

ЖГУТОВЫЕ МОДЕЛИ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК И ПЕРЕХОД ВОЛОКНА В РЕЖИМ КОРОНАЛЬНОГО ВЫБРОСА

Соловьёв А.А., Королькова О.А.

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

SOLAR FLARES AS A ROPE FLUX STRUCTURES AND THE TRANSITION OF THE FLARE FILAMENT TO THE CORONAL EJECTION MODE

Solov'ev A.A., Korolkova O.A.

Main (Pulkovo) observatory of RAS, St. Petersburg, Russia

A new physical mechanism of flare energy release in force-free magnetic flux ropes is described: as the top of the magnetic rope-loop enters the corona, the external pressure G , which keeps it from expanding, steadily decreases. At its critically low value, the longitudinal field tends to zero on the surface where the currents change sign, and the force-free parameter and azimuthal current near this surface grow without limit, approaching the rupture. This excites plasma turbulence in the rope and serves as a flare trigger. Rapid dissipation of the field and currents on the anomalous plasma resistance induces an electric field much higher than the Dreiser field. The forces acting on the flare filament in the corona are described, and the conditions for its transition to the dynamic CME regime are discussed.

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-285-290>

1. Введение

Мы разрабатываем модели солнечных вспышек, которые могут происходить в магнитных жгутах – в слабоизогнутых скрученных магнитных силовых трубках, обладающих достаточно большим запасом свободной магнитной энергии, запасенной в протекающих в них токах. Поскольку для производства даже небольшой вспышки нужна достаточно высокая (не менее 100 Гс) напряженность магнитного поля, а газовое давление в короне соответствует магнитному давлению поля в 1 Гс, то, очевидно, магнитное поле вспышечного жгута является бессильным, т.е. описывается уравнениями:

$$[\nabla \times \mathbf{B}] = \alpha(\mathbf{r})\mathbf{B}, \quad \nabla \alpha(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (1)$$

где $\alpha(\mathbf{r})$ – некоторая псевдоскалярная функция, квадрат величины которой определяет скорость джоулевой диссипации бессильного поля.

Мы рассматриваем равновесие горизонтального магнитного волокна в плоской гидростатической атмосфере при наличии однородного поля силы тяжести и внешнего продольного по отношению к оси волокна магнитного поля. Радиус поперечного сечения волокна – всегда величина конечная, так что на его границе, при $r = a$, азимутальное магнитное поле стремится к нулю: $B_\phi(ka) \rightarrow 0$, а продольное поле переходит во внешнее продольное

поле, предохраняющее жгут от расширения на бесконечность: $B_z(ka) \rightarrow B_{z,ex}$ (рис. 1). Предполагаем осевую и трансляционную симметрию – инвариантность параметров системы относительно произвольных смещений вдоль одной из координат. Пусть в декартовых координатах это будет ось z , как и в цилиндрической модели Паркера [6], ось x направим поперек волокна, а ось y – вертикально вверх. Расстояния по y отсчитываем вверх от магнитной оси волокна. Сила тяжести будет $\mathbf{F}_g = -\rho(y)g\mathbf{e}_y$, где ρ – плотность газа, и уравнения магнитной гидростатики примут вид:

$$(4\pi)^{-1} [(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}] - \nabla P - \rho g \mathbf{e}_y = 0, \quad (2)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \quad P = \rho \mathcal{R} T \mu^{-1}. \quad (3), (4)$$

Здесь $\mathbf{B}$ – напряженность магнитного поля, P – давление, T – температура газа, μ – средняя молярная масса газа. Уравнение (2) дает баланс сил в равновесной системе, уравнение (3) определяет соленоидальный характер магнитного поля, а (4) – состояние идеального газа. Система (2)–(4) неполна: в ней отсутствует уравнение переноса энергии, однако при анализе сильных бессиловых полей, когда градиент давления, как и все другие силы, отбрасывается, это значения не имеет.

