

УДК 523.9-337

“НЕСОСТОЯВШИЕСЯ” ЭРУПЦИИ СОЛНЕЧНЫХ ВОЛОКОН

© 2020 г. Б. П. Филиппов^{1,*}

¹Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), г. Москва, г. Троицк, Россия

*E-mail: bfilip@izmiran.ru

Поступила в редакцию 25.07.2019 г.

После доработки 08.10.2019 г.

Принята к публикации 22.10.2019 г.

Солнечные волокна (протуберанцы), которые внезапно начинают быстро подниматься, т.е. становятся эруптивными, иногда замедляются и останавливаются на относительно небольшой высоте. Причины, по которым эрупции оказываются “несостоявшимися”, во многом неясны. В работе анализируются два эруптивных явления с очень схожими исходной геометрией и конфигурацией внешнего магнитного поля, одно из которых развивается в корональный выброс, а второе прерывается вскоре после начала. Силой, останавливающей эрупцию, вероятно, чаще всего выступает напряжение изогнутых магнитных силовых линий. Решающим фактором представляется присутствие значительного компонента внешнего магнитного поля вдоль оси жгута в области несостоявшейся эрупции. Такой эффект был обнаружен в лабораторных экспериментах по изучению динамики плазменных жгутов и, вероятно, играет важную роль в эруптивных явлениях на Солнце.

DOI: 10.31857/S0004629920020024

1. ВВЕДЕНИЕ

Солнечные протуберанцы, или волокна, как их называют в проекции на диск, могут длительное время (дни и недели) находиться “подвешенными” в короне высоко над фотосферой и хромосферой, а затем внезапно начинают стремительно подниматься: происходит их эрупция [1, 2]. Эруптируют как относительно небольшие волокна, так и волокна протяженностью более солнечного радиуса. Под улетающим протуберанцем часто образуется система ярких вспыхивающих петель, а сам он высоко в верхней короне становится ядром коронального выброса.

Нередко случается, что эруптивный протуберанец останавливается после первоначального “прыжка” [3–8]. В таких случаях говорят о “несостоявшейся эрупции” (failed eruption). Коронального выброса при этом не образуется. Наблюдение начала подъема протуберанца, или, иными словами, его активизации [9], не гарантирует, таким образом, что явление приведет к значительным последствиям в состоянии “космической погоды”. В каталоге, составленном по наблюдениям на комплексе ультрафиолетовых телескопов Atmospheric Imaging Assembly (AIA) на борту космической обсерватории Solar Dynamics Observatory (SDO) с июня 2010 г. по сентябрь 2014 г., среди девяти сотен эруптивных событий 20% классифицируются как ограниченные или несостоявшиеся эрупции [10].

Наиболее вероятными магнитными структурами в солнечной короне, в которых могут образовываться протуберанцы, считаются аркады петель со сдвинутыми вдоль центральной оси основаниями [11–13] и магнитные жгуты [14–20]. Накопление в этих конфигурациях “свободной” магнитной энергии, т.е. энергии, превышающей энергию потенциального поля при том же распределении граничных условий, приводит к развитию неустойчивостей, проявляющихся в эруптивных явлениях. Длинная скрученная силовая трубка подвержена неустойчивости по отношению к винтовому извиванию (kink instability), когда угол закручивания силовой линии на длине трубки превышает пороговое значение (условие Крускала–Шафранова [21, 22]). При большом вертикальном градиенте окружающего жгута внешнего поля его равновесие в короне может стать неустойчивым при значении электрического тока, меньшем, чем необходимо для развития винтовой неустойчивости [23–25]. Для удобного моделирования случая тороидальной силовой трубки такая неустойчивость получила название “тороидальной неустойчивости” [19, 26, 27].

Среди причин, по которым эруптивный протуберанец прекращает свое движение в короне, называют [28]:

– недостаточный запас энергии магнитного жгута для преодоления гравитационного потенциала Солнца;

- сдерживающее воздействие коронального магнитного поля [4, 29];
- силы магнитного натяжения внутри жгута [30];
- обмен механической энергией с окружающей плазмой [31];
- стабилизация начавшейся винтовой неустойчивости жгута [3, 4];
- пересоединение силовых линий жгута с окружающей корональной аркадой [32].

Возможность остановки жгута в короне после начала эрупции продемонстрирована в работе [33]. Для этого удерживающее жгут внешнее магнитное поле должно иметь два характерных масштаба. Потеряв равновесие в поле меньшего масштаба, жгут может найти положение устойчивого равновесия в поле большего масштаба. Однако имеется немало случаев, когда протуберанец останавливается в областях, где не выполняются условия, необходимые для устойчивого равновесия [34, 35]. Майерс и др. [36] на основании лабораторных экспериментов по изучению эволюции магнитных жгутов во внешнем магнитном поле пришли к выводу о важной роли продольного компонента (вдоль оси жгута) внешнего поля в остановке жгута. В данной работе мы покажем, что эта причина, по-видимому, играет решающую роль в несостоявшейся эрупции на Солнце 4 августа 2013 г.

2. СИЛЫ, ДЕЙСТВУЮЩИЕ НА ИЗОГНУТЫЙ МАГНИТНЫЙ ЖГУТ

В конвективной зоне Солнца, где, как предполагается, генерируются магнитные поля в результате действия механизма динамо, скрученные магнитные трубки, по-видимому, изолированы, т.е. их внутреннее поле не проникает в окружающую плазму благодаря экранирующему току, протекающему на границе. Давление плотной плазмы удерживает экранирующий ток на границе. То есть полный электрический ток через поперечное сечение жгута равен нулю. Ток, проявляющийся в скрученности силовых линий жгута и называемый обычно прямым, точно компенсируется противоположно направленным (обратным) током на границе жгута.

