УДК 523.947-334.7

ВОССТАНОВЛЕНИЕ СТРУКТУРЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ КОРОНАЛЬНОЙ ПЕТЛИ ПО РАСПРЕДЕЛЕНИЮ ДАВЛЕНИЯ ПЛАЗМЫ

А.А. Круглов, В.В. Зайцев

RECONSTRUNCTION OF CORONAL LOOP MAGNETIC FIELD FROM PLASMA PRESSURE DISTRIBUTION

A.A. Kruglov, V.V. Zaitsev

В работе исследуются особенности распределения электрических токов по сечению корональной магнитной петели при сформировавшемся распределении давления. Показано, что, если плазма полностью ионизована, распределение продольного и азимутального токов по сечению петли имеет тот же пространственный масштаб, что и распределение давления. Однако даже небольшое количество нейтралов в короне (порядка 10^{-5} по массе за счет неполной ионизации гелия) существенно изменяет распределение токов по сечению трубки: значительная часть полного тока, текущего вдоль трубки, сосредоточена в этом случае в тонкой приосевой области с радиусом порядка $(10^{-2}–10^{-3})r_0$, где r_0 — характерный масштаб распределения давления плазмы в трубке, образуя своеобразную токовую струю. Это связано с существенным изменением характера анизотропии проводимости за счет ионно-атомных столкновений в магнитоактивной плазме трубки. Большая плотность тока вблизи оси трубки может обеспечить нагрев плазмы до корональных температур за счет джоулевой диссипации.

The aim of this work is reconstruction of magnetic field of a coronal loop from distribution of plasma pressure obtained from the balance between pressure gradient and Lorentz force and using Ohm's law. We find that for coronal conditions a significant part of electric current along the loop is concentrated in a narrow region near the loop axis. Dissipation of this current can be enough to heat plasma to coronal temperature.

1. Введение

В настоящее время общепризнанной является точка зрения, что солнечная корона структурирована и состоит из заполненных плазмой магнитных трубок (петель), температура и давление в которых изменяются в широких пределах [1, 2]. Магнитные петли играют большую роль в активности Солнца и других звезд. Наблюдения с помощью космических аппаратов (Skylab*,* SOHO*,* Yohkoh*,* RHESSI*,* TRACE), крупных оптических (SVTT) и радиотелескопов (VLA, ССРТ, NoRH) показали, что солнечные вспышки возникают в корональных петлях [3]. Вспышечная активность красных карликов и тесных двойных систем также обусловлена энерговыделением в магнитных арках [1, 4].

В магнитной петле можно выделить три важных области. В области l_1, расположенной в фотосфере, происходит генерация магнитного поля. В случае, когда магнитная трубка формируется в узле нескольких ячеек супергрануляции, это происходит за счет «сгребания» фонового магнитного поля конвективными потоками фотосферной плазмы [5, 6] или, если основание петли расположено в области полутени солнечного пятна, то область l_1 может служить источником более плотной плазмы, проникающей в петлю из окружающей пятно фотосферы в результате желобковой неустойчивости [7]. Область l_2 расположена непосредственно под фотосферой – там проводимость плазмы становится изотропной, и ток течет по кратчайшему пути от одного основания петли к другому. Область l_3 – корональная часть петли. Здесь среднее газокинетическое давление много меньше давления магнитного поля (плазменный параметр в << 1).

Целью данной работы является исследование структуры магнитного поля и особенностей распределения электрического тока в корональной части петли. Необходимо отметить, что это наименее изученная область. Для описания крупномасштабной структуры магнитного поля здесь успешно используются бессиловые модели – в среднем в короне $\beta = 8\pi p/B^2 \ll 1$, – однако наблюдения показывают, что для описания структуры поля отдельной петли уже требуется учитывать давление плазмы [8]. Как будет показано ниже, в корональной плазме сохраняется важная роль проводимости Каулинга, которая связана с присутствием небольшого количества нейтралов в короне [7]. Это приводит к сильной концентрации электрического тока в области, прилегающей к оси корональной магнитной петли, и к значительному возрастанию скорости джоулева тепловыделения в этой области, что может явиться причиной нагрева плазмы внутри корональных магнитных петель.