Магнитное поле жгута описываем функцией потока [5]:

$$A(x, y) = \int_0^x B_y(x, y) dx. \quad (5)$$

Компоненты азимутального поля задаются формулами:

$$B_y = \frac{\partial A}{\partial x}, \quad B_x = -\frac{\partial A}{\partial y}. \quad (6)$$

Уравнение равновесия (2) перепишется так (Solov'ev, 2022):

$$\frac{\partial^2 A(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A(x, y)}{\partial y^2} = -\frac{1}{2} \frac{dB_z^2(A)}{dA} - 4\pi \frac{\partial P(A, y)}{\partial A}. \quad (7)$$

Отсюда, задавая функцию потока и отбрасывая член с газовым давлением, получаем уравнение для нахождения продольного магнитного поля, которое в силу трансляционной симметрии оказывается зависящим только от функции A .

2. Структура магнитного поля в бессиловом жгуте

В данной работе мы рассмотрим две функции потока:

$$A_1 = \frac{B_0}{k} \exp(-(k^2 x^2 + k^2 y^2 - 1)) = \frac{B_0}{k} \exp(-(k^2 r^2 - 1)) \quad (8)$$

$$A_2 = \frac{B_0}{k} \exp\left(\frac{-1}{m(k^2 x^2 + k^2 y^2 - 1)}\right) = \frac{B_0}{k} \exp\left(\frac{-1}{m(k^2 r^2 - 1)}\right) \quad (9)$$

Здесь $m = 1, 2, 3 \dots$ $kr = \sqrt{x^2 + y^2}$. Первая из этих функций – спадающая экспонента – описывает жгут с сильной концентрацией продольного тока

на оси (рис. 1, слева, и рис. 3), а вторая (называется «шапочка») – описывает резкий максимум тока на периферии, в тонкой цилиндрической оболочке; чем больше индекс m , тем резче выражена пиковая концентрация тока в этой оболочке (рис. 1, справа, и рис. 2).

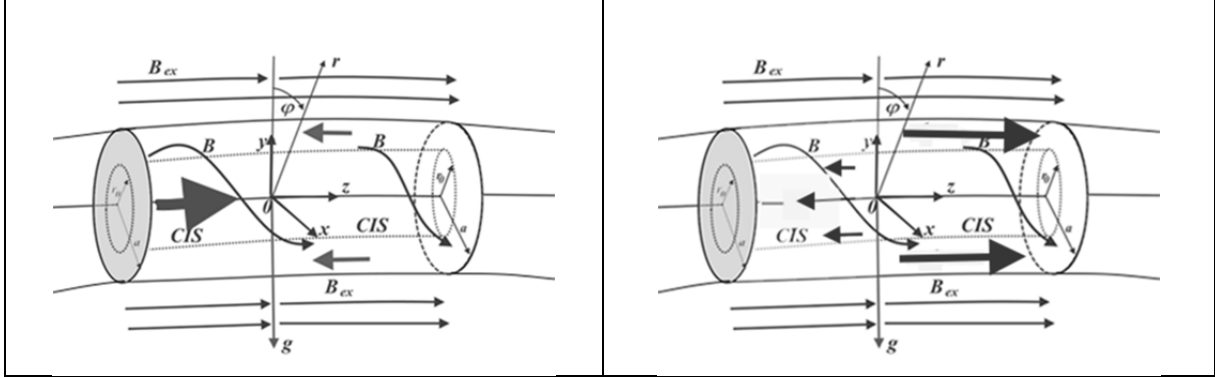


Рис. 1. Изображен отрезок экранированного магнитного жгута радиуса a , электрический ток (черные стрелы) меняет знак на расстоянии r_0 от оси, так что

$$I = \int_0^a 2\pi r \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\phi) dr = 2\pi r B_\phi \Big|_0^a = 0.$$

Для первой модели продольное магнитное поле в жгуте равно:

$$B_z(r) = B_0 \sqrt{G - 2 \cdot (\exp(k^2 r^2 - 1))^{-2} \cdot [1 - 2 \ln(\exp(k^2 r^2 - 1))^{-1}]} \quad (10)$$

где $G = B_{z,ex}^2 / B_0^2$ – константа интегрирования. Критическое ее значение, при котором подкоренное выражение обращается в ноль на поверхности смены знака тока, равно 2.

