

## БЕССИЛОВОЙ МАГНИТНЫЙ ЖГУТ С ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТЬЮ ТОКА НА ОСИ

© 2024 г. А. А. Соловьев

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

Поступила в редакцию 21.01.2024 г.

После доработки 06.03.2024 г.

Принята в печать 23.04.2024 г.

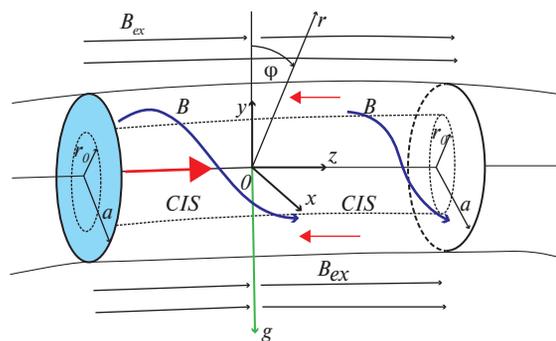
Представлена новая модель бессилового магнитного жгута с большой плотностью электрического тока на оси. Общее свойство осесимметричных бессиловых магнитных жгутов состоит в том, что с выходом вершины петли-жгута в корону внешнее давление, удерживающее его от бокового расширения, неуклонно падает, и при некотором критическом его уменьшении продольное магнитное поле жгута обращается в нуль на поверхности смены знака электрического тока (current inversion surface — CIS). При этом бессилового параметр  $\alpha(r)$  и азимутальный электрический ток  $j_\phi(r)$  испытывают на этой поверхности разрыв второго рода, так что в окрестности CIS их значения начинают неограниченно расти (по модулю). Токовая (дрейфовая) скорость электронов здесь неизбежно превысит скорость ионного звука. Это служит триггером к разогреву неизоэнтальпической плазмы (так что будет:  $T_e \gg T_i$ ) и возбуждению плазменной ионно-звуковой неустойчивости плазмы не только вблизи CIS, но и в центральной области жгута, где плотность тока особенно велика. Аномальное сопротивление плазмы ведет к быстрой диссипации магнитного поля и генерации супер-дрейсеровского электрического поля. Эффект Паркера (выравнивание, с некоторой задержкой, вращающего момента вдоль оси жгута за счет переноса азимутального поля в область энерговыделения) приводит к квазипериодическим пульсациям жесткого излучения вспышки и, в конечном итоге, обеспечивает вспышечное выделение заметной части всей свободной магнитной энергии, накопленной в жгуте.

*Ключевые слова:* солнечная вспышка, магнитное поле, бессилового магнитный жгут, плазменная ионно-звуковая неустойчивость

DOI: 10.31857/S0004629924060072 EDN: JMG MVF

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы нами разрабатываются жгутовые модели солнечных вспышек [1–4]. В этих моделях рассматривается магнитная петля, имеющая вид слабоизогнутой скрученной силовой трубки (magnetic flux tube), концы которой закреплены в фотосфере (рис. 1), а структура поля внутри жгута — бессиловая:  $\text{rot } \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}$ ,  $\mathbf{B} \cdot \nabla \alpha = 0$  (магнитное поле вспышечного волокна должно быть достаточно сильным для обеспечения высокой энергетики вспышки). По мере выхода вершины жгута-петли в разреженную солнечную корону внешнее давление, удерживающее жгут от бокового расширения на бесконечность, неуклонно падает. Для любого экранированного бессилового магнитного жгута существует критически низкое значение этого внешнего давления, при котором продольное магнитное поле обращается в нуль на той магнитной поверхности, где электрический ток меняет знак (current inversion surface — CIS). В этот момент азимутальный электрический ток  $j_\phi(r)$  и бессилового параметр  $\alpha(r)$  испытывают на этой



**Рис. 1.** Отрезок магнитного цилиндра радиуса сечения  $a$ , как вершина слабоизогнутой магнитной петли с основаниями, закрепленными далеко в фотосфере (модель Паркера). Поскольку полный ток в жгуте экранирован, равен нулю, то в жгуте неизбежно имеется магнитная поверхность радиуса  $r_0$ , на которой ток меняет знак (CIS — current inversion surface). Показаны декартова  $(x, y, z)$  и цилиндрическая  $(r, \phi, z)$  системы координат. Синяя линия — винтовое магнитное поле,  $B_{ex}$  — внешнее продольное поле, обеспечивающее боковое равновесие магнитного жгута.

магнитной поверхности разрыв второго рода, так что в слое по обеим сторонам данной поверхности их значения начинают неограниченно возрастать (по модулю). Это приводит к тому, что токовая (дрейфовая) скорость электронов в окрестности CIS неизбежно превысит скорость ионного звука и тогда произойдет возбуждение плазменной ионно-звуковой неустойчивости. Рассеяние токовых электронов на плазмонах ионно-звуковой турбулентности резко (на 7 порядков) понижает проводимость плазмы в жгуте [2–4]. Благодаря аномальному сопротивлению возникает мощный разогрев плазмы жгута, и скорость убыли напряженности магнитного поля на оси доходит до нескольких гаусс в секунду [5, 6]. По закону индукции Фарадея это приводит к генерации электрических полей, значительно превышающих известный дрейсеровский предел. В совокупности описанные эффекты и обеспечивают характерные черты явления солнечной вспышки.

В данной работе мы рассмотрим новую модель жгута, в которой на его оси достигается высокая концентрация электрического тока.

$$I = \frac{c}{4\pi} \int_0^a j_z(r) 2\pi r dr = \frac{c}{2} \int_0^a \frac{1}{r} \frac{\partial(rB_\phi)}{\partial r} r dr = \frac{c}{2} rB_\phi(r)|_0^a = \frac{c}{2} aB_\phi(a) = 0$$

Эта проблема многократно обсуждалась в литературе [1, 10, 11 и др.], но, как показывает наш многолетний опыт, часто приходится встречаться с непониманием этого вопроса, а работы, в которых используются представления о неэкранированных электрических токах (их именуют, видимо, для маскировки, линейными токами), продолжают широко публиковаться.