2. Основные уравнения

Будем рассматривать формирование аксиально-симметричной вертикальной магнитной трубки $\mathbf{B}(0,B_\varphi,B_z)$ с током $\mathbf{j}(0,j_\varphi,j_z)$ при заданном распределении давления $p = p(r)$, учтя для общности наличие стационарного аксиально-симметричного потока плазмы со скоростью $\mathbf{v}(v_r,0,v_z)$, $v_r<0$. Здесь r, φ, z – цилиндрические координаты с вертикальной осью Z. Ток $\mathbf{j}$ связан с электрическим полем $\mathbf{E}$ обобщенным законом Ома

$$\mathbf{E}+\frac{1}{c}[\mathbf{v},\mathbf{B}]=\frac{1}{en}\left(\frac{1}{c}[\mathbf{j},\mathbf{B}]-\nabla p_e\right)+ \\ +\frac{1}{\sigma}\left(\mathbf{j}+\alpha[\mathbf{B},[\mathbf{j},\mathbf{B}]]\right) \quad (1)$$

$$\sigma=\frac{e^2 n}{m_e(\nu'_{ei}+\nu'_{ea})},\ \alpha=\frac{\sigma F^2}{c^2 n m_i \nu'_{ia}},\ \nu'_{\alpha\beta}=\frac{m_\beta}{m_\alpha+m_\beta}\nu^t_{\alpha\beta}.$$

Здесь σ – проводимость вдоль магнитного поля; $\nu^t_{\alpha\beta}$ – транспортная частота столкновений частицы α с β, где α, β могут быть e, i или a (нейтралами);

$F = m_a n_a / (m_a n_a + m_i n_i + m_e n_e) << 1$ – массовая доля нейтралов. Последний член в законе Ома (1) отвечает за проводимость Каулинга и связан со столкновениями ионов с нейтралами. Численные оценки дают для корональных условий (при характерных значениях $T \geq 10^6$ K, $n = 10^9$ см$^{-3}$, $B = 100$ Гс) [7]

$$\alpha \approx 2,6\times10^{16}\frac{T}{n_e^2}\ \text{Гс}^{-2}, \text{б}B^2 \approx 10^8 >> 1. \qquad (2)$$

Таким образом, наличие нейтралов существенно меняет проводимость корональной плазмы.

Из условия баланса сил $-\nabla p + \frac{1}{c}[\mathbf{j},\mathbf{B}] = 0$ получаем систему для компонент магнитного поля B_φ, B_z:

$$\frac{\partial B_z}{\partial r} = -\frac{4\pi}{c} j_\varphi = \frac{4\pi\sigma}{c}\left(\frac{v_r}{c}B_z - E_\varphi\right) + 4\pi\alpha B_z\frac{dp}{dr}, \qquad (3)$$

$$\frac{1}{r}\frac{\partial(rB_\varphi)}{\partial r} = \frac{4\pi}{c} j_z = \frac{4\pi\sigma}{c}\left(\frac{v_r}{c}B_\varphi + E_z\right) + 4\pi\alpha B_\varphi\frac{dp}{dr}, \quad (4)$$

$$E_\varphi B_z - E_z B_\varphi = \frac{c}{\sigma}(1+\alpha B^2)\frac{dp}{dr} + \frac{v_r}{c}B^2. \qquad (5)$$

Частным случаем при $E_\varphi = E_z = 0$ является система

$$\frac{\partial p}{\partial r} = -\frac{\sigma V_r B^2}{c^2(1+\alpha B^2)},\ \frac{\partial B_z}{\partial r} = \frac{4\pi\sigma V_r B_z}{c^2(1+\alpha B^2)},$$
$$\frac{1}{r}\frac{\partial(rB_\varphi)}{\partial r} = \frac{4\pi\sigma V_r B_\varphi}{c^2(1+\alpha B^2)},$$

которая исследовалась в [6] для описания формирования магнитных трубок за счет сгребания магнитного поля конвективными потоками фотосферной плазмы. В данной работе используется противоположное приближение – в корональной части петли положим $v_r = 0$.