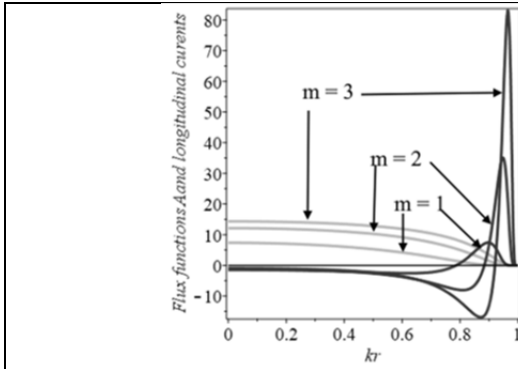


Рис. 2. Функция потока (9) (серые линии) и распределение продольных токов в модели 2 для различных значений параметра m .

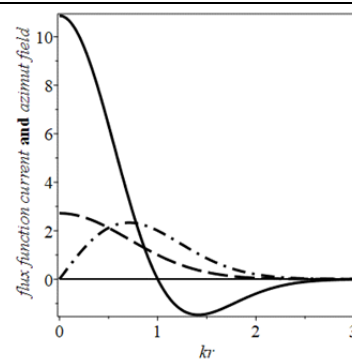


Рис. 3. Функция (8) – пунктир. Азимутальное поле – штрих-пунктир, продольный ток (сплошная линия) меняет знак при $kr = 1$.

Для второй модели (шапочка) для случая $m = 2$, получаем

$$\frac{B_z(r)}{B_0} = \left\{ G - \left[\exp \left(\frac{-1}{2(1-k^2 r^2)} \right) \right]^2 \cdot \left[\frac{-1}{(k^2 r^2 - 1)^2} + \frac{2}{k^2 r^2 - 1} - 2 + \frac{1}{(k^2 r^2 - 1)^3} + \frac{1}{(k^2 r^2 - 1)^4} \right] \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (11)$$

$G = B_{z,ex}^2 B_0^{-2}$, значение константы интегрирования, при котором продольное поле стремится к нулю на поверхности CIS, равно здесь $G_{cr} = 3.1974$.

3. Механизм солнечной вспышки в бессиловом магнитном жгуте

Нами выявлен новый физический механизм вспышечного энерговыделения в бессиловых магнитных жгутах. Суть его такова: по мере выхода вершины магнитной петли-жгута в солнечную корону внешнее давление G , которое удерживает жгут от бокового расширения, будет неуклонно падать. Для любого бессилового жгута, независимо от его внутренней магнитной структуры, существует критически низкое значение G , при котором продольное магнитное поле стремится к нулю на той магнитной поверхности, где электрические токи меняют знак. (Это CIS - current inversion surface). Когда $B_z(CIS) \rightarrow 0$, азимутальный электрический ток и бессиловый параметр $\alpha(r)$ начинают неограниченно нарастать (по модулю) в окрестности этой поверхности, приближаясь к разрыву. При этом токовая (дрейфовая) скорость электронов вблизи CIS неизбежно превысит скорость ионного звука. Это возбуждает в жгуте плазменную ионно-звуковую неустойчивость. Рассеяние токовых электронов на плазмонах ионного звука очень резко, на 6–7 порядков, понижает проводимость плазмы [1, 4]. На таком аномально высоком сопротивлении плазма жгута сильно разогревается, магнитное поле быстро диссипирует, и скорость уменьшения его напряженности достигает нескольких Гаусс/с [2, 3]. По закону индукции Фарадея это создает в жгуте электрические поля, значительно большие, чем поле Дрейсера. Совокупность описанных явлений хорошо отражает природу вспышки. Как видно из приведенных выше двух моделей, несмотря на резкое отличие распределений электрических токов по сечению волокна, основные свойства бессилового магнитного жгута, обеспечивающие вспышечное энерговыделение в нем, полностью сохраняются.

Жгутовые модели вспышки описаны в ряде наших работ ([7–13] и др.), поэтому здесь мы не останавливаемся на доказательстве сделанных выше утверждений, а обратимся к вопросу о том, какие силы действуют в короне на вспышечное волокно и при каких условиях оно может перейти из состояния равновесия в динамический режим КВМ.

