КОНЦЕНТРАЦИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В КОРОНЕ СОЛНЦА И СКРУЧЕННОСТЬ МАГНИТНЫХ ЖГУТОВ

Цап Ю.Т.¹, Степанов А.В.², Копылова Ю.Г.²

¹*Крымская астрофизическая обсерватория РАН, п. Научный, Крым, Россия*

²*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

CONCENTRATION OF THE MAGNETIC FIELD IN THE SOLAR CORONA AND THE FLUX ROPE TWIST

Tsap Yu.T.¹, Stepanov A.V.², Kopylova Y.G.²

¹*Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia*

²*Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS, St. Petersburg, Russia*

The equilibrium of the axisymmetric cylindrical magnetic flux rope under solar coronal condition is considered. The influence of the azimuthal component of the magnetic fields on its stability is discussed. Based on the Gold-Hole magnetic configuration it has been shown that only strongly twisted coronal loops when the twist angle $\gg 2\pi$ can provide the magnetic field concentration of a few hundreds of gauss in magnetic flux ropes.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-321-324

Введение

Согласно стандартной модели солнечной вспышки, область первичного энерговыделения находится в области вершины корональных арок, где происходит процесс магнитного пересоединения. Однако в этом случае максимальная энергия вспышки $W \approx B^2/8\pi V$, где B – магнитное поле, V – характерный объем. Полагая в последней формуле $V = 10^{27} - 10^{29} \text{ см}^3$, $W = 10^{31} - 10^{32}$ эрг, мы приходим к выводу, что на высоте более 10 тыс. км поле $B = \sqrt{8\pi W/V} = 50 - 1500$ Гс. Полученная оценка, являясь явно заниженной, поскольку не учитывает потенциальную компоненту поля, убедительно свидетельствует, что значения магнитных полей в короне Солнца должны достигать сотни гаусс. Поскольку магнитному давлению может противостоять только магнитное натяжение, то в свете представлений о токовых жгутах возникает вопрос: сколь сильно должны быть скручены магнитные поля во вспышечных корональных петлях. Решению этой важной проблемы магнитостатики и посвящена настоящая работа.

Концентрация магнитного поля и скрученность

Рассмотрим уравнение МГД равновесия осесимметричного магнитного жгута, которое можно представить в виде

$$\frac{d}{dr} \left(\frac{B_z^2 + B_\phi^2}{2} \right) + \frac{B_\phi^2}{r} = 0. \quad (1)$$

Полагая, что внутри жгута радиуса a квадрат азимутальной компоненты $B_\phi^2(r) = m_\alpha^2 r^\alpha B_z^2(r)$, из (1) получим

$$\begin{aligned} B_z(r) &= \frac{B_0}{(1 + m_\alpha^2 r^\alpha)^{(\alpha+2)/2\alpha}}, \\ B_\phi(r) &= \frac{B_0 m_\alpha r^{\alpha/2}}{(1 + m_\alpha^2 r^\alpha)^{(\alpha+2)/2\alpha}}, \end{aligned} \quad (2)$$

где B_0 – магнитное поле в центре жгута и $m_\alpha^2 = (B_\phi(a)/B_z(a))^2 a^{-\alpha}$.

Особо отметим, что при $\alpha = 2$ мы получим хорошо известное решение Голда-Хойла [1], которое соответствует случаю, когда угол закрутки магнитных силовых линий Φ для плазменного жгута длины L будет не зависеть от r , поскольку

$$\Phi(r) = \frac{B_\phi L}{B_z r} = m_\alpha L r^{(\alpha-2)/2}. \quad (3)$$

Причем в этом случае

$$B_z^2(r) + B_\phi^2(r) = B_0^2.$$

Рассмотрим два предельных случая экранированного и неэкранированного магнитного жгута.

Для экранированного магнитного жгута $B_\phi(r > a) = 0$ уравнение баланса давлений можно представить в виде

$$B_\phi^2(a) + B_z^2(a) = B_{ze}^2. \quad (4)$$

Откуда согласно (2) получим

$$B_0^2 = B_{ze}^2 (1 + m_\alpha^2 a^\alpha)^{2/\alpha} = B_{ze}^2 \left(1 + \frac{B_\phi^2(a)}{B_z^2(a)} \right)^{2/\alpha}. \quad (5)$$

В свою очередь, в случае отсутствия экранировки жгута, когда внешнее магнитное поле можно считать потенциальным (случай лабораторного пинча), вместо уравнения равновесия (4) имеем

$$B_z^2(a) = B_{ze}^2. \quad (6)$$

Следовательно, с учетом (2) находим

$$B_0^2 = B_{ze}^2 \left(1 + \frac{B_\phi^2(a)}{B_z^2(a)} \right)^{(\alpha+2)/\alpha}. \quad (7)$$

Таким образом, из (5) и (7) следует

$$\frac{B_\phi^2(a)}{B_z^2(a)} = \begin{cases} \left(\frac{B_0}{B_{ze}} \right)^\alpha - 1, & \text{экран. жгут;} \\ \left(\frac{B_0}{B_{ze}} \right)^{2\alpha/(\alpha+2)} - 1, & \text{неэкр. жгут.} \end{cases} \quad (9)$$

В частности, при $\alpha = 2$ вместо (9) имеем

$$\frac{B_\phi^2(a)}{B_z^2(a)} = \begin{cases} \left(\frac{B_0}{B_{ze}} \right)^2 - 1, & \text{экран. жгут;} \\ \left(\frac{B_0}{B_{ze}} \right) - 1, & \text{неэкр. жгут.} \end{cases} \quad (10)$$

Зависимость числа оборотов магнитных силовых линий вокруг оси $N = \Phi/2\pi = (B_\phi L)/(2\pi B_z a)$ от отношения магнитного поля внутри жгута B_0 к фоновому значению B_{ze} при $a/L = 0.1$ для экранированного и неэкранированного жгута представлена на рис. 1. Как видно, даже при $B_0/B_{ze} = 30$ число оборотов N соответственно равно 47 и 8, что предполагает угол закрутки $\Phi \gg 2\pi$. Откуда следует, что создание сильных магнитных полей в короне Солнца выглядит проблематичным. В частности,

Рис. 1. Зависимость числа оборотов магнитных силовых линий N вокруг оси потоковой трубки от отношения магнитного поля внутри B_0 и снаружи B_{ze} жгута.

для экранированных жгутов требуется большое число оборотов, тогда как неэкранированные должны быть неустойчивы по отношению к винтовой моде [2].

Обсуждение результатов и выводы

В представленной работе на примере магнитного жгута Голда-Хойла мы показали, что существование сильных стационарных магнитных полей в короне Солнца, по крайней мере, применительно к жгуту Голда-Хойла выглядит довольно проблематичным. Причем даже в наиболее благоприятном случае, когда снаружи жгута электрический ток мы приняли равным нулю ситуация радикально не улучшилась, поскольку такой жгут будет неустойчивым по отношению к изгибным модам [2, 3]. Это предполагает необходимость привлечения для описания магнитных полей в короне Солнца более сложных магнитных конфигураций, которые мы надеемся рассмотреть в нашей следующей работе.

Работа выполнена ЮЦ при поддержке гранта Минобрнауки (НИР №0831-2019-0006).

Литература

1. *Gold T., Hoyle F.* // MNRAS, 1960, 120, 89.
2. *Hood A. W., Priest, E.R.* // GApFD, 1981, 17, 297.
3. *Tsap Y., Fedun V., Cheremnykh O., et al.* // ApJ, 2020, 901, id.99.