### 3. ОСОБЕННОСТЬ БЕССИЛОВЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

1. По теореме Шафранова [13] бессиловое магнитное поле не может существовать во всем пространстве, где-то должны быть границы, на которых осуществляется его удержание! Должно существовать внешнее давление, удерживающее магнитное поле от расширения на бесконечность.

2. Напрямую «шить» область бессилового поля, в которой плотность токов отлична от нуля, с областью потенциального поля ( $j = 0$ ) нельзя — этим будет нарушено условие непрерывности электрического поля на границе двух любых сред:  $E_{t,1} = E_{t,2}$ .

Второй особенностью новой модели является то, что в ней быстрая диссипация магнитного поля жгута происходит при достаточно большом диаметре его сечения (около  $10^9$  см = 10 Мм). Это позволяет не привлекать гипотезу о наличии тонкой магнитной структуры внутри жгута, к которой мы прибегали в предыдущих работах [3, 4] для обоснования большой убыли магнитного поля, т. е. высоких, по модулю, значений производной  $-\frac{dB}{dt}$ , во вспышечном процессе.

### 2. ЭКРАНИРОВАННОСТЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ТОКОВ В ПЛАЗМЕ

В проводящей среде (плазме) неэкранированные электрические токи физически не могут существовать. Любое реальное волокно имеет конечные поперечные размеры, которые пространственно ограничивают магнитные поля этого волокна, так что полный электрический ток вдоль оси такого волокна оказывается равен нулю. Это легко показать, используя уравнение Ампера при условии, что азимутальное поле на границе волокна равно нулю:

### 4. ЗАПУТАННЫЕ МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ И РЕГУЛЯРНАЯ БЕССИЛОВАЯ СТРУКТУРА ПОЛЯ

В подфотосферных слоях и в конвективной зоне Солнца плотность кинетической энергии турбулентных пульсаций доминирует над плотностью энергии магнитного поля  $\rho \frac{V_{\text{turb}}^2}{2} > \frac{B^2}{8\pi}$ , а на уровне фотосферы это величины одного порядка. Поэтому магнитные поля, даже будучи скручены в конвективной зоне широтным и радиальным дифференциальным вращением в аккуратные магнитные жгуты, выходят в фотосферу в сильно «разлохмаченном, растрепанном» виде. На фотосферных магнитограммах мы видим очень сложные конфигурации полей с мелкомасштабными перемежающимися полярностями.

Однако, выходя в разреженную корону, где давление газа равно магнитному давлению поля всего в 1 гаусс, достаточно сильные магнитные поля неизбежно с альвеновской скоростью стремятся к бессиловому равновесию, которое описывается хорошо известными уравнениями:  $\text{rot } \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}$ ,  $\mathbf{B} \cdot \nabla \alpha = 0$ , Тем самым, магнитные поля в хромос-

фере и короне Солнца приобретают регулярную (упорядоченную) структуру, несущую в себе большой запас свободной (связанной с токами) магнитной энергии, достаточный для солнечной вспышки.

### 5. МОДЕЛЬ МАГНИТНОГО ЖГУТА

Рассмотрим равновесие бессилового магнитного жгута с экранированным электрическим током, расположенного горизонтально в солнечной атмосфере с однородным полем сил тяжести,  $g$  — ускорение свободного падения. На рис. 1 показана декартова  $(x, y, z)$  и цилиндрическая  $(r, \phi, z)$  системы координат, вдоль оси  $z$  имеется трансляционная симметрия; синим обозначена магнитная силовая линия бессилового поля:  $\mathbf{B}\{0, B_\phi(r), B_z(r)\}$ .

Магнитное поле в жгуте удобно задавать потоковой функцией:

$$A(x, y) = \int_0^x B_y(x, y) dx. \quad (1)$$

Для выполнения условия  $\text{div } \mathbf{B} = 0$  компоненты поля определяются так:

$$B_x = -\frac{\partial A}{\partial y}, \quad B_y = \frac{\partial A}{\partial x}. \quad (2)$$

С потоковой функцией уравнения магнитогидростатической задачи для баланса сил и плотности газа приобретают в декартовой системе вид [1–4]:

$$\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} = -\frac{1}{2} \frac{dB_z^2(A)}{dA} - 4\pi \frac{\partial P(A, y)}{\partial A}, \quad (3)$$

$$\rho(x, y) = -\frac{1}{g(y)} \frac{\partial P(A, y)}{\partial y}. \quad (4)$$

Здесь  $G = B_{\text{ex}}^2(B_0)^{-2}$  — постоянная интегрирования. На рис. 2 показана функция  $A$  (зеленая линия) и продольный ток  $j_z(r)$  (сиреневая линия) в единицах  $ckB_0(4\pi)^{-1}$ . На рис. 3 показано продольное магнитное поле (формула (8), красная линия) при критическом значении ( $G = G_{\text{cr}} = 1.99999 = 2$ ), когда  $B_z(kr)$  обращается в ноль на поверхности CIS с  $kr_0 = 1$  (тот факт, что  $B_z(kr)$  обращается в ноль при  $G_{\text{cr}}$  именно в точке  $kr_0 = 1$ , служит контролем правильности всех вычислений). На этом же рис. 3 показан ход продольного поля при  $G = 1.5G_{\text{cr}} > G_{\text{cr}}$ , когда это поле сильно ослабевает вблизи CIS, но

еще отлично от нуля. Азимутальное поле  $B_\phi(kr)$  на рис. 3 достигает максимума вблизи CIS, а затем плавно убывает.

