ДИНАМИЧЕСКИЕ РЕЖИМЫ ТОКОНЕСУЩИХ ВОЛОКОН

Зайцев В.В.¹, Степанов А.В.^{2,3}, Мельников А.В.²

¹Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН,
г. Нижний Новгород, Россия

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

³Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

DYNAMICAL REGIMES OF A CURRENT-CARRYING FILAMENTS

Zaitsev V.V.¹, Stepanov A.V.^{2,3}, Mel'nikov A.V.²

¹Federal Research Center "The Institute of Applied Physics of RAS", Nizhny Novgorod, Russia

²Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS, Saint Petersburg, Russia

³Ioffe Institute of RAS, Saint Petersburg, Russia

Activation of filaments by sharp increase in the electric current is considered. Dynamics of the filament in terms of the Ampère force, the gravity, and the drag force due to ion viscosity is described. The upward Ampère force acting on the filament increases with the electric current in the filament, which results in the increase in the height of the filament. As a result a new equilibrium state corresponding to the new value of the electric current is reached. Phase diagrams of filament dynamics are obtained and maximum height and velocity of the filament are estimated. Example of active filament in the context of the proposed model is analyzed. Failed or two-stage eruptions of the prominences are also discussed.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-187-190

1. Введение

Активизация протуберанцев и волокон часто приводит к извержению их вещества в корону, которое формирует ядро коронального выброса массы. Предвестники эрупции волокон весьма разнообразны. Например, критическая высота волокна перед эрупцией, ~ 50–200 Мм, увеличение плотности протуберанцев, или, наоборот, уменьшение его массы. Наблюдается и увеличение амплитуды колебаний волокна перед эрупцией. В работах [1, 2] показано, что эрупция волокна происходит при превышении некоторого порогового значения электрического тока. Если величина электрического тока, текущего вдоль волокна, возрастает, то действующая на волокно и направленная вверх сила Ампера также возрастает. Это приведёт к подъёму волокна и достижению через динамический процесс нового положения равновесия, соответствующего новому значению электрического тока. Подъём может происходить со скоростями, типичными для протуберанцев, поэтому такой процесс можно рассматривать как активизацию волокна.

2. Динамика и активизация волокна

Рассмотрим простую модель динамики волокна при возрастании в нём электрического тока от значения I_0 до $I > I_0$. Считаем, что нарастание тока

происходит мгновенно, то есть время нарастания тока $\sim l/V_A < \sqrt{h/g}$, характеризующего отклик волокна на внешнее возмущение. Здесь l - длина волокна, $V_A = B/\sqrt{4\pi\rho}$ - альфвеновская скорость в волокне, $g = 2,74 \cdot 10^4 \text{ см/с}^2$ - ускорение силы тяжести, h - исходная высота волокна, соответствующая току I_0 . Условие равновесия волокна радиуса R , изображённого на рис.1, можно представить как $2I_0^2/c^2 h = \pi R^2 \rho g$. Учитывая, что $B_\phi = 2I_0/cR$ условие равновесия примет вид $B_\phi^2/2\pi h = \rho g$. Полагая $B_\phi = 10 \text{ Гс}$, $h = 10^9 \text{ см}$, $\rho = 10^{-13} \text{ г/см}^3$, $R = 10^8 \text{ см}$, находим, что волокно может поддерживаться в короне силой Ампера, если вдоль волокна течет ток $I_0 = 3,5 \cdot 10^9 \text{ А}$. Оценки электрических токов в волокнах дают значения $I_0 = (10^{10} - 6 \cdot 10^{11}) \text{ А}$ [3].

Рис. 1.

Уравнение, описывающее динамику волокна как целого в вертикальном направлении z под действием силы Ампера, силы тяжести и силы вязкости, запишем в следующем виде:

$$\pi R^2 \rho \frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{I^2}{c^2 z} - \eta \frac{dz}{dt} - \pi R^2 g \rho. \quad (1)$$

Для оценки влияния вязкости представим волокно непроницаемым эллиптическим цилиндром с осями a и b , движущимся в плазме со скоростью U перпендикулярно внешнему магнитному полю. В этом случае динамическая вязкость имеет вид [4]

$$\eta = \frac{4\pi\eta_0}{\frac{a}{a+b} - C - \ln \left[\frac{1}{4} \frac{U(a+b)\rho_a}{2\eta_0} \right]}, \quad (2)$$

где $C = 0,577$ – число Эйлера, а коэффициент ионной вязкости η_0 и столкновительное время τ_i в плазме с параметрами n_a и T_a равны [5]

$$\eta_0 \approx 0,96 n_a k_B T_a \tau_i, \quad \tau_i \approx 10^6 \frac{T_a^{3/2} (\text{эВ})}{n_a}. \quad (3)$$

Случай $b = 0$ соответствует пластинке, расположенной параллельно потоку. При $a = b = R$ (круглый цилиндр) вместо (2) получаем

$$\eta = \frac{4\pi\eta_0}{\ln(3,7\eta_0/\text{Re})}, \quad \text{Re} = \frac{UR}{(\eta_0/m_i n_a)} - \text{число Рейнольдса} \quad (4)$$

