

МОДИФИКАЦИЯ МОДЕЛИ ФАКЕЛЬНОГО ЭЛЕМЕНТА

Соловьев А.А.^{1,2}, Киричек Е.А.¹

¹Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

²Калмыцкий государственный университет, Элиста, Россия

MODIFICATION OF 3D MODEL OF FACULAR ELEMENT

Solov'ev A.A.^{1,2}, Kirichek E.A.¹

¹Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS, Saint Petersburg, Russia

²Kalmyk State University, Elista, Russia

In the development of a facular knot model published earlier [1], its modified variant is presented. As previously, the potential solution [2] was taken as a basis of magnetic structure of the facular element. Again, the magnetic profile of the facular knot has the form of a fountain with thin trickles of plasma flowing along the magnetic field lines. Such picture is similar to the observational patterns [3, 4]. In a new model, a different method of introducing a power correction is used, which removes the magnetic system from the initial potential state. In the new version of the model, a change in only one geometric parameter leads to a sharp change in the temperature profile of the facula: instead of a dark central dip, a bright hot core appears. The observational evidence of such a transformation is given using the SDO data.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-363-368

1. Введение

В работе [1] нами была построена стационарная модель факельного элемента, магнитная структура которого похожа на фонтан: вдоль его взлетающих и плавно спадающих магнитных силовых линий стекают тонкие струйки плазмы, более горячей, чем окружающая хромосфера. Профиль температуры такого факела на уровне фотосферы имел центральный провал (аналог вильсоновской депрессии в пятне), окруженный яркими факельными гранулами. В [1] за исходную модель бралось потенциальное распределение [2], в которое вводилась такая силовая поправка, которая бы создавала структуру, похожую на ту, что реально наблюдается на Солнце. В данной работе мы представим другой вариант этой нашей «фонтанной» модели факела.

2. Модель

Рассматриваем нескрученную вертикальную магнитную силовую трубку в координатах (r, φ, z) : $\mathbf{V} = \{B_r(r, \varphi, z)\mathbf{e}_r, 0 \cdot \mathbf{e}_\varphi, B_z(r, \varphi, z)\mathbf{e}_z\}$, т.е. $B_\varphi = 0$. Продольное и радиальное магнитное поле выразим через функцию магнитного потока $A(r, z) = \int_0^r b_z r dr$ и некоторую произвольную безразмерную функцию этого же потока и угловой координаты:

$$\begin{aligned} B_z(r, \varphi, z) &\equiv B_0 F(A, \varphi) b_z(r, z); & b_z(r, z) &= \frac{1}{r} \frac{\partial A(r, z)}{\partial r}; \\ B_r(r, \varphi, z) &\equiv B_0 F(A, \varphi) b_r(r, z); & b_r(r, z) &= -\frac{1}{r} \frac{\partial A(r, z)}{\partial z}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $B_0 = const$ – единица измерения напряженности магнитного поля. Наличие свободной функции в распределении магнитного поля позволяет моделировать тонкую азимутальную структуру факельных полей, отмечаемую наблюдателями [3–5]. Зависимость F от угла выберем, к примеру, в таком простом виде:

$$F^2(A, \varphi) = 1 + f(A, \varphi) = 1 + k^2 \left| A \cdot \sum_i a_i \sin(m_i \varphi) \right|, \quad (2)$$

где $f(A, \varphi)$ положительная осциллирующая функция, убывающая с высотой за счет убывания потока A . Здесь a_i, m_i – численные коэффициенты, k – обратный масштаб длины. Различные значения параметра m , описывают разнообразные структуры поля. Так, при $m < 1$ имеем сильную боковую деформацию соответствующего температурного профиля. Большие m описывают тонкую филаментарную структуру факела. Когда угловой зависимости поля нет, $F = 1$.