В данной модели мы выберем функцию потока в следующей простой форме:

$$A(x, y) = \frac{k^{-1}B_0}{\exp\left((kx)^2 + (ky)^2 - 1\right)}. \quad (5)$$

Здесь  $B_0$  есть мера индукции (напряженности) магнитного поля (ее связь с напряженностью поля на оси и внешним полем показана ниже, перед формулой (14)),  $k$  — масштабный фактор (обратная длина), вводимый для сохранения размерности. Из геометрии системы следует:  $(kx)^2 + (ky)^2 = (kr)^2$ . Компоненты магнитного поля:

$$B_y = -B_0 2kx \left( \exp\left((kx)^2 + (ky)^2 - 1\right) \right)^{-1}, \quad (6)$$

$$B_x = 2B_0 ky \left( \exp\left((kx)^2 + (ky)^2 - 1\right) \right)^{-1}.$$

В цилиндрических координатах азимутальное поле примет простой вид:

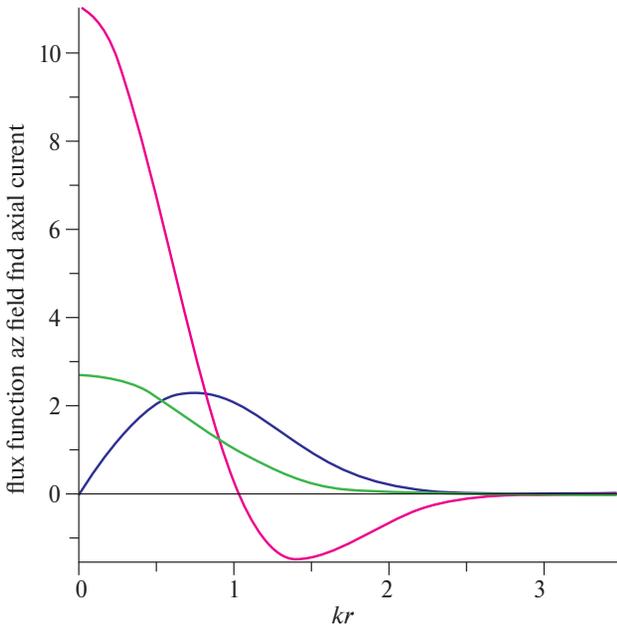
$$B_\phi(r) = 2krB_0 \left( \exp\left((kr)^2 - 1\right) \right)^{-1}. \quad (7)$$

где  $kr$  — радиальное расстояние от оси жгута до данной точки.

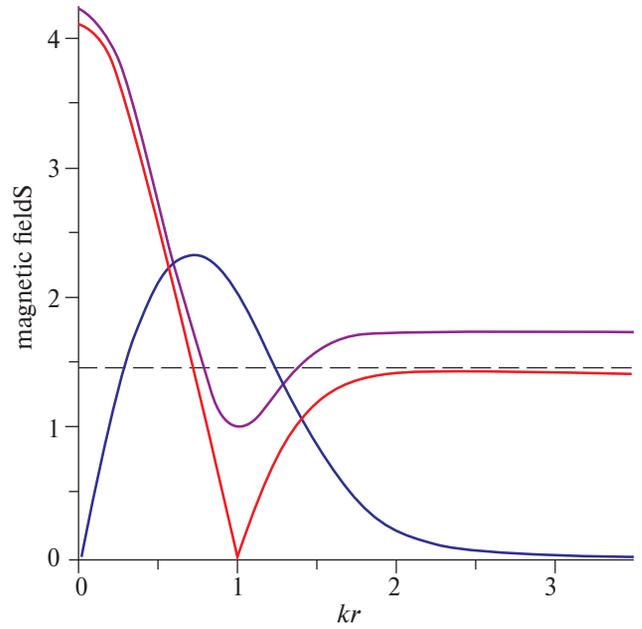
Зависимость  $B_\phi(r)$  показана на рис. 2. Лапласиан в уравнении (3) равен:  $\Delta A = 4k^2 A \ln(A)$ , т. е. он зависит только от функции  $A$ . Для вычисления продольного бессилового поля  $B_z(r)$ , следует в уравнении (3) пренебречь членом с газовым давлением (в корональных условиях газовое давление на несколько порядков меньше магнитного уже при напряженности поля в 100 Гаусс) и провести интегрирование по  $A$ , откуда получим:

$$B_z(r) = B_0 \sqrt{G - 2 \cdot \left( \exp\left(k^2 r^2 - 1\right) \right)^{-2} \cdot \left[ 1 - 2 \ln\left( \exp\left(k^2 r^2 - 1\right) \right)^{-1} \right]}. \quad (8)$$

Для экранированного магнитного жгута радиус его поперечного сечения  $a$  определяется как радиус той магнитной поверхности, на которой электрические токи и азимутальное поле убывают до нуля:  $j_\phi \rightarrow 0, j_z \rightarrow 0, B_\phi \rightarrow 0$ , а продольное поле  $B_z(kr)$  переходит в потенциальное внешнее поле  $B_{\text{ex}}$ :  $B_z \rightarrow B_{\text{ex}}$ . Также на этой поверхности должен исчезать и вращательный момент (torque, см. формулу (23) и рис. 5). Из рис. 2–5 видно, что на расстоянии от оси  $kr = 3.5$  эти условия выполняются достаточно



**Рис. 2.** Функция (5), зеленая линия, выражена в единицах  $B_0 k^{-1}$ . Сиреневая линия — плотность продольного тока  $j_z(r)$ , в единицах  $ckB_0(4\pi)^{-1}$ . Ее величина на оси равна 11, ток меняет знак при  $kr_0 = 1$ . Синяя линия — азимутальное поле  $B_\phi(r)$ .



**Рис. 3.** Синяя линия — поле  $B_\phi(r)$ . Сиреневая пунктирная — продольное поле  $B_z(r)$  при внешнем давлении выше критического  $G = 1.5G_{cr} > G_{cr}$ , красная линия — поле  $B_z(r)$ , обращается в ноль на поверхности CIS с координатой  $kr_0 = 1$  при  $G = G_{cr} = 2$ .

хорошо (с точностью до 0.1%), поэтому следует принять:  $ka = 3.5$ .

Поле на оси жгута, как видно из рис. 3, больше внешнего в 2.9 раза.

### 6. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ТОКИ И БЕССИЛОВОЙ ПАРАМЕТР В ЖГУТЕ

Продольный и азимутальный электрические токи определяются формулами:

$$j_z(kr) = \frac{c}{4\pi} \left( \frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial y} \right) = \frac{c}{4\pi} \Delta A = \frac{c}{4\pi} k^2 4A \ln(A), \quad (9)$$

$$j_\phi(r) = \frac{c}{4\pi} [\nabla \times \mathbf{B}]_\phi = -\frac{ck}{4\pi} \frac{\partial B_z}{\partial(kr)}. \quad (10)$$

Выражение для бессилового параметра приведено в [1]:

$$\alpha(r) = -k \frac{3F' + krF''}{4B_\phi B_z}, \quad (11)$$

где штрих означает дифференцирование по переменной  $kr$ , а  $F(r) = B_z^2(r) + B_\phi^2(r)$ .

