ВЛИЯНИЕ ЭКРАНИРУЮЩИХ ТОКОВ НА МГД УСТОЙЧИВОСТЬ МАГНИТНЫХ ЖГУТОВ В КОРОНЕ СОЛНЦА

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

¹*КрАО РАН, п. Научный, Крым, Россия*

²*ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия*

ON THE INFLUENCE OF SCREENING CURRENTS ON MHD STABILITY OF MAGNETIC FLUX ROPES IN THE SOLAR CORONA

Tsap Yu.T.^{1,2}, Stepanov A.V.², Kopylova Yu.G.²

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

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

Based on the energy method under the solar coronal conditions the MHD stability of neutralized current ropes is considered. It has been shown that the surface screening currents provide the stability of a current rope with respect to kink perturbations. The azimuth magnetic field can significantly exceed the longitudinal one in coronal magnetic flux ropes.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-393-396

В настоящее время вопрос об устойчивости магнитных жгутов по отношению к винтовым МГД возмущениям всё ещё остается открытым [1, 2]. В первую очередь, это объясняется тем, что согласно критерию Крускала-Шафранова [1, 3], угол закрутки магнитных силовых линий $\Phi = LB_\phi / aB_z$, где B_ϕ и B_z — соответственно азимутальная и продольная компоненты магнитного поля, a — радиус сечения магнитного жгута, а L — его длина, не может превышать 2π . В противном случае будет развиваться винтовая неустойчивость. Учет «вмороженности» оснований корональных петель в фотосферу позволяет ее несколько стабилизировать [1, 4]. Однако такой подход позволяет увеличить критическое значение Φ , например, в случае однородной закрутки бессилового жгута лишь до 2.5π [4]. Между тем, из наблюдений следует, что Φ может достигать 12π [5]. На наш взгляд, стабилизировать неустойчивость могут поверхностные экранирующие токи, влияние которых на винтовую неустойчивость до сих пор детально не исследовалось.

Довольно часто при рассмотрении МГД устойчивости магнитных петель и аркад привлекается энергетический метод [1, 6]. Однако возможность его применения подробно изучалась лишь для магнитных конфигураций с резкой границей «плазма–вакуум», окруженных проводящим кожухом [3, 7]. В то же время корональные петли скорее являются открытыми системами, и им соответствует приближение резкой границы «плазма–плазма», о чем свидетельствуют многочисленные наблюдения короны Солнца.

Цель настоящей работы — исследовать на основе энергетического метода, разработанного в работе [8], устойчивость магнитного жгута с экранирующим поверхностным током.

Энергетический метод

Как следует из уравнений идеальной МГД, в общем случае выражение для второй вариации потенциальной энергии магнитной конфигурации с резкой границей «плазма–плазма» в стандартных обозначениях, пренебрегая силой тяжести, можно представить в виде [8]

$$\delta W_p = \delta W_{Vi} + \delta W_{Vi} + \delta W_s = \frac{1}{2} \left(\int_{Vi} \Theta dV + \int_{Ve} \Theta dV \right) + \oint_s \left\{ \frac{d \langle P \rangle}{dn} \right\} s_n^2 dS, \quad (1)$$

где

$$\Theta = \frac{\delta B^2}{4\pi} + \frac{\vec{j}}{c} (\vec{s} \times \delta \vec{B}) + \mu p (\text{div } \vec{s})^2 + (\vec{s} \nabla p) \text{div } \vec{s}, \quad P = p + \frac{B^2}{8\pi}.$$

и в силу равенства полных давлений на равновесной границе

$$\langle P \rangle = P_e - P_i = 0. \quad (2)$$

Для экранированных магнитных жгутов магнитное поле можно задать в виде

$$\vec{B} = \begin{cases} (0, B_\varphi, B_{zi}), & r \leq a; \\ (0, 0, B_{ze}), & r > a. \end{cases}$$

Тогда, используя условие МГД равновесия вдоль радиального направления внутри и снаружи жгута

$$\frac{d}{dr} \left(p_i + \frac{B_i^2}{8\pi} \right) = -\frac{B_\varphi^2}{4\pi r}, \quad \frac{d}{dr} \left(p_e + \frac{B_e^2}{8\pi} \right) = 0, \quad (3)$$

согласно (3) имеем

$$\frac{d \langle P \rangle}{dn} = \frac{d \langle P \rangle}{dr} = \frac{dP_e}{dr} - \frac{dP_i}{dr} = \frac{B_\varphi^2}{4\pi r}.$$

Откуда, принимая во внимание, что площадь боковой поверхности цилиндрического жгута $dS = a d\varphi dL$, для поверхностной энергии получим следующую оценку

$$\delta W_s = L \frac{B_\varphi^2}{4} s_r^2(a). \quad (4)$$

Правая часть уравнения (4) является положительно определенной, что свидетельствует о стабилизирующем действии поверхностных экранирующих токов на МГД устойчивость магнитных жгутов, поскольку в уравнении (1)

вариация $\delta W_s > 0$. Подчеркнем, что данное заключение не зависит от вида собственных функций $s_r(r)$, а также азимутальной компоненты $B_\varphi(r)$.