Чтобы замкнуть систему (3)–(5), необходимо добавить еще одно условие на электрическое поле: мы положим $E_\varphi = 0$, т.к. основные результаты от этого выбора почти не зависят. Получаем систему

$$\frac{dB_z^2}{dr} = 8\pi\alpha B_z^2\frac{dp}{dr},\ \frac{d}{dr}(rB_\varphi)^2 = -8\pi r^2(1+\alpha B_z^2)\frac{dp}{dr}. \quad (6)$$

3. Особенности распределения тока в корональной части магнитной трубки

Система (6) легко интегрируется (зависимость α от p и T (2) мы здесь не учитываем, поскольку основные особенности возникают в приосевой области, где α меняется мало):

$$B_z^2(r) = B_{z1}^2\exp\left(8\pi\alpha p(r)\right),$$

$$\left(\rho B_\varphi(\rho)\right)^2 = \int_0^\rho\left(p(r) + \frac{B_z^2(r)}{8\pi} - p(\rho) - \frac{B_z^2(\rho)}{8\pi}\right)16\pi r dr. \, (7)$$

Положим для определенности

$$p(r) = \begin{cases} p_\infty + \left(1 - \dfrac{r^2}{r_0^2}\right)p_1, & r \leq r_0 \\ p_\infty, & r \geq r_0, \end{cases}$$

тогда решение (7) переходит в

$$B_z^2(r) = \begin{cases} B_{z0}^2\exp(-8\pi\alpha p_1 r^2/r_0^2), & r \leq r_0 \\ B_{z\infty}^2, & r \geq r_0, \end{cases}$$

$$(rB_\varphi)^2 = 4\pi p_1\frac{r^4}{r_0^2} + r_0^2\frac{B_{z0}^2}{8\pi\alpha p_1}\left(1 - \left(1 + 8\pi\alpha p_1\frac{r^2}{r_0^2}\right)\exp\left(-8\pi\alpha p_1\frac{r^2}{r_0^2}\right)\right),$$
$r \leq r_0$,

$$(rB_\varphi)^2 = 4\pi p_1 r_0^2 + r_0^2\frac{B_{z0}^2}{8\pi\alpha p_1}\left(1 - (1+8\pi\alpha p_1)\exp(-8\pi\alpha p_1)\right), \quad r \geq r_0.$$

Оценки показывают, что для значений параметров петли $n \approx 2\cdot10^9$ см$^{-3}$, $T \approx 10^7$ К параметр $8\pi\alpha p_1 \geq 0.8\cdot10^5$ см$^{-3}$ >> 1.

Отметим некоторые свойства полученных решений. Во-первых, решение существует только при $p_1 > 0$, т.е. когда давление плазмы в трубке превышает фоновое, что согласуется с данными наблюдений. Электрический ток, протекающий через сечение трубки,

$$I_z = \frac{cr_0 B_\varphi(r_0)}{2} = \frac{cr_0}{2}\left(4\pi p_1 + \frac{B_{z0}^2}{8\pi\alpha p_1}\left(1 - (1+8\pi\alpha p_1)\exp(-8\pi\alpha p_1)\right)\right)^{1/2} \approx \frac{cr_0}{2}\left(4\pi p_1 + \frac{B_{z0}^2}{8\pi\alpha p_1}\right)^{1/2}$$

При этом, если выполнено условие $B_{z0}^2/8\pi\alpha p_1 \geq 4\pi p_1$, то приблизительно 35 % полного тока I_z сосредоточено в тонкой приосевой области радиусом

$$r_* = \frac{r_0}{\sqrt{8\pi\alpha p_1}}.$$

4. Нагрев внутренней области магнитной трубки

Большая плотность электрического тока в приосевой части корональной магнитной трубки может привести к эффективной джоулевой диссипации и явиться источником нагрева корональной плазмы, если скорость нагрева вследствие диссипации тока будет превосходить потери на оптическое излучение. Покажем, что это условие может реализоваться.