В короне плотность плазмы чрезвычайно мала, и ее давление на порядки меньше магнитного давления полей, которые ожидаются в ней по наблюдениям в фотосфере. Магнитное давление вокруг длинного токового канала с интегральным током I убывает с удалением от него на расстояние r не скорее, чем

$$\frac{B^2}{8\pi} = \frac{I^2}{2\pi c^2 r^2}. \quad (1)$$

Оценки величины электрического тока в магнитном жгуте, содержащем протуберанец, сделанные по геометрии закрученных в цилиндрическую спираль нитей его тонкой структуры и сведений о вертикальном магнитном поле в фотосфере или по расчетам нелинейного бессигнального поля по распределению полного вектора поля в фотосфере, дают значения 10^{10} – 10^{12} А [37–41].

Магнитное давление среднего по величине (согласно этим данным) тока в 10^{11} А сравнивается с давлением корональной плазмы $n_p kT$ при $n_p = 10^8 \text{ см}^{-3}$ и $T = 10^6 \text{ К}$ на удалении $r = 3 \times 10^{10} \text{ см}$, что составляет около половины солнечного радиуса. То есть экранирующий ток удален на расстояние гораздо большее, чем высота магнитных жгутов с содержащимися в них протуберанцами. Но на поверхности фотосферы, имеющей большую плотность ($n_p > 10^{16} \text{ см}^{-3}$), обратный ток может удерживаться. Именно на взаимодействии прямого тока в центральной части жгута с обратным фотосферным током (его называют еще зеркальным) основан целый класс моделей поддержки протуберанцев и их эрупций [16, 42–45].

Вопрос о том, являются ли токи в солнечной атмосфере экранированными (neutralized), давно дискутируется [46–48]. Поскольку почти все токи, протекающие в короне, должны замыкаться на фотосферу, в первую очередь следует установить, скомпенсированы ли вертикальные токи в активных областях. Вертикальные токи можно с большей или меньшей точностью определить при наличии измерений полного вектора магнитного поля в фотосфере. Анализ этих измерений показывает, что, как правило, полный ток, протекающий через фотосферу всей изолированной активной области (обе магнитные полярности), равен нулю [48]. То есть все токи замыкаются внутри активной области. Чтобы выяснить, являются ли они экранированными, следует отдельно рассмотреть баланс токов, направленных вверх и вниз, внутри каждой магнитной полярности. Такой анализ продемонстрировал как наличие активных областей с доминированием тока одного направления, так и областей с прямым и обратным током внутри каждой полярности [48–51].

Дополнительным средством исследования структуры электрических токов в короне является МГД моделирование. Обычно рассматриваются две возможности появления тока в короне: фотосферные движения, деформирующие первоначально потенциальное (бестоковое) поле, и всплывание скрученной магнитной трубки из конвективной зоны. Деформации приводят к появлению как прямых, так и обратных токов, но, как было показано в работах [52, 53], в достаточной степени нейтрализованные токи возникают, только если деформирующие движения не затра-

гивают линию раздела полярностей вертикального магнитного поля (ЛРП) и не создают сдвиг в распределении силовых линий. Результаты моделирования всплывания скрученной трубки показывают, что при выходе из конвективной зоны изолированной магнитной трубки обратный ток остается в фотосфере [54, 55], а в корону проникает в основном однонаправленный прямой ток.

Таким образом, на существование однонаправленных электрических токов в солнечной короне указывают как доступные на сегодняшний день измерения магнитных полей, так и результаты численного МГД моделирования. На то, что в корональных жгутах имеются нескомпенсированные электрические токи, указывает расположение связанных с ними волокон вдоль ЛРП. То есть жгуты “чувствуют” внешнее поле, что было бы невозможно при их полном экранировании.

Ниже мы будем использовать простую модель равновесия магнитного жгута с нескомпенсированным электрическим током. Можно сказать, что, по существу, будут рассматриваться процессы внутри экранированного в большом масштабе магнитного жгута, взаимодействие его центральной части с оболочкой и внешним полем. Для лучшего выявления принципиальных вещей будут допущены существенные упрощения и схематизация. Прямой ток будет полагаться сосредоточенным в сравнительно тонком тороидальном канале, а не имеющим, как в действительности, непрерывное распределение.

Рассмотрим силы, которые действуют на элемент магнитного жгута единичной длины, ось которого изогнута в виде арки. Основания арки укоренены в фотосфере и не меняют своего положения при эволюции жгута. Для простоты будем считать форму оси в виде сегмента окружности, проходящей через оба основания и вершину арки (рис. 1). В отличие от двумерной модели жгута с трансляционной симметрией, где учитываются силы взаимодействия коронального электрического тока I с фотосферой F_f , корональным магнитным полем F_B и вес F_g , мы будем принимать во внимание силы магнитного давления, создаваемые полоидальным полем жгута F_R , и натяжения за счет тороидального поля F_t [14, 56]:

$$F = F_t - F_B + F_R - F_l - F_g = \frac{I^2}{c^2 h} - \frac{I}{c} B_e(h) + \frac{I^2}{c^2 R} \left[\ln \left(\frac{8R}{r} \right) - 1 + \frac{l_i}{2} \right] - \frac{B_t^2 r^2}{8R} - Mg, \quad (2)$$

где h – высота оси жгута над фотосферой, B_e – магнитное поле подфотосферных источников в короне, R – радиус кривизны оси жгута, r – радиус сечения жгута, l_i – внутренняя индуктивность жгута на единицу длины ($l_i = 1/2$ при однородном