Следуя Трубникову [9] и выделяя квадратичные члены в подынтегральном выражении Θ для вторых вариаций энергии по внутреннему и внешнему объему, в приближении несжимаемой плазмы находим

$$\Theta = \frac{1}{4\pi} \left\{ \delta B_r^2 + (\delta B_\varphi + s_r \nabla_z \times \vec{B})^2 + (\delta B_z - s_r \nabla_\varphi \times \vec{B})^2 + \frac{8\pi}{r} s_r^2 \frac{d}{dr} \left(p + \frac{B_z^2}{8\pi} \right) \right\}. \quad (5)$$

Квадратичные члены в (5) являются положительно определенными, поэтому они будут оказывать стабилизирующее воздействие. Только последний член правой части уравнения (5) может быть отрицательным, т.е. ответственным за развитие неустойчивости, поскольку, как следует из условия равновесия (3)

$$\frac{d}{dr} \left(p_i + \frac{B_{zi}^2}{8\pi} \right) = - \frac{B_\varphi^2}{4\pi r} \frac{d}{dr} (r B_\varphi). \quad (6)$$

Для того чтобы оценить реальный вклад последнего дестабилизирующего члена в правой части (5), попытаемся учесть влияние других членов, содержащих B_φ – компоненту.

Для винтовых (изгибных) возмущений, вытянутых вдоль жгута, можно определить собственные функции s_r , которые, как оказалось, не зависят от r [10]. Тогда, полагая для простоты, что плотность электрического тока внутри жгута распределена равномерно, т.е. $B_\varphi = Ar$, где A — некоторая константа, и учитывая линеаризованное уравнение индукции

$$\delta \vec{B} = \nabla \times (\vec{s} \times \vec{B}),$$

получим

$$\delta B_r = \frac{B_\varphi}{r} \frac{\partial s_r}{\partial \varphi}, \quad \delta B_\varphi = - \frac{B_\varphi}{r} s_r.$$

Откуда, принимая во внимание известное равенство

$$\nabla_z \times \vec{B} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\varphi),$$

приходим к выводу, что суммарное действие стабилизирующих членов в правой части уравнения (5), связанных с B_φ – компонентой, равно

$$T_\varphi = \delta B_r^2 + (\delta B_\varphi + s_r \nabla_z \times \vec{B})^2 = 2 \frac{B_\varphi^2}{r^2} s_r^2.$$

Таким образом, поскольку элемент объема $dV = r dr d\varphi dL$, вторая вариация энергии

$$\delta W_{\phi i} = \frac{L}{4} \int_0^a \left\{ T_{\phi} - 2 - \frac{B_{\phi}^2}{4\pi r} \frac{d}{dr} (r B_{\phi}) s_r^2 \right\} r dr = - \frac{L A^2 s_r^2}{2} \int_0^a r dr = - L \frac{B_{\phi}^2}{4} s_r^2. \quad (7)$$

Сравнивая (4) и (7), нетрудно заключить, что наличие экранирующего тока стабилизирует магнитный жгут по отношению к винтовым модам.

Выводы

На основе энергетического метода нами было показано, что экранированные магнитные жгуты устойчивы по отношению к винтовым модам. Причем в этом случае полный ток также будет равен нулю, поэтому в таких жгутах не сможет развиваться тороидальная неустойчивость [11]. Это предполагает, что поверхностные экранирующие токи способны обеспечить устойчивость скрученных магнитных петель (волокон) в течение длительного времени. Заметим, что они будут способствовать и стабилизации баллонных мод, поскольку значение δW_s будет положительным вне зависимости от вида собственных функций $s_r(r)$ и азимутальной компоненты магнитного поля $B_{\phi}(r)$.

Работа частично поддержана грантами РНФ 16-12-10448, РФФИ № 18-02-00856-а и Программой президиума РАН № 28.

Литература

1. *Прут, Э.Р.* Солнечная магнитогидродинамика – М: Мир. 1985. – 589 с.
2. *Hassanin, A., Kliem, B.* // ApJ, 2016. V. 832. № 2. id.106.
3. *Кадошцев, Б.Б.* // Вопросы теории плазмы. 1963. Вып. 2. С. 132.
4. *Hood, A.W., Priest, E.R.* // Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics. 1981. V. 17. P. 297.
5. *Srivastava, A.K., Zaqarashvili, T.V., Kumar, P., Khodachenko, M.L.* // ApJ. 2010. V. 715. P. 292.
6. *Hood, A.W.* // Solar Phys. 1986. V. 103. № 2. P. 329.
7. *Bernstein, I.B., Frieman, E.A., Kruskal, M.D., Kulsrud, R.M.* // Proc. Roy. Soc. 1958. V. 244A. № 1236. P. 17.
8. *Tsap, Yu.T., Kopylova, Yu.G., Stepanov, A.V., Melnikov, V.F., Shibasaki, K.* // Solar Phys. 2008. V. 253. № 1–2. P. 161.
9. *Трубников, Б.А.* Теория плазмы – М.: ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ. 1996. – 464 с.
10. *Cheremnykh, O.K., Fedun, V., Kryshchal, A.N., Verth, G.* // A&A. 2017. V. 604. id.A62.
11. *Kliem, B., Torok, T.* // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. № 25. id.255002.