Для описания магнитной структуры факела возьмем, как основу, решение [2]:

$$B_z = B_0 J_0(kr) \exp(-kz), \quad B_r = B_0 J_1(kr) \exp(-kz), \quad (3)$$

Здесь $J_0(kr), J_1(kr)$ – Бесселевы функции нулевого и первого порядка, B_0 – магнитное поле на фотосфере, $z = 0$. Потенциальное магнитное поле не возмущает среду, в которую оно погружено. Для того чтобы магнитное поле стало наблюдаемым, оно должно вызывать отклонения параметров плазмы от гидростатического фона, поэтому в (3) следует ввести некоторые «силовые» поправки. В [1] это были: (i) угловая зависимость (2), (ii) замена экспоненты в (3) функцией:

$$Z(z) = 2(\exp(kz) + 1)^{-1}, \quad (4)$$

которая при $z > 0$ стремится к $2\exp(-kz)$, и тогда поле приближается к потенциальному. При $z < 0$ магнитное поле, идущее вниз, стремится к $2B_0 = const$.

Компоненты магнитного поля в такой трансформации имеют вид:

$$B_z = B_0 F(A, \varphi) Z(kz) J_0(kr), \quad B_r = B_0 F(A, \varphi) \left[-\frac{\partial Z(kz)}{\partial (kz)} \right] J_1(kr). \quad (5)$$

В настоящей работе мы иначе введем отклонение поля от потенциального распределения. Мы не станем использовать «ступеньку» (4) вместо экспоненты, но примем, что вертикальный и горизонтальный масштабы магнитной конфигурации отличаются друг от друга. Этого уже достаточ-

но, чтобы поле перестало быть потенциальным. Тогда вместо (3) будем иметь

$$B_z = B_0 J_0(kr) \exp(-lz), \quad B_r = \frac{l}{k} B_0 J_1(kr) \exp(-lz), \quad (6)$$

Уровень фотосферы: $z = 0$. При $l=k$ возвращаемся к потенциальному полю (3). При $l < k$ горизонтальный масштаб факела меньше вертикального (напомним: l, k – это обратные масштабы), факел вытянут вверх, при $l > k$ доминирует горизонтальный масштаб, факел как бы «прижат» к фотосфере. Нас интересует вопрос, как соотношение масштабов, $\lambda \equiv l/k$, отразится на форме температурных профилей факельных узлов по сравнению с результатами работы [1].

Как и в [1], факельный узел окружен гидростатической внешней средой. Она задана моделью солнечной атмосферы [6], в которой на уровне фотосферы: $T(0) = 6583\text{K}$, $P(0) = 1.228 \times 10^5 \text{ dyn/cm}^2$, $\rho(0) = 2.87 \times 10^{-7} \text{ g/cm}^3$. Слой с $T = 5800 \text{ K}$, которую обычно считают фотосферной, находится в модели [6] на 50 км выше.

3. Температурные профили факельного узла

Развитые в [1] аналитические методы позволяют по заданной структуре магнитного поля рассчитывать давление, плотность, температуру и скорость течений плазмы в каждой точке изучаемой магнитной конфигурации. Согласно [1], давление и плотность плазмы в силовой трубке факела задаются следующими соотношениями:

$$P(r, z) = P_{ex}(z) + \frac{B_0^2}{8\pi} \left[b_r^2 + 2 \int_{\infty}^r b_z \frac{\partial b_r}{\partial z} dr \right] - \frac{B^2(r, \varphi, z)}{8\pi} + \frac{B_{ex}^2}{8\pi}, \quad (7)$$

$$\rho(r, z) = \rho_{ex}(z) + \frac{B_0^2}{8\pi} \frac{1}{g} \left[2b_r \frac{\partial b_z}{\partial r} - \frac{\partial}{\partial z} \left(b_r^2 - b_z^2 + 2 \int_{\infty}^r b_z \frac{\partial b_r}{\partial z} dr \right) \right]. \quad (8)$$