4. Силы, действующие на вспышечное волокно

Рассмотрим вначале внутренние силы в прямом магнитном цилиндре радиуса a , длины L с двумя компонентами поля: $B_z(r), B_\phi(r)$. Будем рассматривать величины, усредненные по сечению жгута (угловые скобки. $\langle \rangle$) Прежде всего, заметим, что условие поперечного равновесия для бессилового магнитного жгута имеет вид: $\langle B_z^2 \rangle = B_{z,ex}^2$ (см., например, [7]), азимутальное поле в этот баланс не входит вследствие экранированности токов. Что касается равновесия жгута по длине, то натяжение продольного поля

$-\langle B_z^2 \rangle (4\pi)^{-1}$ стремится сократить жгут в длину, а взаимное отталкивание колец азимутального поля, нанизанных на общую магнитную ось, напротив, растягивает жгут: $+\langle B_\phi^2 \rangle (8\pi)^{-1}$. Баланс этих внутренних сил таков, что если ввести интегральную скрученность поля отношением $\kappa = \langle B_\phi^2 \rangle \langle B_z^{-2} \rangle$, то равновесие магнитного жгута по длине наступает при $\kappa = 2$ [6]. При меньших значениях скрученности жгут будет стягиваться, по длине, а при больших – удлиняться, вытягиваться. Внутренняя сила, действующая на единицу длины жгута, запишется в виде:

$$F_L(\text{int}) = \frac{V}{L} \frac{\langle B_z^2 \rangle}{8\pi} (\kappa - 2). \quad (12)$$

Однако эта простая картина нарушается тем, что кроме указанных внутренних сил на магнитное волокно будут действовать и внешние силы. Первая из них связана с тем, что продольное магнитное поле, удерживающее жгут от бокового расширения на бесконечность, будучи частью общего крупномасштабного магнитного поля, может заметно изменяться на масштабе сечения жгута a . Ни измерить, ни рассчитать это изменение в каждом наблюдаемом случае мы не можем. Можно только из общих соображений заключить, что давление этого поля будет падать с высотой, и, таким образом, на жгут должна действовать положительная внешняя сила, равная по порядку величины

$$F_{L,1}(\text{external}) = V \frac{d}{dh} \left(\frac{B_{z,ex}^2}{8\pi} \right) \approx \frac{V}{a} \frac{B_{z,ex}^2}{8\pi} = \frac{V}{a} \frac{\langle B_z^2 \rangle}{8\pi}. \quad (13)$$

Эта сила положительна и заметно больше, чем (12), поскольку в ней L заменяется на a , при том, что длина петли обычно сильно превышает радиус её сечения. Вторая внешняя сила связана с наличием внешнего магнитного поля, **поперечного** по отношению к магнитной оси жгута. Здесь следует различать два случая:

1. Если направление внешнего поперечного поля совпадает с направлением азимутального поля на нижнем обходе жгута, то возникает положительная сила, подпирающая жгут снизу-вверх (рис. 4), и в сумме с (13) это обеспечит подъем волокна и формирование КВМ сразу вслед за вспышкой или одновременно с нею, что нередко и наблюдается.

2. Если поперечное поле совпадает с B_ϕ на верхнем обходе жгута, то возникает перекрытие волокна «магнитным куполом», который препятствует его движению вверх (рис. 5). Сила этого поля составит:

$$F_{L,2}(\text{external}) = -\frac{V}{a} \frac{B_{ex}^2}{8\pi} \sin(\mu), \quad (14)$$

где μ - угол между направлением вектора $\mathbf{B}_{ex}$ и магнитной осью жгута.

Конкуренция двух разнонаправленных внешних сил (13) и (14) и определит всю динамику магнитного жгута. К сожалению, ни измерить, ни рассчитать эти внешние силы мы не можем, и только по реконструкции

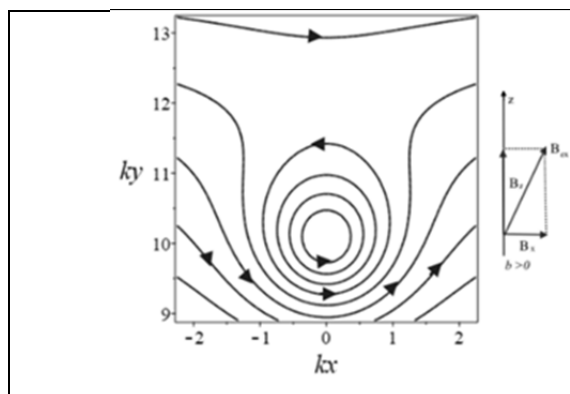


Рис. 4. Поперечное сечение жгута для случая, когда направление поля на нижнем обходе жгута совпадает с направлением внешнего поперечного поля. Внешняя сила направлена вверх.