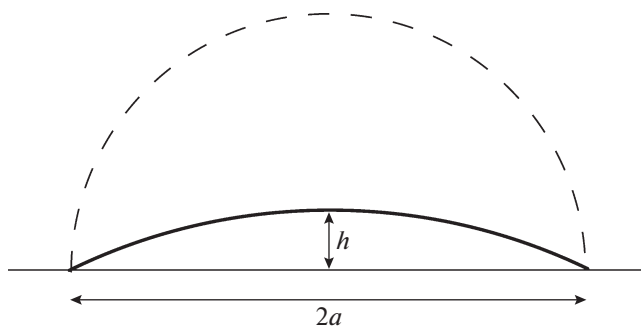


Рис. 1. Ось магнитного жгута в виде сегмента окружности в начальном равновесии (сплошная жирная линия) и по достижении максимальной кривизны (пунктирная полуокружность).

распределению тока по сечению жгута), B_t – тороидальная (вдоль оси жгута) компонента поля, M – масса единицы длины жгута, g – ускорение свободного падения. В разных условиях, в различные моменты эволюции жгута отдельные члены в выражении (2) доминируют, а другими можно пренебречь. Так, например, последний член, выражающий вес протуберанца, “нагружающего” жгут, при типичных значениях параметров значительно меньше магнитных членов, и его опускают.

В спокойный период существования волокна его высота мала по сравнению с длиной оси. Кривизна оси незначительна, и малы силы F_R и F_t , зависящие от нее. Равновесие определяется балансом сил F_t и F_B . Оценим относительную величину F_t , исходя из параметров, которые типичны для относительно небольших волокон, примеры которых будут рассмотрены в следующем разделе. Начальную длину волокна, т.е. расстояние между точками прикрепления жгута к поверхности можно принять равной $2a \approx 100$ Мм, высоту над фотосферой – $h = 10$ Мм. Радиус кривизны оси R равен

$$R = \frac{a^2 + h^2}{2h}. \quad (3)$$

С учетом того, что $a \gg h$, в данном случае $R \approx a^2/2h$. Из равенства F_t и F_B следует, что

$$I_0 = B_0 c h_0, \quad (4)$$

где B_0 – значение внешнего поля в точке равновесия. Отношение полоидального поля к тороидальному определяет угол закрученности спиральных силовых линий в жгуте

$$\varphi = \frac{B_\varphi L}{B_t r}, \quad (5)$$

где L – длина силовой трубки, а r – ее радиус. Эта величина ограничена порогом возбуждения винтовой неустойчивости Крускала–Шафранова $\varphi =$

$= 2\pi$ [21, 57]. Приняв $L = 2a$, а также учитывая, что $B_\phi = 2I_0/cr_0$, получим

$$F_t = \frac{B_0^2 h_0^3}{\pi^2 r_0^2}. \quad (6)$$

То есть

$$\frac{F_t}{F_r} = \left(\frac{h_0}{\pi r_0} \right)^2, \quad (7)$$

откуда следует, что предположение о малости силы натяжения по сравнению с силой отталкивания тока от фотосферы справедливо только при радиусе жгута, близком к высоте оси над фотосферой $r_0 \approx h_0$. Такое допущение вполне приемлемо, поскольку нижние части протуберанцев, заполняющих жгуты, практически касаются хромосферы. Точно так же, растягивающая кольцо сила при $h_0 \approx 0.2a$ составляет $F_R \approx 0.1F_t$. Следовательно, в выражении (2) остаются только те члены, которые присутствуют в простейшей модели с трансляционной симметрией [43–45], и условие начала эрупции определяется критическим значением индекса убывания внешнего поля

$$n = -\frac{\partial \ln B_e}{\partial \ln h}, \quad (8)$$

таким же, как для прямого тока, $n_c = 1$.

Когда жгут поднимется и его ось примет форму полуокружности (в этот момент кривизна оси максимальна, $R = h = a$), доминирующими становятся силы F_R и F_t . Считая, что тороидальный магнитный поток в жгуте сохраняется

$$\Phi_t = \pi r^2 B_t = \text{const},$$

отношение этих сил можно записать как

$$\frac{F_t}{F_r} = 2\pi^2 \left(\ln \frac{8a}{r} - \frac{3}{4} \right) \left(\frac{r}{a} \right)^2 \left(\frac{I}{I_0} \right)^2. \quad (9)$$

Как видно, два фактора влияют на возможность доминирования силы натяжения F_t над растягивающей жгут силой F_R и остановки начавшейся эрупции. Это сохранение малого сечения жгута r и уменьшение величины электрического тока I .

3. МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ НАД ОБЛАСТЯМИ НЕСОСТОЯВШЕЙСЯ И УСПЕШНОЙ ЭРУПЦИИ ВОЛОКОН

Типичное явление несостоявшейся эрупции волокна наблюдалось 4 августа 2013 г. (рис. 2а–в). Небольшая часть волокна, указанная стрелкой на рис. 2а, образующая почти замкнутую петлю на конце длинного меридионального волокна, пришла в движение в 06 : 30 UT. Гелиографические координаты этой части волокна перед началом

эрупции были примерно N20, E52. Радиальное направление в этом месте составляет с лучом зрения угол около 55° . Таким образом, несмотря на значительное перспективное сокращение, форма эруптивной петли и ее смещение в картинной плоскости достаточно хорошо отражают вертикальную структуру и подъем волокна. На рис. 2в показана диаграмма смещение–время, сконструированная из пикселей изображений, полученных с помощью телескопов Atmospheric Imaging Assembly (AIA; [58]) на борту аппарата Solar Dynamics Observatory (SDO) в канале 304 \AA , вдоль линии (щели) l , показанной на панели 2б. Начальный момент времени на диаграмме соответствует 06 : 15 UT. Как видно на диаграмме, волокно постепенно ускоряется в течение 15 мин, а затем с таким же примерно темпом замедляется и останавливается. Максимальное смещение составляет около $100''$ ($\approx 70 \text{ Мм}$). Эруптивное волокно в этот момент имеет приблизительно форму полуокружности в вертикальной плоскости.