Величины со значком “ex” относятся к внешней среде. Подставив в эти формулы выражения для поля (6) и угловой зависимости (2), получим:

$$P(r, z, \varphi) = P_{ex}(z) + \frac{B_{ex}^2}{8\pi} - \frac{B_0^2}{8\pi} \exp(-2lz) \left[J_0^2(1-\lambda) + (J_0^2 + J_1^2) \cdot f(r, \varphi, z) \right], \quad (9)$$

$$\rho(r, z) = \rho_{ex}(z) - \frac{B_0^2 k}{4\pi g} \exp(-2lz) (1-\lambda) \left[J_1^2 + \lambda \cdot J_0^2 \right]. \quad (10)$$

Температуру плазмы факела находим из уравнения состояния идеального газа:

$$T(r, \varphi, z) = \frac{P(r, \varphi, z) \mu}{\rho(r, z) \mathfrak{R}}, \quad (11)$$

где \mathfrak{R}, μ – газовая постоянная и средняя молярная масса газа соответственно.

Замечательное свойство полученных выражений в том, что знак магнитных добавок к давлению и плотности плазмы в факеле зависит (если не считать влияния небольшого углового члена с $f(r, \varphi, z)$) только от величины λ . Когда это отношение меньше 1, обе добавки отрицательны, когда больше 1, эти добавки положительны! В последнем случае мы получаем магнитную структуру, в которой и давление, и плотность внутри факела превышают внешние значения. Это странное, на первый взгляд, распределение оказывается возможным за счет того, что в случае магнитного поля, прижатого к фотосфере, натяжения радиального компонента поля начинают доминировать в поперечном балансе сил над распирающим магнитную силовую трубку давлением вертикального компонента поля. Температурный профиль также сильно меняется с изменением геометрического параметра λ . На рис. 1, 2 показаны температурные профили факела на уровне фотосферы при двух различных значениях λ .

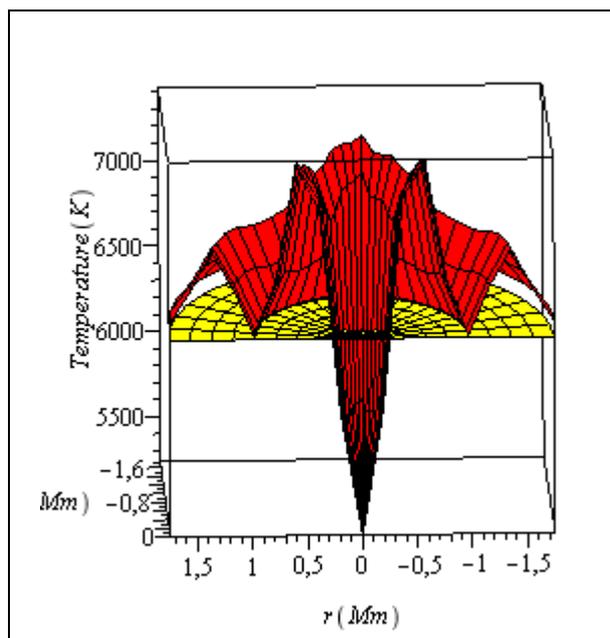


Рис. 1. Температурный профиль на уровне фотосферы, $B_0 = 1000G$, $\lambda = 0.75$.

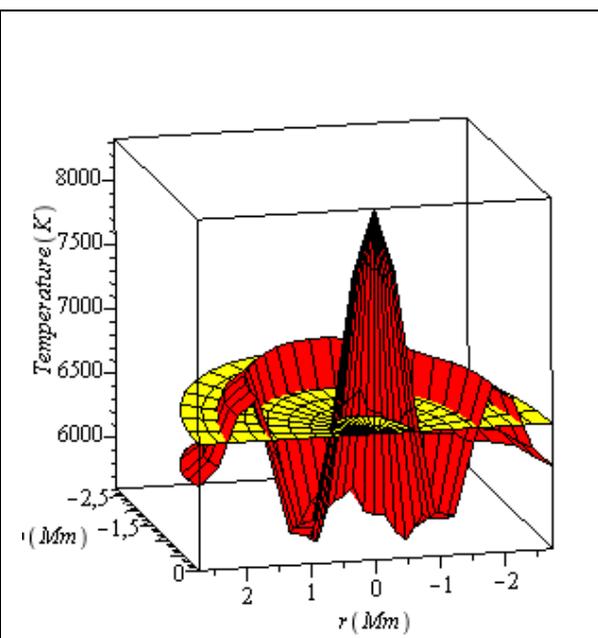


Рис. 2. Температурный профиль на уровне фотосферы, $B_0 = 1000G$, $\lambda = 2$.