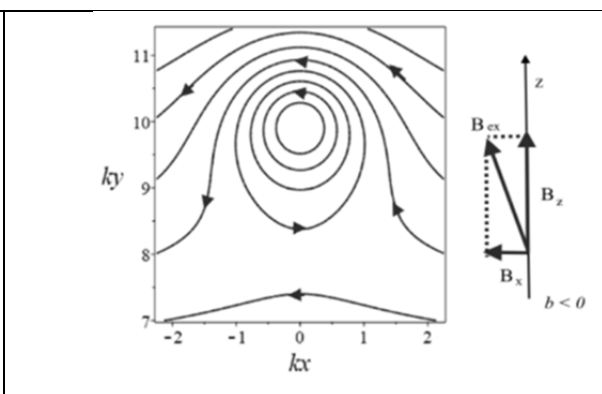


Рис. 5. Направление внешнего поперечного поля совпадает с направлением азимутального поля на верхнем обходе. Образуется магнитный купол, препятствующий подъему жгута.

бессилового магнитного поля в короне [14] можно оценить угол μ . В тех случаях, когда он мал, т.е. когда волокно-жгут располагается почти параллельно внешнему полю, тормозящее действие поперечного поля ослабевает, и тогда волокно может перейти из равновесия в режим КВМ и в случае 2, т.е. даже при наличии слабого поперечного перекрытия внешним полем.

Литература

1. Artzimovich L.A., Sagdeev R.Z. Plasma Physics for Physicists (Atomizdat, Moscow, 1979) p. 278 [in Russian].
2. Fleishman G.D., Dale E.G., Chen B. et al. // Science, 2020, 367, 278
3. Fleishman G.D., Nita G.M., Chen B. et al. // Nature, 2022, vol. 606, issue 7, pp. 674-677.
4. Kaplan S.A., Tsitovich V.N. Plasma Astrophysics / Elsevier, Amsterdam, 1973.
5. Landau L.D., Lifchitz E.M. / Course of Theoretical Physics, Vol. 8: Electrodynamics of Continuous Media (Nauka, Moscow, 1982; Pergamon, New York, 1984).
6. Parker E.N. Cosmic Magnetic Fields. Part 1. Clarendon Press, Oxford, 1979.
7. Solov'ev A.A. and Kirichek E.A. Force free magnetic flux ropes: inner structure and basic properties // MNRAS, 2021, vol. 505, Issue 3, pp. 4406-4416.
8. Solov'ev A.A. Force free magnetic flux ropes: string confinement of super-strong magnetic fields and flare energy release. MNRAS, 2022, Vol. 515, issue 4, pp. 4981-4989.
9. Solov'ev A.A., Kirichek E.A. Properties of flare energy release in force free magnetic flux ropes // Astronomy Letters, 2023, vol. 49, no. 5, pp. 256-268.
10. Solov'ev A.A. Force Free Magnetic Flux Rope with a High Current Density on the Axis // Astronomy Reports, 2024, Vol 101, no.6, pp. 565-574.
11. Solov'ev A.A., Korolkova O.A., Kirichek E.A. Magnetic flux ropes on the Sun: electric currents and flare activity // Geomag. and Aeronomy, 2023, Vol. 63, No. 8, pp.10-25.
12. Solov'ev A.A. Flare Filament with the Force-Free Structure of the Magnetic Field // Geomagnetism and Aeronomy, 2024, Vol. 64, No. 7, pp. 188-194.
13. Solov'ev A.A. and Kirichek E.A. // Magnetic flux ropes with current shell as solar flare structures // Astronomy Letters, 2024, Vol. 50. (Accepted)
14. Бакунина И.А., Мельников В.Ф. и др. / Доклад на 28-й Всероссийской конференции «Солнечная и солнечно-земная физика». СПб, Пулковое, ГАО РАН, 9.10.2024.