Для выяснения причин остановки эрупции рассмотрим свойства магнитного поля в области расположения волокна и на пути его подъема. На рис. 3а показан фрагмент магнитограммы, полученной с помощью прибора Helioseismic and Magnetic Imager (HMI; [59, 60]) на борту SDO 7 августа 2013 г. в 17 : 22 UT, с нанесенной на нее ЛРП на высоте 12 Мм, рассчитанной в потенциальном приближении по данной магнитограмме. Детали методики расчетов потенциального поля изложены подробно в ряде работ [61–63]. Поскольку в момент эрупции волокно располагалось достаточно близко к краю солнечного диска, где велики погрешности измерений поля и сильно различаются направления нормали к поверхности и луча зрения, для расчетов была выбрана магнитограмма, полученная на три дня позднее, когда интересующая нас область находилась вблизи центрального меридиана и данные измерения поля наиболее пригодны для расчетов. Мы предполагаем при этом, что магнитные поля масштаба длины волокна не изменяются существенно за указанный интервал времени.

На участке ЛРП, где располагался сегмент волокна, который эруптировал, показаны три кружка, над которыми рассчитывались вертикальные профили изменений горизонтальной составляющей потенциального поля B_e , индекса убывания поля n и угла поворота α горизонтального поля относительно исходного направления. Индекс убывания поля рассчитывался по формуле (8). Как видно на рис. 3б–в, горизонтальное поле меняется не монотонно, а индекс убывания демонстрирует скачки вверх и вниз. Для тонкого магнитного жгута при значениях индекса убывания коронального магнитного поля $n_c = 1$ для прямой оси жгута и $n_c = 1.5$ для окружности, наступает не-