В первом случае, когда $l = 0.75k$, мы имеем профиль того же типа, что и в модели [1], с характерным темным провалом в центре (микropора?), окруженным ярким кольцом. Во втором случае, при $l = 2k$, что соответствует магнитному полю факела, прижатому к фотосфере, температурный профиль радикально изменился – вместо холодного провала появился горячий центральный пик температуры.

Этот эффект позволяет нам естественным образом проинтерпретировать интересное явление трансформации темного в центральной его части факела в яркий объект по мере его продвижения по диску Солнца, которое было зарегистрировано 07/07/2013 инструментом AIA станции SDO с каденцией 12 минут.

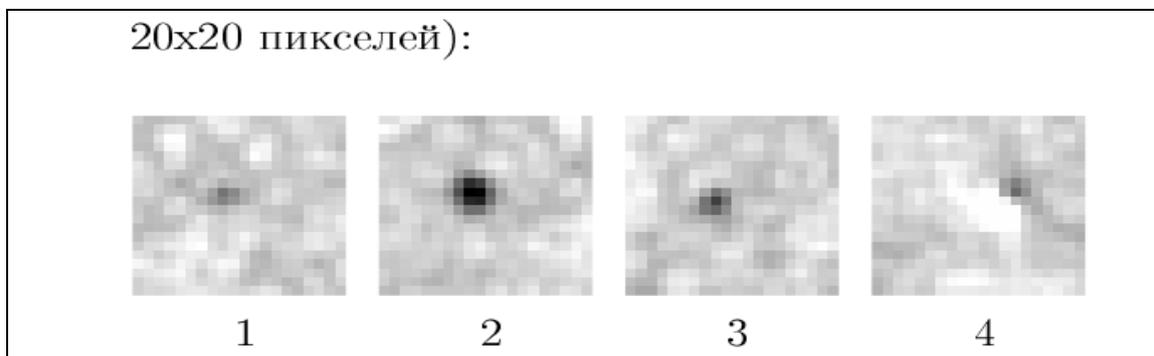
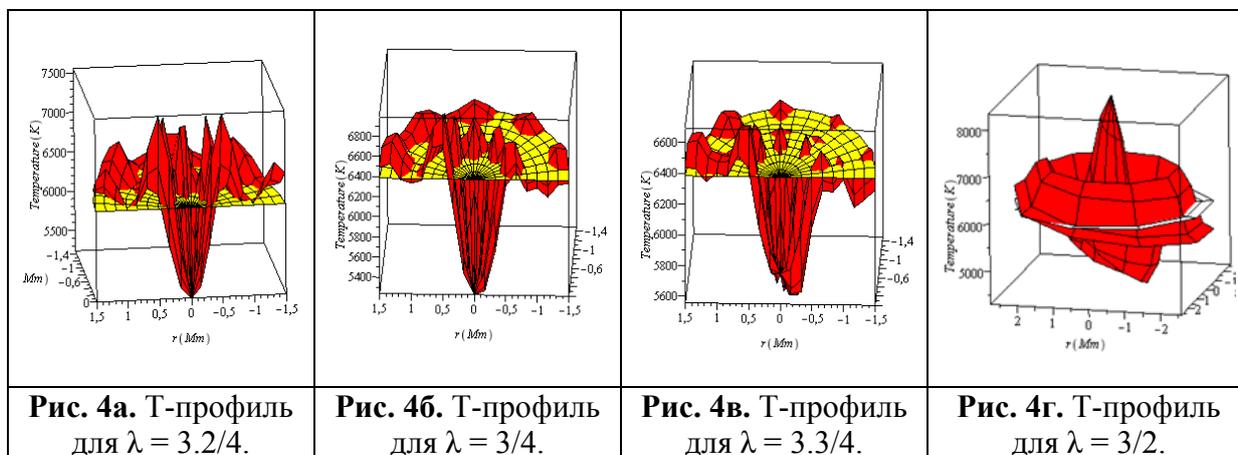