Распределение полного электрического тока ( $j(r) = \sqrt{j_z^2 + j_\phi^2}$ ), поведение азимутального тока (10)

и бессилового параметра (11) при разрыве и в состоянии близком к нему показано на рис. 4а, б, где токи выражены в единицах  $\frac{ckB_0}{4\pi} = 3.5 \frac{cB_0}{4\pi a}$ . Здесь обращает на себя внимание то, что азимутальный ток  $j_\phi(r)$  не только терпит разрыв второго рода в узком слое на поверхности CIS (при  $G = G_{cr} = 2$ ), но и по обеим сторонам от этой поверхности он в довольно широкой области имеет значительную амплитуду, лишь в 2 раза уступающую максимальной плотности аксиального тока. Это обусловлено тем, что  $j_\phi(r)$  определяется в (10) через производную от  $B_z$  по  $r$ , которая испытывает (см. рис. 3) резкий скачок на CIS. Рис. 4б показывает также поведение бессилового параметра, квадрат которого определяет скорость джоулевой диссипации бессилового магнитного поля (см. ниже формулу (16)), и азимутального тока при условии  $G > G_{cr}$ , когда разрыв уже близок, но еще не наступил. Из рис. 4б видно, что при этом условии в центральной части практически не отличаются от тех, что имеют место при разрыве.

Электрический ток на оси жгута и ток, усредненный по сечению от оси до поверхности смены знака (CIS) в данной модели равны:

$$j_z(0) = \frac{c \cdot B_0 \cdot 3.5 \cdot 11}{4\pi \cdot a} = \frac{3 \cdot 10^{10} \cdot 10^3 \cdot 3.5 \cdot 11}{4\pi \cdot 10^9} = 9.24 \cdot 10^4 \frac{\text{statAmper}}{\text{cm}^2}$$

$$\bar{j}_z(\text{central region}) = 1.68 \cdot 10^4 \frac{\text{statAmper}}{\text{cm}^2}$$

$$I^+(\text{current through the central region}) = 6 \cdot 10^{13} \text{statAmper}$$

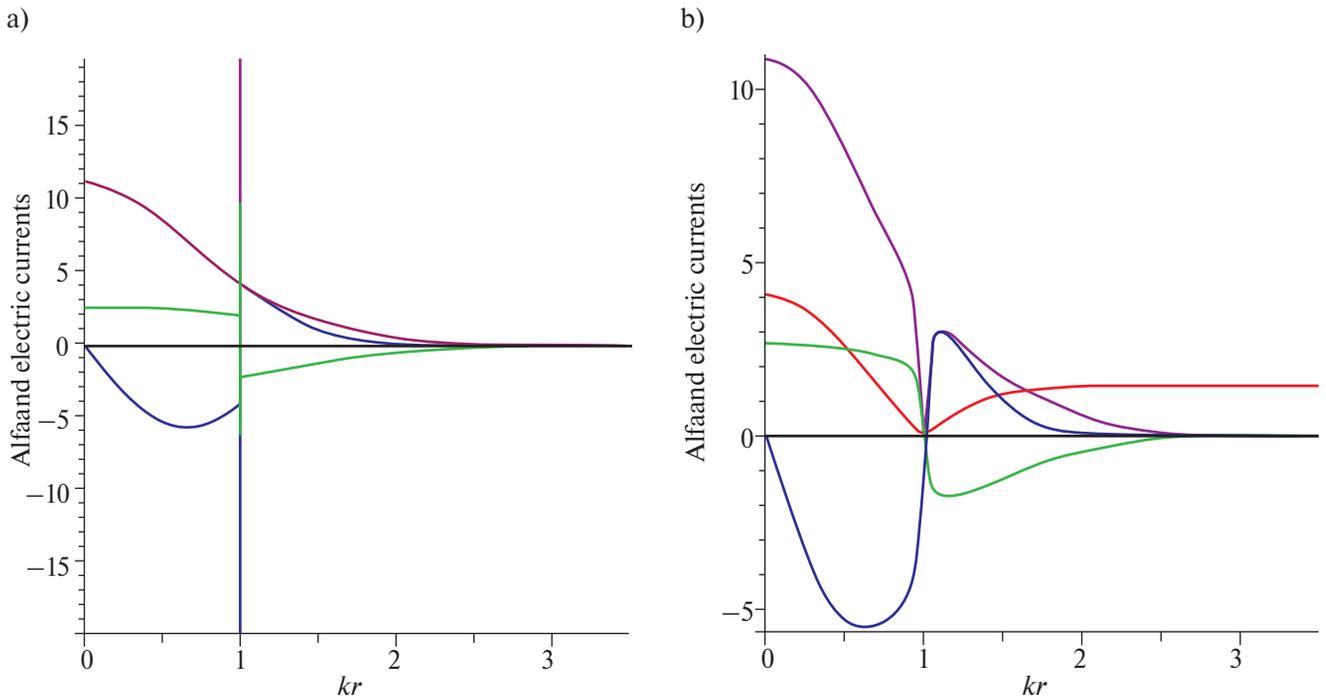
$$I^+ + I^- = 0$$

Приведенные здесь величины электрических токов совпадают с данными численного моделирования структуры бессиловых магнитных жгутов в солнечной короне, проведенного группой В. Ф. Мельникова [14].