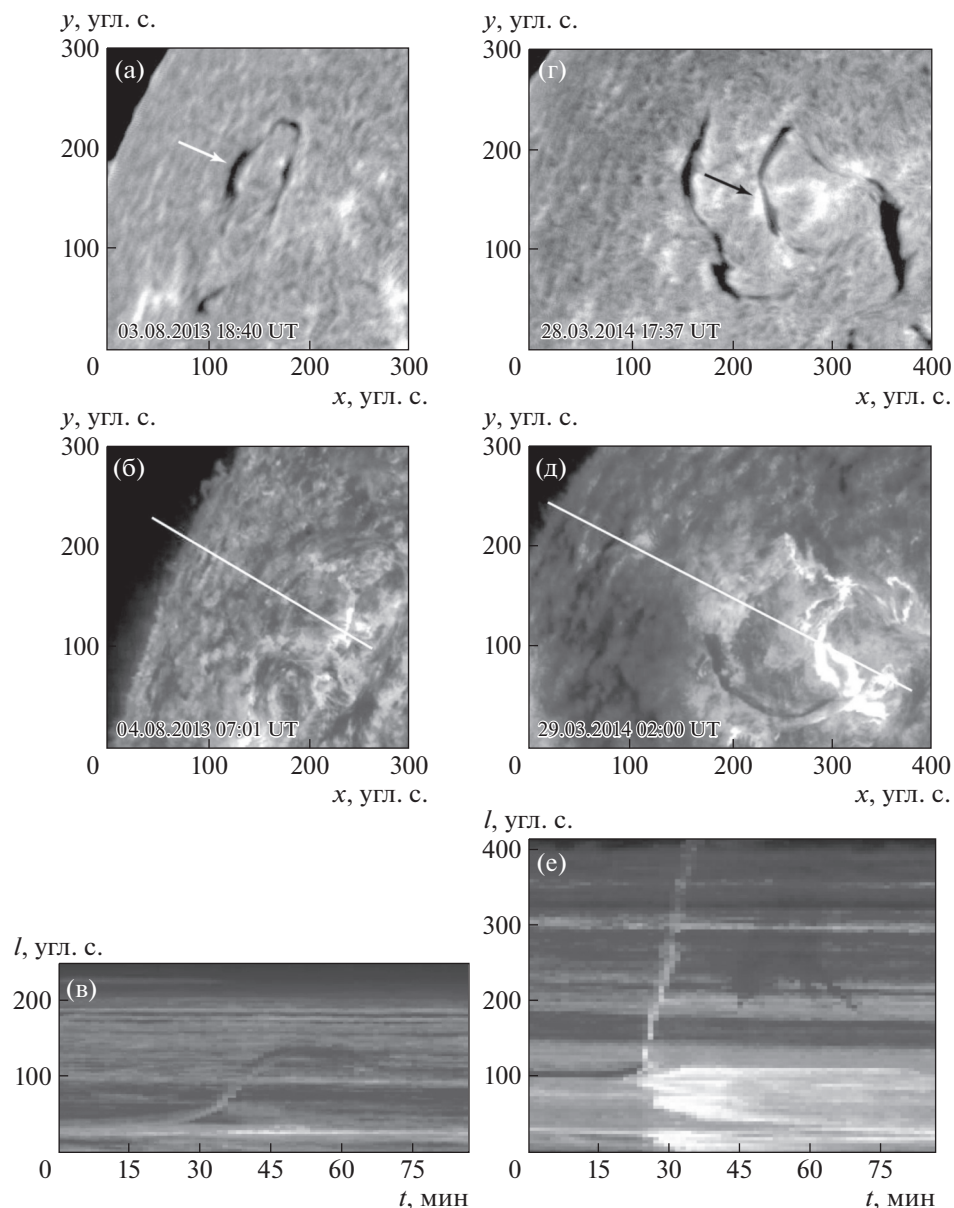


Рис. 2. Волокна, демонстрирующие несостоявшуюся и успешную эрупцию. (а), (г) – $H\alpha$ -фильтрограммы с волокнами до начала эрупции. Стрелки указывают участки волокон, позднее начавшие быстро подниматься. (б), (д) – изображения в канале 304 \AA телескопа AIA на спутнике SDO. Белые линии показывают положение щелей, вдоль которых строились диаграммы “смещение – время” (в) и (е). Абсцисса на панели (в) показывает время после $06 : 15 \text{ UT}$ 4 августа 2013 г., а на панели (е) – после $01 : 20 \text{ UT}$ 29 марта 2014 г. (Big Bear Solar Observatory и Консорциум SDO/AIA.)

устойчивость. Для “толстых” жгутов различия в критических значениях индекса невелики [64]. Значение $n = 1$ достигается на высоте около 10 Мм (рис. 3в), что близко к высоте хребта волокна на рис. 2а. Таким образом, причиной эрупции можно считать катастрофическую потерю равновесия.

Индекс убывания после подъема до значений, превышающих единицу, вновь падает и становится меньше критического значения на высоте 18 Мм (рис. 3в). Можно было бы предположить,

что жгут вновь может обрести устойчивое равновесие благодаря малому градиенту внешнего поля, однако как видно на рис. 3г, направление внешнего поля меняется на почти противоположное и его действие превращается из удержания жгута в его поддержку и ускорение. Внешнее поле имеет, таким образом, квадрупольную конфигурацию с нулевой точкой. Это наглядно видно в структуре силовых линий над местоположением волокна (рис. 4а). Такая структура поля способствует быстрым эрупциям [65]. Остановить

