

РАСПРОСТРАНЕНИЕ КРУТИЛЬНЫХ ВОЛН В ЗАРОЖДАЮЩИХСЯ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТНАХ

**Романов К.В.¹, Романов Д.В.¹, Романов В.А.²,
Степанов Е.А.², Лебедев А.А.²**

¹*Красноярский государственный педагогический университет, Красноярск, Россия*

²*Саратовский государственный университет, Саратов, Россия*

PROPAGATION OF TORSIONAL WAVES IN EMERGING SUNSPOTS

**Romanov K.V.¹, Romanov D.V.¹, Romanov V.A.²,
Stepanov E.A.², Lebedev A.A.²**

¹*Krasnoyarsk state pedagogical University, Krasnoyarsk, Russia*

²*Saratov state University, Saratov, Russia*

The paper studies the ascent of a thin magnetic tube from the convective zone to the photosphere level of the Sun, taking into account the influence of the spatial structure of the magnetic field inside the tube on the resulting torque rotating the tube around the axis. For this purpose, a system of differential equations is derived that determines the frequency of rotation of the tube and the twisting of the vortex magnetic field around the central axis depending on time. An equation of motion of the central axis of the tube is derived taking into account the influence of the twisting of the vortex magnetic field.

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-257-260>

1. Введение

В тонкой магнитной трубке при протекании электрического тока возникает вихревое магнитное поле. Взаимодействие магнитного поля с электрическими токами, протекающими внутри трубки, обеспечивает механический момент сил, раскручивающий трубку относительно центральной оси. По трубке распространяются крутильные волны [1, 2]. Вихревая структура магнитного поля также оказывает силовое воздействие на движение центральной оси трубки, т.е. на движение трубки как целого. В настоящей работе исследуется возникновение и распространение крутильных волн при всплывании тонкой магнитной трубки из нижних слоёв конвективной зоны к фотосферному уровню Солнца. Удаётся зафиксировать определенные закономерности во временной эволюции закрутки и частоты вращения в лидирующем и ведомом пятнах зарождающейся арочной магнитной структуры на фотосферном уровне в северном и южном полушариях Солнца.

2. Кинематика и динамика тонкой закрученной магнитной трубки

Рассмотрим тонкую магнитную трубку с закрученными вокруг центральной оси силовыми магнитными линиями (рис. 1).

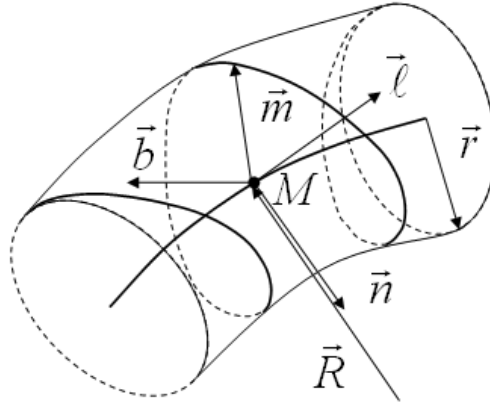


Рис. 1. Сопровождающий репер векторов $(\vec{\ell}, \vec{n}, \vec{b})$ и вектор $\vec{m}$, проведенный из точки М к магнитной линии.

Для точек, лежащих на оси, введём единичный касательный вектор $\vec{\ell}$:

$$\vec{\ell} = \frac{\partial \vec{R}}{\partial \ell}, \quad (1)$$

где ℓ – длина трубки. Введём вектор $\vec{k}$, характеризующий кривизну трубки:

$$\vec{k} = \frac{\partial \vec{\ell}}{\partial \ell} = \frac{\partial^2 \vec{R}}{\partial \ell^2}. \quad (2)$$

Нормировка вектора $\vec{k}$:

$$\vec{n} = \frac{\vec{k}}{k}. \quad (3)$$

Введём единичный вектор бинормали:

$$\vec{b} = [\vec{\ell} \times \vec{n}]. \quad (4)$$

В результате получаем сопровождающую ортонормированную базу векторов $(\vec{\ell}, \vec{n}, \vec{b})$ для каждой точки оси трубки. Введём единичный вектор $\vec{m}$, перпендикулярный оси трубки и направленный в исследуемую точку (рис. 1). Отдельная силовая магнитная линия описывает кривую:

$$\begin{cases} \vec{S}(\ell, r) = \vec{R}(\ell) + r \cdot \vec{m}(\ell) \\ r \leq a - \text{радиус трубки} \end{cases}. \quad (5)$$