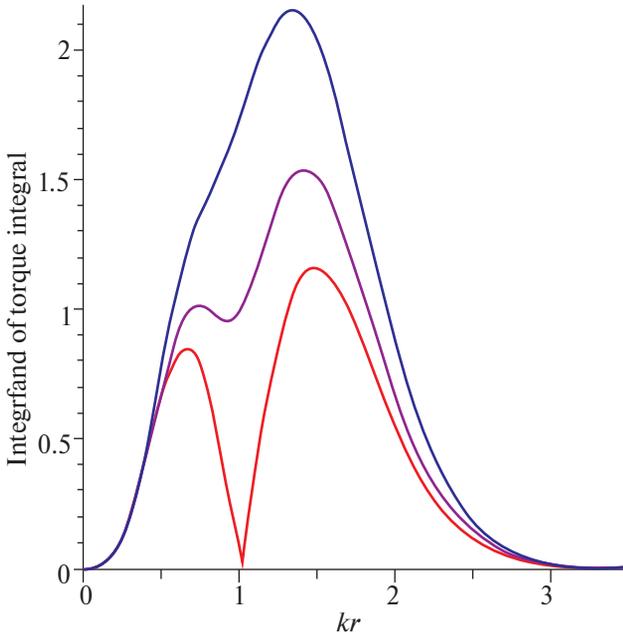
### 7. ВОЗБУЖДЕНИЕ ПЛАЗМЕННОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ И ДИССИПАЦИЯ ПОЛЯ

В предыдущих разделах магнитный жгут рассматривался в приближении магнитной гидростатики (МГС). Это приближение не относится к одному какому-то специально выделенному и зафиксированному равновесию. МГС может описывать не

только статическое равновесие, но и временную эволюцию магнитоплазменной системы. Любой процесс, развивающийся в такой системе во времени, может быть описан уравнениями МГС, если скорость изменения параметров системы будет заметно меньше альвеновской ( $V_A = B(\sqrt{4\pi\rho})^{-1}$ ), с которой в магнитной системе устанавливается равновесие. Такие процессы, как и в классической термодинамике, являются квазистатическими. В них система при плавном изменении ее параметров проходит непрерывную последовательность равновесных состояний, каждое из которых описывается уравнениями МГС. К таким квазистатическим процессам относится очень широкий круг явлений сол-



**Рис. 4.** а. Здесь величины терпят разрыв при  $G = G_{cr} = 2$ . Сиреневая линия — полный ток  $j(r) = \sqrt{j_z^2 + j_\phi^2}$  в единицах  $ckB_0(4\pi)^{-1} = 3.5cB_0(4\pi a)^{-1}$  (максимум +11 на оси), синяя — азимутальный ток  $j_\phi$ . Зеленая — бессиловой параметр  $\alpha(r)$ , на оси он равен  $3k$ . б. Поведение электрических токов и бессилового параметра  $\alpha(r)$  при внешнем давлении, чуть выше критического:  $G = 2.03 > G_{cr} = 1.99999 = 2.0$ .



**Рис. 5.** Вид подынтегральной функции в выражении (23) при различных значениях величины внешнего давления  $G$ . При  $G = G_{cr}$ , площадь под кривыми, т. е. интеграл  $2W$ , принимает минимальное значение. Для магнитных полей в подынтегральном выражении (23) использованы формулы (7) и (8).

нечной активности: всплытие новых магнитных потоков, образование пятен, факелов, протуберанцев, формирование активных областей, корональных дыр и др. Квазистатический характер процесса позволяет, в частности, плавно изменяя параметры магнитного волокна, подвести его к предвспышечному состоянию. Разумеется, для описания быстрых вспышечных процессов следует привлекать уже МГД-уравнение индукции, которое содержит время в явном виде.

В основе наших представлений о развитии вспышечного процесса в магнитном жгуте лежит предположение о том, что при достаточно большой плотности электрического тока в некоторой части жгута токовая (дрейфовая) скорость электронов превысит скорость ионного звука,  $V_{is} = \sqrt{k_B T_e M^{-1}}$ ,

$$\gamma(0) = \frac{3.5 \cdot 11 \cdot c \cdot \sqrt{M} B_0}{4\pi e \cdot \sqrt{k_B T_e} \cdot n_e(0) \cdot a} = \frac{115.5 \cdot 10^{10} \sqrt{M}}{60 \cdot 10^{-10} 10^3 \sqrt{k_B}} \frac{1.0 \cdot 10^3}{n_e(0) a} = \frac{10^{20} \cdot 230 \cdot 10^{-12}}{70.48 \cdot 10^{-8} a \cdot n_e(0)} = \frac{3.3 \cdot 10^{16}}{a \cdot n_e(0)}. \quad (14)$$

Из условия  $\gamma(0) \geq 1$  получим, что для возбуждения ионного звука на оси жгута должно выполняться:  $a \cdot n_e \leq 3.3 \cdot 10^{16}$ , где  $n_e$  — концентрация то-

где  $k_B$  — постоянная Больцмана, а  $M$  — средняя масса ионов на Солнце, равная, согласно его химическому составу,  $m_p(0.7(\text{H}) + 4 \cdot 0.28(\text{He}) + 35 \cdot 0.02(\text{Metals})) = 2.52m_p$ . На роль ионно-звуковой неустойчивости в развитии вспышечного процесса указывалось еще в работах [8, 9] в рамках представлений о нейтральных токовых слоях.

Известно, что для развития ионно-звуковой неустойчивости требуется также неизотермичность плазмы ( $T_e \gg T_i$ ). Здесь следует заметить, что эта неизотермичность может быть вызвана бунемановской неустойчивостью, которая для своего развития не требует неизотермичности, но неизбежно приводит к ней, поскольку электроны, как значительно более легкие частицы, быстрее набирают энергию при любом механизме разогрева плазмы. Сам тот факт, что по мере подъема в корону плазма разогревается от хромосферных температур (10–12 тысяч К) до корональных значений (1–2 млн. К) уже подразумевает определенную неизотермичность газа.