Рассмотрим условие нагрева вершины корональной петли с $\beta \geq 1$ до рентгеновских температур. При $T = 10^7$ К радиационное остывание можно аппроксимировать функцией [2]

$$E_R \approx 10^{-23}n_e^2\ \text{эрг}\cdot\text{см}^3\cdot\text{c}^{-1},$$

скорость нагрева вследствие джоулевой диссипации тока может быть записана в виде

$$q_J = (\vec{E} + \frac{1}{c}\vec{V}\times\vec{B})\cdot\vec{j} = \frac{j_z^2 + j_\varphi^2}{\sigma} + \frac{F^2 p_1^2}{nm_i\nu_{ia}r_0^2} = \left(\frac{4}{\beta_1} + \frac{2}{\beta_1}e^{-1} + 1\right)\frac{F^2 p_1^2}{nm_i\nu_{ia}r_0^2}, \quad r \leq r_*,$$

где $\beta_1 = 8\pi p_1 / B_{z0}^2$. Для характерных значений параметров петель $T = 10^7$ К, $n_e = 2\cdot10^{11}$ см$^{-3}$, $B = 100$ Гс омический нагрев в приосевой области трубки будет преобладать над радиационными потерями, если радиус трубки $r_0 \leq 1.5\cdot10^8$ см.

5. Выводы

В работе получены уравнения, которые описывают структуру магнитной трубки как в ее основаниях, где существенную роль может играть фотосферная конвекция, так и в корональной части, где конвекция отсутствует. Ее решения исследованы в применении к корональной части трубки. Важным обстоятельством здесь является учет неполной ионизации плазмы, что существенно влияет на характер анизотропии проводимости. Это приводит к перераспределению электрического тока по сечению трубки с образованием узкой токовой «струи» толщиной $(10^{-2}–10^{-3})r_0$, где r_0 – характерный масштаб распределения давления плазмы в трубке. Плотность электрического тока здесь оказывается достаточной для того, чтобы джоулева диссипация тока могла служить источником нагрева плазмы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Vaiana G.S., Krieger A.S., Timothy A.F. Identification and analysis of structures in the corona from X-ray photography // Solar Phys. 1973. V. 32. P. 81.
2. Rosner R., Tucker W.H., Vaiana G.S. Dynamics of the quiescent solar corona // Astrophys. J. 1978. V. 220. P. 643–645.
3. Aschwanden M.J., Poland A.I., Rabin D.M. The new solar corona // Ann. Rev. Astron. Astrophys. 2001. V. 39. P. 175–210.
4. Bray R.J., Cram L.E., Durrand C.J., et al. Plasma Loops in the Solar Corona // Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1991.
5. Henoux J.C., Somov B.V. The photospheric dynamo. I – Magnetic flux-tube generation // Astron. & Astrophys. 1991. V. 241. P. 613–617.
6. Zaitsev V.V., Khodachenko M.L. // Radiophys. and Quantum Electronics. 1991. V. 40. P. 114.
7. Зайцев В.В., Шибасаки К. // Астрон. журн. 2005. Т. 82. С. 1127.
8. Lypez Fuentez M.C., Klimchuk J.A., Dйmoulin P. The magnetic structure of coronal loops observed by *TRACE* // Astrophys. J. 2006. V. 639. P. 459–474.

Институт прикладной физики ИПФ РАН, Нижний Новгород