При движении вдоль силовой линии вектор $\vec{m}$ вращается вокруг оси трубки:

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial \ell} = q(\ell) \cdot [\vec{\ell} \times \vec{m}], \quad (6)$$

где $q(\ell)$ – закрутка силовой магнитной линии, равная углу поворота вектора $\vec{m}$ (в радианах) при перемещении вдоль оси трубки на единицу длины [3]. Если учесть кривизну трубки получаем:

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial \ell} = q(\ell) \cdot [\vec{\ell} \times \vec{m}] + \left[[\vec{\ell} \times \frac{\partial \vec{\ell}}{\partial \ell}] \times \vec{m} \right]. \quad (7)$$

В общем случае для расчёта закрутки магнитного поля нужно учитывать вращение трубки с угловой частотой ω и движение оси трубки $\vec{\ell} = \vec{\ell}(t)$:

$$\begin{cases} \frac{dq}{dt} = -\eta \cdot q + \frac{\partial \omega}{\partial \ell} + ([\frac{\partial \vec{\ell}}{\partial \ell} \times \frac{d\vec{\ell}}{dt}], \vec{\ell}) \\ \eta = (\frac{\partial \vec{v}}{\partial \ell}, \vec{\ell}) \end{cases} \quad (8)$$

$$(9)$$

Для вывода уравнений динамики оси магнитной трубки и вращения трубки вокруг оси рассмотрим силы и моменты, действующие на малый элемент ΔV трубки длиной $d\ell$ (рис. 1)

Уравнение движения оси трубки приводится к виду:

$$\begin{cases} \bar{\rho}_i \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{1}{\sigma} \cdot \frac{\partial \vec{G}}{\partial \ell} + (\bar{\rho}_i - \bar{\rho}_e) \vec{g} \\ \vec{G}(\ell) = \frac{1}{4\pi} \int_{\sigma(\ell)} \vec{H} \cdot H_n dS \end{cases} \quad (10)$$

$$(11)$$

Полный момент сил, действующий на выделенный объём ΔV (рис.1):

$$\begin{cases} \Delta \vec{\tau} = \int_{\Delta V} [\vec{r} \times \vec{f}] dV = \frac{\partial \vec{M}}{\partial \ell} d\ell \\ \vec{M}(\ell) = \frac{1}{4\pi} \int_{\sigma(\ell)} [\vec{r} \times \vec{H}] \cdot H_n dS \end{cases} \quad (12)$$

$$(13)$$

Интегралы $\vec{G}(\ell)$ и $\vec{M}(\ell)$ по поперечному сечению трубки рассчитываются с учётом зависимости $\vec{H} = \vec{H}(\vec{r}(\vec{\ell}))$

$$\vec{G}(\ell) = \vec{\ell} \cdot \frac{\sigma \cdot H^2}{4 \cdot \pi} \left(\gamma_0 + \frac{k^2 \cdot a^2}{4} \cdot \gamma_2 \right) \quad (14)$$

$$\vec{M}(\ell) = \frac{\Phi^2}{8\pi^2} \cdot \gamma_2 [q(\ell) + k(\ell) \cdot \vec{b}] \quad (15)$$

$$\gamma_n = \frac{n+2}{a^{n+2}} \cdot \int_0^a \left(\frac{H_\ell^\circ(r)}{H} \right)^2 \cdot r^{n+1} \cdot dr \quad (16)$$