Рассмотрим, при каких параметрах плазмы в жгуте условие  $\gamma(0) > 1$  может выполняться. Плотность электрического тока в бессиловом магнитном поле равна:

$$j(r) = \frac{ckB_0}{4\pi} \sqrt{j_z^2 + j_\phi^2} = \frac{3.5cB_0}{4\pi a} \sqrt{j_z^2 + j_\phi^2}. \quad (12)$$

С другой стороны, по определению электрического тока,

$$j(kr) = n_e e V_{dr} = n_e e \gamma V_{is}, \quad (13)$$

где введено отношение дрейфовой скорости электронов к скорости ионного звука:  $\gamma = \frac{V_{dr}}{V_{is}}$ . Из (12),

(13) следует  $j(0) = \frac{3.5 \cdot 11 \cdot c B_0}{4\pi a} = n_e(0) e \gamma(0) V_{is}$ , отсюда, если принять  $T_e = 10^6$  К, и учесть, что, согласно определению константы в формуле (8), мы имеем  $B_0 = \frac{B_{ex}}{\sqrt{G}} = \frac{1400}{\sqrt{2}} = 1000$  Гаусс (согласно рис. 3, поле на оси равно при этом 4050 Гаусс):

ковых электронов в  $\text{см}^3$ ,  $a$  — радиус жгута в см. Здесь может возникнуть вопрос: в (14) для описания начального состояния, перед возбуждением неустой-

чивости, использовано типичное для солнечной короны значение электронной температуры  $T_e = 10^6$  К, но когда появится аномальное сопротивление, эта величина возрастет не менее, чем на порядок, и тогда сразу окажется  $\gamma < 1$ , и неустойчивость прекратится? Нет, выражение в знаменателе (14) можно представить как  $\sqrt{n_e} \cdot \sqrt{k_B n_e T_e}$ , где произведение  $n_e T_e$  пропорционально газовому давлению. Но эта величина подчиняется очевидному граничному условию непрерывности давления на торцах (см. рис. 1) области энерговыделения:  $n_e^{\text{turb}} T_e^{\text{turb}} = n_e^{(0)} T_e^{(0)} = \text{const}$ , где верхним знаком (0) обозначены величины в части петли, не охваченной плазменной турбулентностью. Значит, при возрастании температуры плазмы в области вспышки, скажем на порядок или более ( $T_e \geq 10^7$  К), давление электронного газа останется неизменным, а плотность электронов здесь должна уменьшиться более, чем в  $\sqrt{10} = 3.16$  раз, и тогда отношение скоростей  $\gamma(0)$ , соответственно, должно будет возрасти во столько же раз, поскольку  $\sqrt{n_e^{\text{turb}}}$  стоит в знаменателе формулы (14). Таким образом, ионно-звуковая неустойчивость, однажды возникнув, будет при нагреве вспышечной плазмы только необратимо усиливаться за счет роста  $\gamma(0)$ . Так будет продолжаться до заметного исчерпания свободной магнитной энергии в данной области (это выразится через уменьшение  $B_0$  в формуле (14)).

Рассчитаем далее для нашей модели скорость диссипации магнитного поля в жгуте. С момента возбуждения плазменной турбулентности в действие вступают быстрые временные зависимости, описывающие изменение магнитного поля в петле и возбуждение в ней индукционных электрических полей. Тогда к системе уравнений МГС добавляется известное в МГД уравнение индукции, описывающее временную эволюцию поля:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\text{rot}(\eta \text{rot} \mathbf{B}) + \text{rot}[\mathbf{V} \times \mathbf{B}], \quad (15)$$

где  $\eta = \frac{c^2}{4\pi\sigma_{\text{eff}}}$  — магнитная вязкость среды. Для бессилового поля получим:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\eta\alpha^2 \mathbf{B} - \eta\alpha[\nabla\alpha \times \mathbf{B}] + [\nabla \times [\mathbf{V} \times \mathbf{B}]]. \quad (16)$$

Последний член справа имеет вид:  $[\nabla \times [\mathbf{V} \times \mathbf{B}]] = \mathbf{V}(\text{div} \mathbf{B}) - \mathbf{B} \text{div} \mathbf{V} = -\mathbf{B} \text{div} \mathbf{V}$ . Умножая (16) ска-

лярно на вектор  $\mathbf{B}$  и представляя радиальную скорость, с которой может меняться поперечник жгута, как  $V_r = -\frac{r}{2\tau_{\text{dyn}}}$ , где  $\tau_{\text{dyn}}$  — характерное динамическое время, а знак минус указывает на сжатие жгута, мы получим:

$$\frac{dB^2(r,t)}{dt} = -2B^2(r,t) \left( \frac{1}{\tau_s} - \frac{1}{\tau_{\text{dyn}}} \right), \quad (17)$$

где  $\tau_s = \frac{4\pi\sigma_{\text{eff}}}{c^2\alpha^2}$  — характерное время диссипации токов. Динамическое время жгута должно быть значительно больше времени диссипации его магнитного поля, поскольку скорость сжатия, определенная как  $V_r = -\frac{r}{2\tau_{\text{dyn}}}$ , оказывается много меньше альвеновской скорости, с которой эффект Паркера (см. ниже) восстанавливает структуру поля в области энерговыделения. Отсюда найдем:

$$\frac{dB(0)}{dt} = -\frac{c^2\alpha^2(0)}{4\pi\sigma_{\text{eff}}} B(0). \quad (18)$$

Но величина  $\alpha(r)k^{-1}$ , как видно из рис. 4, близка к 3 во всей центральной области, и на оси равна  $\alpha(0) = 2.9k = 2.9 \cdot 3.5 \cdot a^{-1} = 10a^{-1}$ . Отсюда:

$$\tau = \tau_s = \frac{\sigma_{\text{eff}} a^2}{c^2 8}, \quad (19)$$

$$\frac{dB(0)}{dt} = -\frac{B(0)}{\tau} = -\frac{c^2 8.0}{\sigma_{\text{eff}} a^2} B(0). \quad (20)$$

Остается оценить проводимость плазмы в условиях ионно-звуковой неустойчивости. Согласно учебнику [7], она составит:  $\sigma_{\text{eff}} = \frac{n_e e^2}{mv_{\text{eff}}}$ , где частота соударений токовых электронов с плазмонами есть:  $v_{\text{eff}} \approx 10^{-2} \omega_{\text{pe}} \gamma \frac{T_e}{T_i}$ . Если  $T_e = 10T_i$ , то [3, 4]:

$$\sigma_{\text{eff}} = 4.53 \cdot 10^4 \gamma^{-1} \sqrt{n_e}. \quad (21)$$

Пусть  $n_e = 0.65 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ , а радиус сечения жгута, в соответствии с требованием  $a \cdot n_e \leq 3.3 \cdot 10^{16}$ , положим равным  $a = 5 \cdot 10^8 \text{ см}$ , тогда, согласно (19),

$$\tau = \frac{4.53 \cdot 10^8 \cdot 25 \cdot 10^{16}}{\gamma \cdot 8 \cdot 9 \cdot 10^{20}} = \frac{1.57}{\gamma} 10^4 (\text{с}) = \frac{4.36}{\gamma} (\text{час}) \quad (22)$$

т. е. при  $\gamma = 2 \div 3$  время продолжительности вспышки  $\tau$  составит около одного-полутора часов, что представляется вполне разумной оценкой. Для скорости убыли поля получим величину  $-\gamma 1.75(G/s)$ . Это близко к оценке, полученной в работах [5, 6] и гарантирует, согласно закону Фарадея, индуктивную генерацию в области вспыхивающего энерговыделения супер-дрейсеровского электрического поля [3, 4].