Рис. 3. Временная эволюция факельного образования с темным центральным провалом.
Каденция = 12 минут.

В течение 36 минут наблюдалось устойчивое факельное образование с темным центром в окружении светлых факельных гранул. На четвертом снимке, полученном через 48 минут от начала наблюдений, центральная часть приобрела повышенную яркость, и только в правом верхнем углу сохранился небольшой участок прежнего темного ядра.

В параллель этой наблюдавшейся последовательности можно предложить последовательность теоретически рассчитанных по обсуждаемой здесь модели температурных профилей факела, в которой параметр λ все время оставался меньше единицы (при неизменности всех прочих параметров системы), а к 48 минуте его величина под влиянием каких-то внешних воздействий превысила 1, т.е. магнитный профиль стал более широким и менее вытянутым по высоте.



На рис. 4 приведены температурные профили факельного узла на уровне фотосферы для напряженности поля $B_0 = 1000G$, изменяющиеся только за счет изменения геометрического параметра λ . Для угловой функции было принято: $f(r, \varphi, 0) = rJ_1(kr) \cdot |\sin(0.4\varphi) + 0.2 \sin(10\varphi)|$.

Наиболее глубокий центральный провал наблюдается на рис. 4б, когда параметр λ минимален: $\lambda = 0.75 < 1$. Температурный профиль резко меняется при $\lambda = 1.5 > 1$. В центре появляется яркий центральный максимум, но при этом профиль сильно асимметричен, в правой части имеется небольшое холодное (темное) образование в соответствии с картиной на рис. 3.

Заключение

1. Представлен модифицированный вариант опубликованной в [1] аналитической 3D модель стационарного факельного узла в виде «магнитного фонтана», которая хорошо описывает основные особенности факела: тонкую фибрильную структуру, кольцевые уярчения и характерные температурные профили на различных высотах солнечной атмосферы.

2. Изменение отношения вертикального и горизонтального масштабов приводит к кардинальному изменению температурного профиля факела. В тех случаях, когда горизонтальный масштаб доминирует (магнитное поле факела прижато к фотосфере), в его центральной части вместо температурного провала возникает яркий температурный пик.

3. Приведен пример наблюдаемой трансформации факельной структуры, который может быть описан в рамках модифицированной модели факела.

Работа поддержана грантами РФФИ (№18-02-00168) и РНФ (№15-12-20001).

Литература

1. *Solov'ev A.A., Kirichek E.A.* Structure of solar faculae // MNRAS. 2019. Vol. 482, №4, pp. 5290-5301.
2. *Schatzman E.* Model of a force free field // IAU Symp. 1965, **22**, 337-345.
3. *Jafarzadeh S., Rutten R.J., Solanki S.K. et al. (17 authors).* Slender CAII H Fibrils Mapping Magnetic Field in the Low Solar Chromosphere // ApJ. Suppl. Ser. 2017. 229:11 (11 pp).
4. *Pietarila, A.; Hirzberger, J.; Zakharov, V.; Solanki, S.K.* Bright fibrils in Ca II K // Astronomy and Astrophysics. 2009. Vol. 502. pp.647-660.
5. *Lites B.W., Scharmer G.B., Berger T.E. and Title A.M.* Three-dimensional structure of the active region photosphere as revealed by high angular resolution // Solar Phys. 2004. **221**. 65-84.
6. *Avrett E.H. & Loeser R.* The Astrophysical Journal Supplement Series. 2008. 175: 229-276.