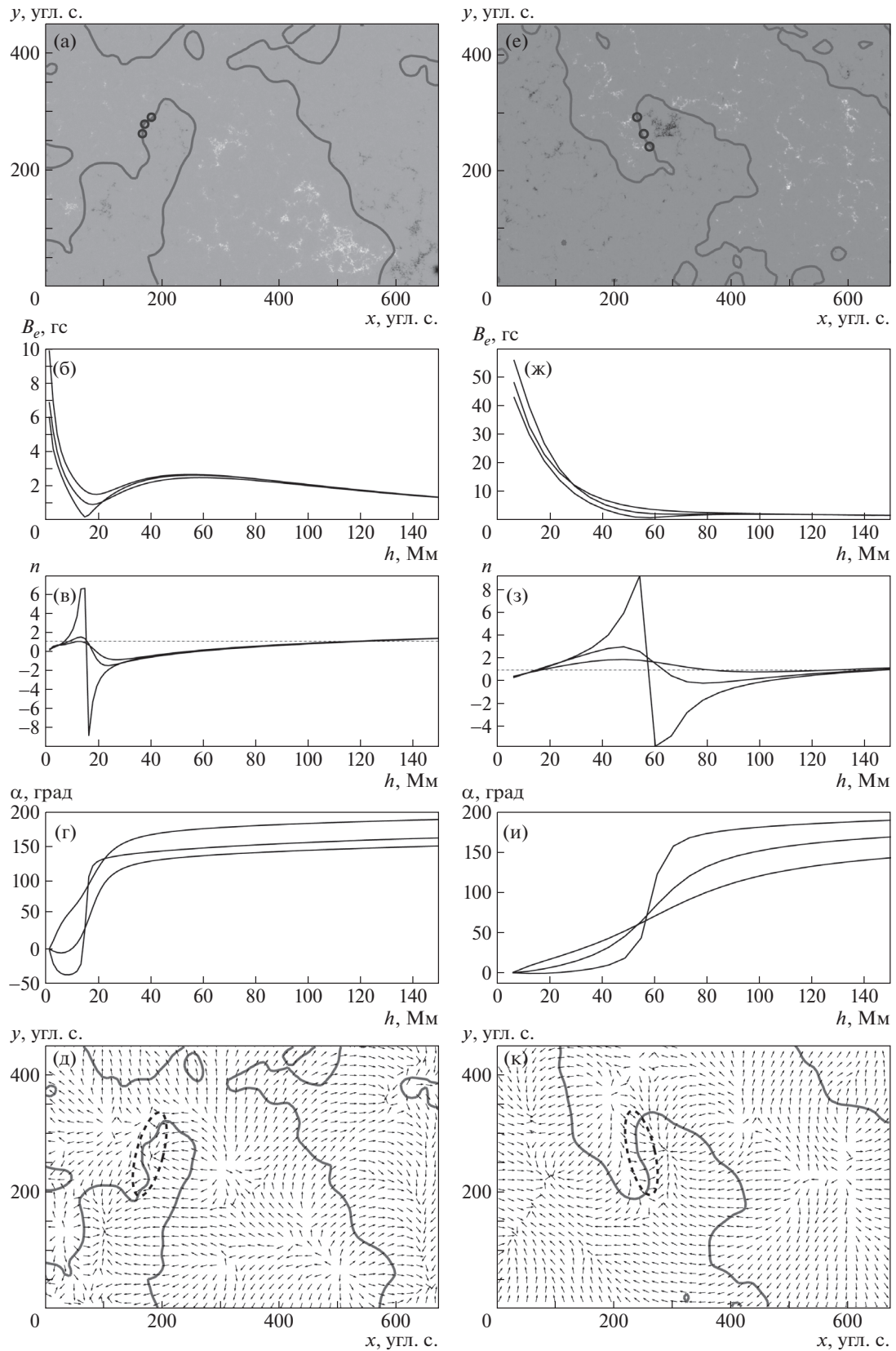


Рис. 3. Магнитограмма SDO/HMI за 7 августа 2013 г. 17:22 UT с ЛРП на высоте 12 Мм (а) и за 31 марта 2014 г. 06:48 UT с ЛРП на высоте 6 Мм (е). (б–г) Изменения с высотой горизонтального магнитного поля B_e , индекса убывания поля n и угла поворота α горизонтального поля относительно исходного над точками, обозначенными кружками на панели (а). (ж–и) То же для точек на панели (е). (д) Распределение направления горизонтального поля и ЛРП 7 августа 2013 г. на высоте 12 Мм. (к) То же 31 марта 2014 г. на высоте 18 Мм. (Консорциум SDO/HMI.)

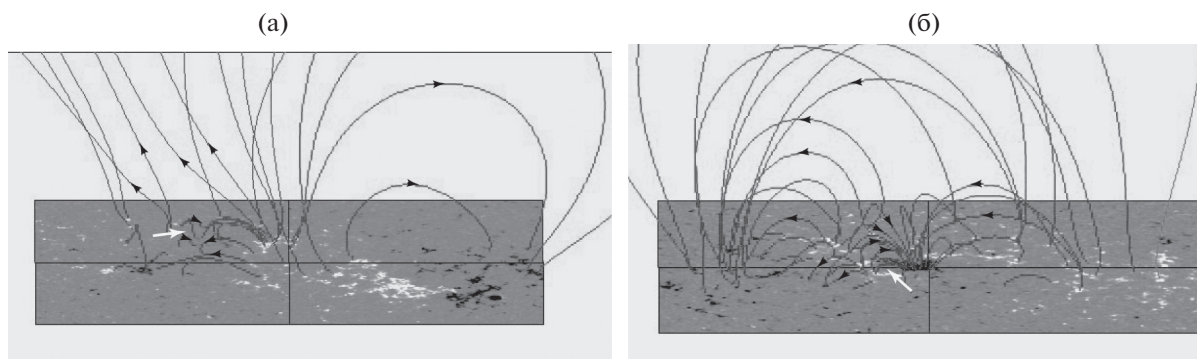


Рис. 4. Вид силовых линий потенциального поля над областью несостоявшейся эрупции (а) и успешной эрупции (б). Места исходного положения волокон указаны стрелками (ср. с рис. 2а,б и рис. 3а,е).

подъем жгута, вероятно, может только натяжение силовых линий в жгуте и в окружающем пространстве.

Исходя из геометрических размеров петли эруптивного волокна после остановки, можно считать $a/r \approx 5$. Тогда согласно (9) $F_R/F_t \approx 2(I/I_0)^2$. Баланс сил зависит от изменений тока внутри жгута при подъеме. Эти изменения довольно трудно оценить, поскольку они зависят от предположений о сохранении тех или иных величин при эрупции [33, 45]. Скажем, если учитывать только самоиндукцию жгута, пропорциональную его длине, то изменение длины от $2a$ до πa как раз обеспечит необходимый баланс.

Сравним условия несостоявшейся эрупции с условиями, в которых эрупция развивается успешно. Выберем похожее небольшое полукруглое волокно, эруптивовавшее 29 марта 2014 г. На правых панелях рис. 2–4 показаны все те же данные, что и для несостоявшейся эрупции. Даже положение исходных волокон на диске Солнца перед эрупцией почти совпадает. Однако это волокно успешно ускориалось и породило корональный выброс. Индекс убывания имеет похожий профиль со скачками вверх и вниз, но горизонтальное поле примерно в пять раз сильнее и имеет больший масштаб. Так, критическое значение индекса убывания $n_c = 1$ достигается на высоте около 20 Мм (рис. 3з), а нулевая точка, характеризующая смену направления поля на противоположное, находится на высоте около 60 Мм. В целом же конфигурация имеет такой же квадрупольный характер (рис. 4б). Успешность эрупции в ней не удивительна, но почему в сходных условиях остановилась эрупция 4 августа 2013 г.?

Имеется, впрочем, различие, которое может оказаться существенным. На рис. 3д, к показано распределение направлений горизонтального поля в исследуемых областях. На участке ЛРП, где располагалось успешно эруптивовавшее волокно (внутри пунктирного овала на рис. 3к), поле всю-

ду практически перпендикулярно ЛРП. В таком же овале на рис. 3д во многих местах поле направлено под острым углом к ЛРП, а кое-где почти параллельно ей. Следовательно, внешнее поле, направленное вдоль оси жгута, создает дополнительное натяжение и способствует остановке эрупции. Рассмотренные два события происходят в почти одинаковых условиях и различаются лишь этим фактором. Они могут служить подтверждением вывода, сделанного в работе [36] о принципиальной роли компонента потенциального поля, направленного вдоль оси жгута.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы проанализировали два эруптивных события, одно из которых было успешным и привело к формированию коронального выброса, а второе – несостоявшимся, т.е. эруптивное волокно остановилось на высоте ~ 100 Мм. Обе эрупции устойчивы с небольших высот, близких к порогу устойчивости прямых магнитных жгутов во внешнем поле, характеризуемому значением индекса убывания $n_c = 1$. Это свидетельствует о том, что исходное равновесие жгутов определялось балансом силы отталкивания электрического тока от фотосферы и притяжения его внешним полем, поперечным оси жгутов. Натяжение силовых линий продольной оси составляющей поля было несущественным ввиду малой кривизны осей жгутов. В противном случае пороговое значение индекса убывания было бы выше.