## 8. ЭФФЕКТ ПАРКЕРА И КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИЕ ПУЛЬСАЦИИ (КПП) ИЗЛУЧЕНИЯ ВСПЫШКИ

В скрученной относительно ее продольной оси магнитной силовой трубке, которую и называют магнитным жгутом (magnetic flux core), к каждому поперечному сечению приложен вращательный момент (torque), равный [10–12]:

$$W = \frac{1}{2} \int_0^a B_z(r) B_\phi(r) r^2 dr. \quad (23)$$

В равновесном состоянии этот скручивающий момент должен быть одинаков вдоль всей магнитной петли. Как видно из рис. 5, при достижении внешним давлением  $G$  своего нижнего, критического значения, момент  $W$  (как площадь под кривыми на рис. 5) резко уменьшается за счет обращения поля  $B_z(kr_0)$  в ноль, а в дальнейшем он будет уменьшаться в области вспыхивающего энерговыделения благодаря быстрой джоулевой диссипации токов и азимутального поля  $B_\phi$  на аномальном сопротивлении плазмы. Паркер [10] первым обратил внимание на то, что, если torque  $W$  распределен вдоль оси неравномерно, в жгуте неизбежно возникает перенос торсионными альвеновскими волнами потока азимутального поля из областей с повышенным  $W$  в область его минимального значения. Для нашей вспыхивающей модели этот эффект выравнивания torque вдоль оси магнитного жгута приобретает важнейшее значение.

Если в момент, когда в вершине жгута достигается критическое значение параметра  $G$ , отношение скоростей превысит единицу,  $\gamma > 1$ , то здесь за доли секунды возбуждается плазменная турбулентность и возникает огромное аномальное сопротивление. Благодаря этому происходит быстрый разогрев плазмы и возникает большая (по модулю) производная  $(-\frac{dB}{dt})$ , определяющая, согласно закону Фа-

радея, силу индуцированного электрического поля. Эти процессы порождают всплеск рентгеновского излучения из области энерговыделения, но уменьшение плотности электрического тока при его диссипации ведет к уменьшению энергии излучения, и таким образом формируется первый пик жесткого нетеплового излучения. Падение энерговыделения продолжается до тех пор, пока эффект Паркера не восстановит магнитную структуру в области диссипации. Но при этом плотность электронов  $n_e$ , стоящая в знаменателе (14), восстановлена уже не будет, она окажется меньше первоначальной (это было показано в предыдущем разделе). Вследствие этого последует второй пик излучения, амплитуда которого за счет понижения плотности может оказаться даже больше, чем у первого.

Эти квазипериодические пики излучения с нарастающей амплитудой будут продолжаться до тех пор, пока перенос азимутального потока из ног магнитной петли не ослабнет настолько, что будет уже не в состоянии эффективно восстанавливать магнитную структуру жгута в его вершине, и тогда амплитуда пиков излучения начнет падать вплоть до полного их исчезновения, исчерпав значительную часть запаса свободной магнитной энергии во всей магнитной петле.

Характерный временной промежуток между описанными пиками будет определяться скоростью переноса азимутального потока магнитного поля торсионными альвеновскими волнами из ног к вершине петли, т. е. составит примерно величину:

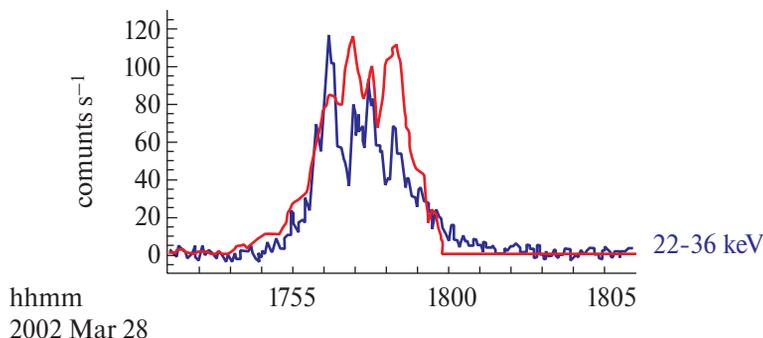
$$\Delta t = \frac{L}{2V_A} \quad (\text{здесь } V_A \text{ — альвеновская скорость, а ко-}$$

эффициент 2 учитывает, что подпитка вершины идет с двух сторон, из обеих ног магнитной петли). Если характерная длина петли составляет около  $L = 10^{10}$

см, а  $V_A = 10^8 \div 10^9$  (см/с), то следует ожидать, что

$$\Delta t = \frac{L}{2V_A} \text{ окажется в пределах } 10\text{--}100 \text{ с.}$$

Разумеется, эта оценка относится к идеализированной магнитной конфигурации типа той, что представлена на рис. 1. Реальные магнитные петли на Солнце отличаются сложным строением, они состоят, как правило, из многих тонких перепутанных токовых нитей, поскольку, как уже отмечено выше, им приходится испытывать на себе хаотизирующее действие конвективных пульсаций в фотосфере и, особенно, в конвективной зоне. Тем не менее, выходя в разреженную солнечную атмосферу, магнитные жгуты, стремясь к бессилловому равно-



**Рис. 6.** Типичный профиль рентгеновского излучения вспышечной петли. Интервалы между пиками составляют около 10 с.

весию, неизбежно и автоматически восстанавливают свою регулярную магнитную структуру, и потому мы полагаем, что описанная картина квазипериодических нетепловых (радио и, главным образом, рентгеновских) пульсаций излучения вспышечных петель с нарастающей, а затем спадающей амплитудой близка в основных своих проявлениях к наблюдаемой. На рис. 6 представлен типичный «X-ray time profile» вспышечной петли, взятый из работы [15].