В результате получаем замкнутую подсистему уравнений по расчёту временной эволюции $\omega(\ell, t)$, $q(\ell, t)$ по известной динамике магнитной трубки $\vec{R} = \vec{R}(\ell, t)$, $\sigma = \sigma(\ell, t)$

$$\begin{cases} \frac{d\omega}{dt} + \frac{\omega}{\sigma} \cdot \frac{d\sigma}{dt} = \gamma_2 \cdot V_A^2 \cdot \frac{\partial q}{\partial \ell} \\ \frac{dq}{d\ell} = -\eta \cdot q + \frac{\partial \omega}{\partial \ell} + k \cdot (\vec{b}, \frac{d\vec{\ell}}{dt}) \\ \eta = (\vec{\ell}, \frac{\partial \vec{v}}{\partial \ell}) \end{cases} \quad (17)$$

3. Результаты расчётов

Расчёты временной эволюции закрутки и частоты вращения магнитной трубки приведены для следующего режима: начальная напряжённость магнитного поля равна $1.5 \cdot 10^6$ Гс; волновое число $m = 3$; глубина развития неустойчивости Паркера равна 218000 км ниже фотосферного уровня.

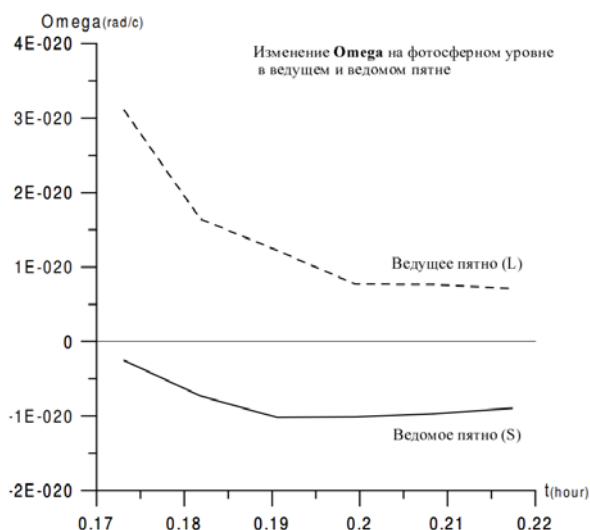


Рис. 2. Временная эволюция частоты вращения магнитной трубки на фотосферном уровне в ведущем и ведомом пятнах.

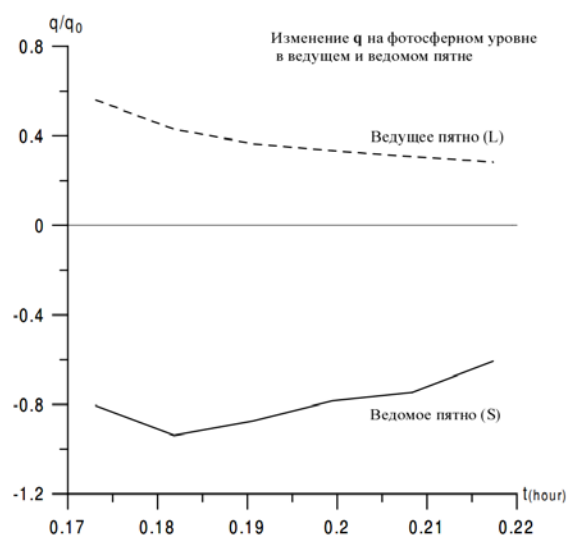


Рис. 3. Временная эволюция закрутки магнитной трубки на фотосферном уровне в ведущем и ведомом пятнах.

При всплывании арочной магнитной структуры на фотосферный уровень её основания расходятся (рис. 2). Для наблюдателя в северном полушарии в ведущем пятне поле закручено против часовой стрелки, а в ведомом пятне по часовой стрелке. В южном полушарии картина симметрично противоположная (рис. 3). Данное обстоятельство допускает прямую проверку по наблюдательным данным [4].

Литература

1. Прист Э.Р. Солнечная магнитогидродинамика. – М.: Мир. 1985. 592 с.
2. Куликовский А.Г., Любимов Г.А. Магнитная гидродинамика. – М.: Физматгиз. 1962. 248 с.
3. Longcope D.W., Fisher G.H., Arendt S. The Evolution of Rising Magnetic Flux Tubes // Astrophys. J., 1996, V. 464. P. 999–1011.
4. Longcope D.W., Choudhuri A.R. The Orientational Relaxation of Bipolar Active Region // Solar Phys., 2002. V. 205. P. 63–92.