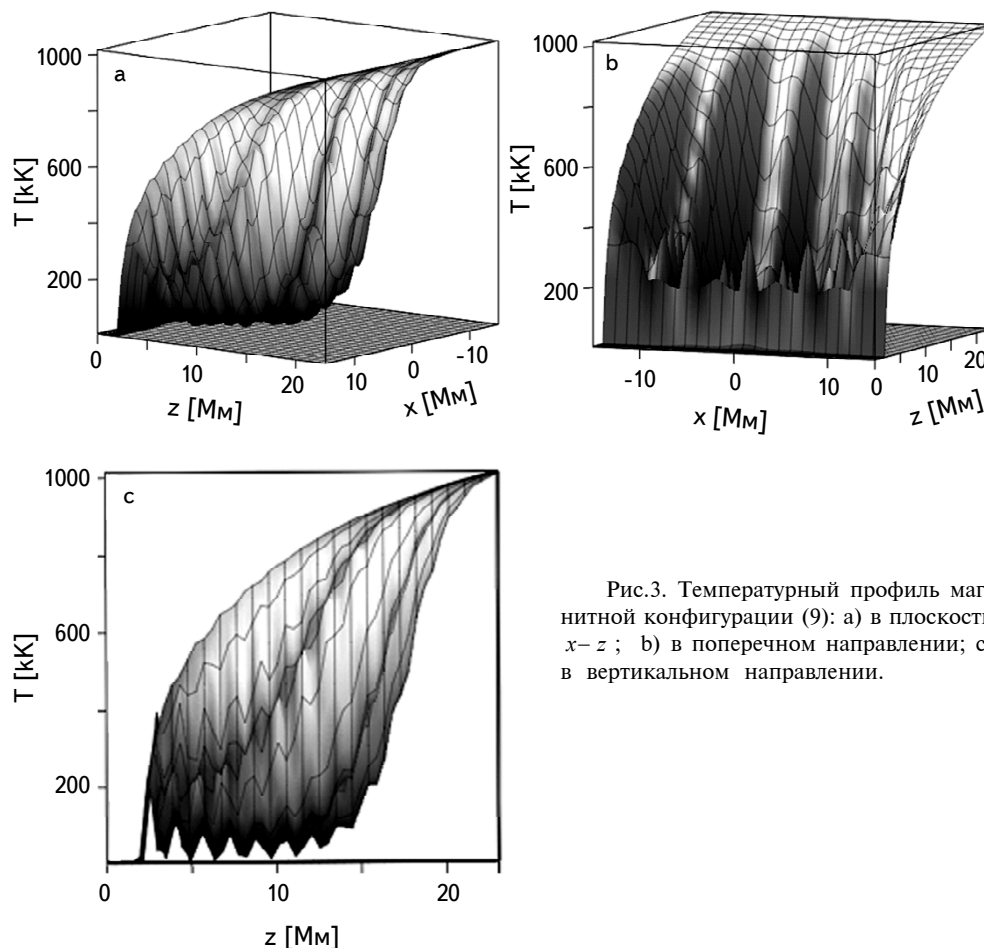


Рис.3. Температурный профиль магнитной конфигурации (9): а) в плоскости $x-z$; б) в поперечном направлении; в) в вертикальном направлении.

тому, что наблюдается в реальных протуберанцах.

4. *Заключение.* Представлена новая модель спокойного протуберанца, обладающего тонкой структурой как магнитного поля, так и распределений термодинамических характеристик. В данной модели магнитное поле на уровне фотосферы составляет около 10 Гс. Геометрические размеры и физические параметры отдельных волоконцев (температура самых холодных участков около 5000 К, наибольшая концентрация частиц - $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$) хорошо соответствуют наблюдательным данным.

Характерной особенностью представленной модели является то, что вертикальные координаты температурных минимумов и максимальных сгущений плотности плазмы не совпадают (точки с максимальной плотностью располагаются выше по высоте на 0.5 - 1 Мм, чем температурные минимумы). Было бы интересно в будущем проверить это свойство теоретической модели на

соответствующем наблюдательном материале.

Авторы признательны анонимному рецензенту за полезные критические замечания. Работа поддержана грантом РФФИ 18-02-00168.

ФГБУН "Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН",
Россия, e-mail: korolkovaao@gmail.com

FINE FILAMENT STRUCTURE OF QUIESCENT PROMINENCE

O.A.KOROLKOVA, A.A.SOLOV'EV

A theoretical model of an isolated solar prominence with cold and dense plasma is presented. Thermodynamic parameters (gas pressure, density and temperature) are calculated according to a given structure of the magnetic field. The filament is located above the photospheric line of polarity inversion, the magnetic field of the filament decreases rapidly with distance from the axis, therefore the net electrical current along the filament is zero. The prominence has the helical structure of magnetic field divided into many fine filaments. The plasma density and temperature derived from the equilibrium condition of the given magnetic field correspond well to the known observational data.

Keywords: *Sun: prominence: filaments*

ЛИТЕРАТУРА

1. B.C.Low, M.Zhang, *Astrophys. J.*, **609**, 1098, 2004.
2. M.Luna, J.Karpen, *Astrophys. J. Lett.*, **750**, L1, 2012.
3. B.C.Low, *Astrophys. J.*, **197**, 251, 1975.
4. A.A.Solov'ev, *Astron. Rep.*, **54**, 86, 2010.
5. O.A.Korolkova, A.A.Solov'ev, *Geomagnetism & Aeronomy*, **59**, 858, 2019.
6. A.A.Solov'ev, O.A.Korolkova, E.A.Kirichek, *Geomagnetism & Aeronomy*, **56**, 1090, 2016.
7. E.H.Avrett, R.Loesser, *Astrophys. J. Suppl.*, **175**, 229, 2008.
8. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, М., Наука, 1982.
9. O.A.Korolkova, A.A.Solov'ev, *Geomagnetism & Aeronomy*, **57**, 1018, 2017.