## 9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Магнитные жгуты, способные породить сильную солнечную вспышку, содержат в себе, по необходимости, достаточно сильные магнитные поля, и, соответственно, их внутренняя магнитная структура в разреженной солнечной короне неизбежно должна быть бессиловой.

2. Бессиловая структура магнитных жгутов может быть весьма разнообразной: электрические токи могут быть сконцентрированы на оси (как в данной модели) или сосредоточены в тонкой периферийной оболочке [1], но независимо от этого все бессиловые жгуты имеют одно общее физическое свойство: когда внешнее давление, удерживающее жгут от расширения на бесконечность, уменьшается по мере выхода вершины жгута в корону до некоторого критически малого значения, продольное магнитное поле жгута обращается в ноль на поверхности смены знака тока, но при этом азимутальный ток и бессиловой параметр терпят разрыв на этой поверхности. Это запускает в жгуте ионно-звуковую неустойчивость и обусловленную ею быструю диссипацию токов и полей, а также соответствующую этой высокой убыли магнитного поля генерацию супердрейсеровских электрических полей.

3. Представленная модель показывает, что при высокой плотности электрического тока (когда дрейфовая скорость токовых электронов превысит ско-

рость ионного звука) вспышечное энерговыделение, обусловленное возбуждением плазменной неустойчивости, может произойти в довольно объемном магнитном жгуте с поперечником 10 Мм и запасом свободной магнитной энергии во всей петле до  $10^{33} \div 10^{34}$  эрг. Даже исчерпания (за счет эффекта Паркера) всего нескольких процентов от этой величины достаточно для обеспечения энергетики крупной солнечной вспышки. Если речь идет не об одной токовой магнитной петле, а о целой их аркаде, что обычно и наблюдается, то вспышечный эффект может быть кратно усилен.

4. Эффект Паркера, связанный с запаздывающим переносом потока азимутального поля торсионными альвеновскими волнами из ног магнитной петли к области вспышечного энерговыделения, обеспечивает квазипериодические пульсации (КПП) жесткого излучения вспышки с каденцией 10–100 секунд.

5. Совокупность описанных плазменных процессов соответствует основным наблюдаемым проявлениям солнечных вспышек.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. A. Solov'ev, E. A. Kirichek, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 505, 3, 4406–4416 (2021).
2. A. A. Solov'ev, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 515, 4, 4981–4989 (2022).
3. A. A. Solov'ev, E. A. Kirichek, Astronomy Letters 49, 5, 256–268 (2023).
4. A. A. Solov'ev, O. A. Korolkova, E. A. Kirichek, Geomagnetism and Aeronomy 63, 8, 10–25 (2023).
5. G. D. Fleishman, D. Gary, B. Chen, et al., Science 367, 278–280 (2020).
6. G. D. Fleishman, G. M. Nita, M. Gelu, B. Chen, Nature 606, 674–677 (2022).
7. Л. А. Арцимович, Р. З. Сагдеев Физика плазмы для физиков (М.: Атомиздат, 1979).

8. V. M. Tomozov Solar activity and solar-terrestrial relations (85–89, 1976).
9. A. T. Altyntsev, V. I. Krasov, V. M. Tomozov Vneatmos. Issled. aktiv.oblastej na Solntse (Moskva, Nauka, 132–135, 1976).
10. E. N. Parker Cosmical Magnetic Fields (Clarendon Press, Oxford, Part 1, 1979).
11. E. N. Parker Conversations on Electric and Magnetic Field in the Cosmos (Princeton Univ. Press, Princeton, NJ, 2007).
12. T. Gold, F. Hoyle, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 120, 89–105 (1960).
13. В. Д. Шафранов Вопросы теории плазмы (М. Атомиздат. вып. 2, 92–132. 1962).
14. В. Ф. Мельников, И. А. Бакунина и др. Доклад на 19-й конференции «Физика плазмы в солнечной системе» (М., ИКИ РАН, 2024).
15. S. Krucker, M. Battaglia, P. J. Cargill, et al., Astron. and Astrophys. Rev. 16, 155–208 (2008).

## FORCE FREE MAGNETIC FLUX ROPE WITH A HIGH CURRENT DENSITY ON THE AXIS

A. A. Solov'ev

*Main (Pulkovo) Astronomical Observatory of the Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia*

A new model of a force-free magnetic flux rope with a high concentration of electric current on the axis is presented. The general property of axisymmetric force-free magnetic ropes is that with the exit of the top of the magnetic loop-rope into the corona, the external pressure that keeps it from lateral expansion steadily decreases, and with some critical decrease in this pressure, the longitudinal magnetic field of the rope becomes zero on the surface where the electric current changes its sign (it is current inversion surface — CIS). In this case, the force-free parameter  $\alpha(r)$  and the azimuthal electric current experience a second-order discontinuity on this surface, so that in the vicinity of CIS their values begin to increase without limit. The current (drift) speed of electrons here will inevitably exceed the speed of ion sound. This serves as a trigger for the heating of non-isothermal plasma (so it turns out  $T_e \gg T_i$ ) and the excitation of plasma ion-acoustic instability of the plasma not only near the CIS, but also in the central region of the rope, on its axis, where the current density is especially high. The appearance of anomalous resistance leads to rapid dissipation of the magnetic field and the generation of a super-Dreicer electric field. The Parker effect, associated with the equalization (with some delay) of the torque along the axis of the rope due to the transfer of the azimuthal field to the region of energy release, leads to quasiperiodic pulsations of hard flare radiation and, ultimately, ensures the flare release of the most part of free magnetic energy accumulated in the rope.

*Keywords:* solar flare, magnetic field, force-free magnetic flux rope, plasma ion-acoustic instability