Структура внешнего магнитного поля в обеих областях была очень схожей. Различие, впрочем, было в абсолютной величине поля и характерном масштабе. Оба явления развивались в квадрупольной магнитной конфигурации, которая считается благоприятной для развития быстрых эрупций [65, 66]. Внешнее удерживающее поле не могло, таким образом, обеспечить прерывание эрупции. Вместе с тем с развитием эрупции меняется форма магнитного жгута. Его основания

остаются прикрепленными к фотосфере, а средняя часть поднимается. Ось жгута приобретает форму овала или большого сегмента окружности. Наибольшую кривизну ось имеет, когда она представляет собой половину окружности. Натяжение силовых линий в жгуте может стать существенным и достаточным для уравнивания силы отталкивания. Оценить этот баланс довольно сложно из-за большого числа неопределенностей.

Однако при большом сходстве исходной геометрии и параметров окружающего магнитного поля имеется различие, которое может оказаться решающим фактором в сценарии развития эрупции. Внешнее поле в области успешной эрупции направлено практически перпендикулярно ЛРП и, следовательно, оси жгута. В области несостоявшейся эрупции имеется существенная компонента вдоль ЛРП и оси. Эта часть внешнего поля создает дополнительное натяжение силовых линий и способствует удержанию изогнутого жгута, когда поперечная часть внешнего поля уже не удерживает жгут. Такое явление было обнаружено в лабораторных экспериментах с плазменным жгутом [36], приведенные примеры показывают, что подобная ситуация весьма вероятна и на Солнце.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор благодарен сотрудникам Солнечной обсерватории Биг Бэр и научным группам проекта SDO за возможность доступа к материалам наблюдений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *A. D. Joshi and N. Srivastava*, *Astrophys. J.* **730**, 104 (2011).
2. *G. D. Holman and A. Foord*, *Astrophys. J.* **804**, 108 (2015).
3. *H. Ji, H. Wang, E. J. Schmahl, Y.-J. Moon, and Y. Jiang*, *Astrophys. J.* **595**, L135 (2003).
4. *T. Török and B. Kliem*, *Astrophys. J.* **630**, L97 (2005).
5. *D. Alexander, R. Liu, and H. R. Gilbert*, *Astrophys. J.* **653**, 719 (2006).
6. *Y. Liu, J. Su, Z. Xu, et al.*, *Astrophys. J. Lett.* **696**, L70 (2009).
7. *D. Kuridze, M. Mathioudakis, A. F. Kowalski, P. H. Keys, D. B. Jess, K. S. Balasubramaniam, and F. P. Keenan*, *Astron. and Astrophys.* **552**, A55 (2013).
8. *U. Kushwaha, B. Joshi, A. M. Veronig, and Y.-J. Moon*, *Astrophys. J.* **807**, 101 (2015).
9. *H. R. Gilbert, T. E. Holzer, J. T. Burkepile, and A. J. Hundhausen*, *Astrophys. J.* **537**, 503 (2000).
10. *P. I. McCauley, Y. N. Su, N. Schanche, K. E. Evans, C. Su, S. McKillop, and K. K. Reeves*, *Solar Phys.* **290**, 1703 (2015).
11. *S. K. Antiochos, R. B. Dahlburg, and J. A. Klimchuk*, *Astrophys. J.* **420**, L41 (1994).
12. *C. R. DeVore and S. K. Antiochos*, *Astrophys. J.* **539**, 954 (2000).
13. *G. Aulanier, C. R. DeVore, and S. K. Antiochos*, *Astrophys. J.* **567**, L97 (2002).
14. *J. Chen*, *Astrophys. J.* **338**, 453 (1989).
15. *J. Lin, T. G. Forbes, P. A. Isenberg, and P. Demoulin*, *Astrophys. J.* **504**, 1006 (1998).
16. *V. S. Titov and P. Demoulin*, *Astron. and Astrophys.* **351**, 707 (1999).
17. *T. Amari, J. Luciani, F. Z. Mikic, and J. Linker*, *Astrophys. J.* **529**, L49 (2000).
18. *B. C. Low*, *J. Geophys. Res.* **106**, 25141 (2001).
19. *B. Kliem and T. Török*, *Phys. Rev. Lett.* **96**(25), 255002 (2006).
20. *F. Zuccarello, Z. Meliani, and S. Poedts*, *Astrophys. J.* **758**, 117 (2012).
21. *Б. Б. Кадомцев*, в сб. *Вопросы теории плазмы*. Вып. 2 (Под ред. М. А. Леонтовича) (М.: Госатомиздат, 1963) с. 132.
22. *T. Török, B. Kliem, and V. S. Titov*, *Astron. Astrophys.* **413**, L27 (2004).
23. *T. G. Forbes and P. A. Isenberg*, *Astrophys. J.* **373**, 294 (1991).
24. *T. G. Forbes and E. R. Priest*, *Astrophys. J.* **446**, 377 (1995).
25. *D. W. Longcope and T. G. Forbes*, *Solar Phys.* **289**, 2091 (2014).
26. *С. М. Осовец*, в сб. *Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций* (Под ред. М. А. Леонтовича) (М.: Изд. АН СССР, 1958) с. 238.
27. *G. Bateman MHD instabilities* (Cambridge: The Massachusetts Institute of Technology, 1978).
28. *D. Gronkiewicz, T. Mrozek, S. Kolomanski, M. Chruslinska*, 2015, in *Solar and Stellar Flares and their Effects on Planets*, edited by A. G. Kosovichev, S. L. Hawley, and P. Heinzel, *Proc. IAU Symp.* **11**, S320, (Cambridge, New York: Cambridge University Press, 2016), p. 221.
29. *Y. Wang and J. Zhang*, *Astrophys. J.* **665**, 1428 (2007).
30. *B. Vrsnak*, *Solar Phys.* **129**, 295 (1990).
31. *V. Archontis and T. Török*, *Astron. and Astrophys.* **492**, L35 (2008).
32. *T. Amari and J. F. Luciani*, *Astrophys. J. Lett.* **515**, L81 (1999).
33. *B. Filippov*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **475**, 1646 (2018).
34. *X. Sun, M. G. Bobra, J. T. Hoeksema, Y. Liu, Y. Li, C. Shen, S. Couvidat, A. A. Norton, and G. H. Fisher*, *Astrophys. J.* **804**, L28 (2015).
35. *L. Liu, Y. Wang, Z. Zhou, K. Dissauer, M. Temmer, and J. Cui*, *Astrophys. J.* **858**, 121 (2018).
36. *C. E. Myers, M. Yamada, H. Ji, J. Yoo, W. Fox, J. Jara-Almonte, A. Savcheva, E. E. DeLuca*, *Nature* **528**, 526 (2015).
37. *J. L. Ballester*, *Solar Phys.* **94**, 151 (1984).
38. *Г. Н. Куликова, М. М. Молоденский, Л. И. Старкова, Б. П. Филиппов*, Солнечные данные, № 10, 60 (1986).
39. *B. Vrsnak, V. Ruzdjak, R. Brajsa, and A. Dzbur*, *Solar Phys.* **116**, 45 (1988).