3. Фазовая диаграмма

Вводя безразмерную координату $Z = z/h$, безразмерное время $\tau = t\sqrt{g/h}$, запишем уравнение (1) в виде

$$\frac{d^2 Z}{d\tau^2} = -\nu \frac{dZ}{d\tau} + \frac{K}{Z} - 1, \quad \nu = \frac{\eta}{\pi R^2 \rho} \sqrt{\frac{h}{g}}, \quad K = \frac{I^2}{I_0^2}. \quad (5)$$

Уравнение (5) заменим эквивалентной системой уравнений

$$\frac{dZ}{d\tau} = V, \quad \frac{dV}{d\tau} = -\nu V + \frac{K}{Z} - 1 \quad (6)$$

Из уравнений (6) находим уравнение фазовых траекторий, связывающих безразмерные скорости и координаты в ходе эволюции волокна:

$$\frac{dV}{dZ} = \frac{K - Z - \nu VZ}{VZ}. \quad (7)$$

Вид фазовых траекторий для $\nu = 0$ и $0,1$ представлен на рис. 2. На рис. 3 показан осциллирующий переход волокна к следующему стационарному состоянию при $\nu = 0,1$.

Рис. 2.

Рис. 3.

При малой вязкости ($\nu \rightarrow 0$) можно оценить максимальную высоту подъёма протуберанца и максимальную скорость. В размерных переменных их значения равны

$$\left(\frac{dz}{dt} \right)_{\max} \approx (2gh)^{1/2} \left[\frac{I^2}{I_0^2} \left(\ln \frac{I^2}{I_0^2} - 1 \right) + 1 \right]^{1/2}, \quad z_{\max} \approx h \left(\frac{I^2}{I_0^2} \ln \frac{z_{\max}}{h} + 1 \right). \quad (8)$$

4. Обсуждение

Предложенную динамическую модель волокна применим к событию 30.03.2001 [6], наблюдавшегося в радиоизлучении (Nobeyama), в мягком рентгеновском излучении и на SOHO/MDI. Волокно имело следующие параметры: $h \approx 1,8 \cdot 10^9$ см, $l \approx 5,6 \cdot 10^9$ см, $R \approx 2,5 \cdot 10^8$ см, $\rho \approx 2,3 \cdot 10^{-13}$ г/см³, а электрический ток увеличился от $I_0 \approx 10^{10}$ А до $I \approx 7 \cdot 10^{10}$ А за 100 с. Этот временной интервал меньше значения $\sqrt{h/g} \approx 260$ с. Тогда из (8) находим $z_{\max} \approx 240h = 4,3 \cdot 10^{11}$ см, $V_{\max} = 1,2 \cdot 10^8$ см/с, что соответствует магнитному числу Маха $M_A = V_{\max}/V_A \approx 1$. Полагая плотность и температуру внешней среды $n_a = 10^9$ см⁻³ и $T_a = 2$ МК ≈ 200 эВ и принимая $U = 3 \cdot 10^6$ см/с из (3) находим $\eta_0 \approx 0,8$ г/смс, а из (4) определяем $\eta \approx 15$ г/смс. В этом случае коэффициент торможения $\nu = \eta(\pi R^2 \rho)^{-1}(h/g)^{1/2} \approx 6,6 \cdot 10^{-2}$, а время затухания $\nu^{-1} \sqrt{Kh/g} \approx 8$ часов. Число Рейнольдса $Re = \frac{UR}{(\eta_0/\rho_a)} = 1,6$ при $\rho_a = 1,7 \cdot 10^{-15}$ г/см³.

Энергия поднимающегося волокна $E \sim MV_{\max}^2 \sim 10^{30}$ эрг, где $M = \pi \rho R^2 l$.

В заключение заметим, что резкое увеличение электрического тока может быть вызвано неустойчивостью Рэлея-Тейлора в хромосферном основании волокна [7]. Наблюдения свидетельствуют также о двухступенчатой эрупции, когда быстрый подъем волокна после потери устойчивости в нижней короне сменяется его замедлением и остановкой в вышерасположенной зоне устойчивости [8, 9]. Внешние воздействия переводят волокно в следующую зону неустойчивости. Такое поведение волокон в предложенной нами модели можно объяснить повторным ростом электрического тока в волокне. Многократное усиление электрического тока в итоге приведёт к корональному выбросу массы.

Работа поддержана грантом РФФИ № 18-02-00856 (разделы 1 и 2), грантом РНФ № 16-12-10448 (раздел 3) и Программой Президиума РАН № 28 (раздел 4).

Литература

1. *van Tend W., Kuperus M.* // Solar Phys., 1978, 59, 115.
2. *Filippov B., Koutchmy S.* // Solar Phys., 2002, 208, 283.
3. *Vršnak B., Ruždjak V., Brajša R., Džubur, A.* // Solar Phys., 1988, 116, 45.
4. *Ламб Г.* Гидродинамика – ОГИЗ, Гостехиздат, 1947.
5. *Брагинский С.И.* Вопросы теории плазмы. Вып. 1. – М.: Госатомиздат, 1963.
6. *Altyntsev A.T., Grechnev V.V., Meshalkina N.S., Yan Y.* // Solar Phys., 2007, 242, 111.
7. *Zaitsev V.V., Kronshtadtov P.V., Stepanov A.V.* // Solar Phys., 2016, 291, 3451.
8. *Byrne J.P., Morgan H., Seaton D.B. et al.* // Solar Phys., 2014, 289, 4545.
9. *Filippov B.* // MNRAS, 2018, 475, 1646.