40. *N. Srivastava, A. Ambastha, and A. Bhatnagar*, Solar Phys. **133**, 339,(1991).
41. *J. Wang, X. Yan, Z. Qu, Z. Xue, Y. Xiang, and H. Li*, Astrophys. J **817**, 156 (2016).
42. *M. Kuperus and M. A. Raadu*, Astron. Astrophys. **31**, 189 (1974).
43. *W. Van Tend and M. Kuperus*, Solar Phys. **59**, 115 (1978).
44. *М. М. Молоденский, Б. П. Филиппов*, Астрон. журн. **64**, 1079 (1987).
45. *E. R. Priest and T. G. Forbes*, Solar Phys. **126**, 319 (1990).
46. *D. B. Melrose*, Astrophys. J. **451**, 391 (1995).
47. *E. N. Parker*, Astrophys. J. **471**, 489 (1996).
48. *M. K. Georgoulis, V. S. Titov, and Z. Mikic*, Astrophys. J. **761**, 61 (2012).
49. *M. S. Wheatland*, Astrophys. J. **532**, 616 (2000).
50. *B. Ravindra, P. Venkatakrishnan, S. K. Tiwari, and R. Bhattacharyya*, Astrophys. J. **740**, 19 (2011).
51. *S. Gosain, P. Démoulin, and M. López Fuentes*, Astrophys. J. **793**, 15 (2014).
52. *T. Török and B. Kliem*, Astron. and Astrophys. **406**, 1043 (2003).
53. *K. Dalmasse, G. Aulanier, P. Démoulin, B. Kliem, T. Török, and E. Pariat*, Astrophys. J. Lett. **810**, 17 (2015).
54. *D. W. Longcope and B. T. Welsch*, Astrophys. J. **545**, 1089 (2000).
55. *T. Török, J. E. Leake, V. S. Titov, V. Archontis, Z. Mikic, M. G. Linton, K. Dalmasse, G. Aulanier, and B. Kliem*, Astrophys. J. **782**, L10 (2014).
56. *В. Д. Шафранов*, в сб. *Вопросы теории плазмы*, Вып. 2 (Под ред. М. А. Леонтовича) (М.: Госатомиздат, 1963) с. 92.
57. *Э. Р. Прист*, *Солнечная магнитогидродинамика*: Пер. с англ. (М.: Мир, 1985).
58. *J. R. Lemen, A. M. Title, D. J. Akin, P. F. Boerner, et al.*, Solar Phys. **275**, 17 (2012).
59. *P. H. Scherrer, J. Schou, R. I. Bush, A. G. Kosovichev, et al.*, Solar Phys. **275**, 207 (2012).
60. *J. Schou, P. H. Scherrer, R. I. Bush, R. Wachter, et al.*, Solar Phys. **275**, 229 (2012).
61. *О. Г. Ден, О. Е. Ден, Е. А. Корницкая, М. М. Молоденский*, Солнечные данные, № 1, 97 (1979).
62. *Б. П. Филиппов, О. Г. Ден*, Письма в Астрон. журн. **26**, 384 (2000).
63. *B. Filippov*, Astrophys. J. **773**, 10 (2013).
64. *P. Démoulin and G. Aulanier*, Astrophys. J. **718**, 1388 (2010).
65. *B. Filippov*, Publ. Astron. Soc. Australia **36**, e022, (2019).
66. *T. Török and B. Kliem*, Astronomische Nachrichten **328**, 743 (2007).