

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ РЭЛЕЯ—ТЕЙЛОРА
КАК ТРИГГЕР СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

THE RAYLEIGH—TAYLOR INSTABILITY AS A TRIGGER OF SOLAR FLARES

А.В. Степанов*Главная (Пулковская) астрономическая
обсерватория РАН,
Санкт-Петербург, Россия, stepanov@gaoran.ru
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе,
Санкт-Петербург, Россия***В.В. Зайцев***Институт прикладной физики
им. А.В. Гапонова-Грехова РАН,
Нижний Новгород, Россия, za130@ipfran.ru***A.V. Stepanov***Central Astronomical Observatory at Pulkovo,
St. Petersburg, Russia, stepanov@gaoran.ru
Ioffe Institute,
St. Petersburg, Russia***V.V. Zaitsev***Institute of Applied Physics RAS,
Nizhny Novgorod, Russia, za130@ipfran.ru*

Аннотация. Обзор работ авторов посвящен фундаментальной роли неустойчивости Рэлея—Тейлора (НРТ) как триггера вспышечного энерговыделения. Исследованы два случая НРТ: вблизи оснований корональной магнитной петли и в ее вершине. В первом случае требуется предварительный нагрев хромосферной плазмы, который может быть вызван джоулевой диссипацией в частично ионизированной плазме при сопротивлении Каулинга. НРТ в вершине петли обусловлена расположенным над ней протуберанцем. Определены условия развития НРТ как триггера вспышки в этих двух случаях. Показано, что НРТ возбуждает сверхдрайсерское электрическое поле в хромосферных основаниях петли. Этим можно объяснить громадное количество ускоренных во вспышке частиц. Неустойчивость Рэлея—Тейлора является также причиной появления быстрых (~10 с) предвестников вспышек.

Ключевые слова: Солнце, триггер вспышек, джоулева диссипация, ускорение частиц.

Abstract. The review of authors' papers is devoted to the essential role of the Rayleigh—Taylor instability (RTI) as a trigger of flare energy release. We have analyzed two cases of RTI: near coronal loop footpoints and at the loop top. RTI near loop footpoints requires pre-heating of chromospheric plasma. This pre-heating can be realized due to Joule dissipation in partially ionized plasma under condition of the Cowling resistivity. RTI at the loop top arises in current-carrying coronal loop loaded by prominence. We have determined the conditions of RTI as a flare trigger in both cases. It is shown that RTI generates super-Dreicer electric field in the chromospheric parts of a loop. This is the promising solution of longstanding “number problem” of particle acceleration. RTI can be also a cause of prompt (~10 s) hot onset precursor events (HOPE).

Keywords: Sun, flare trigger, Joule dissipation, particle acceleration.

ВВЕДЕНИЕ

Эпиграфом к настоящей обзорной статье являются слова Корнелиса де Ягера (C. de Jager) “Flares are different”. В самом деле, наблюдаемое разнообразие вспышек не укладывается в прокрустово ложе стандартной модели. В последние десятилетия выяснилось, что в большинстве вспышек нагрев вспышечной плазмы происходит до появления жесткого рентгеновского излучения, вызываемого ускоренными во вспышке электронами [Veronig et al., 2002; Sharykin, Kosovichev, 2015; Мешалкина, Алтынцев, 2024]. Более того, в ряде случаев наблюдается необычно быстрый (~10 с) предвспышечный нагрев хромосферной плазмы в основаниях корональных магнитных петель до 10–15 МК [Hudson et al., 2021]. Природе предвестников быстрого нагрева (Hot Onset Precursor Events, HOPE) посвящен целый ряд современных работ (см., например, [da Silva et al., 2023; Battaglia et al., 2023]). Тем не менее, до настоящего времени не определен механизм такого быстрого нагрева.

Неясным в физике солнечных вспышек остается проблема объяснения громадного количества ускоренных во вспышке заряженных частиц [Houng et al., 1976]. Установлено, что солнечная вспышка в импульсной фазе производит ~10³⁷ энергичных (>20 кэВ) электронов в секунду, а общее число таких электронов за время импульсной фазы (~100 с) составляет 10³⁹ [Miller et al., 1997]. Это превышает число тепловых электронов в корональной части магнитной петли: (1÷5)10³⁷ [Emslie, Hénoux, 1995]. В гигантских вспышках число электронов с энергией >20 кэВ может достигать 10⁴¹ [Kane et al., 1995], т. е. вся плазма во вспышечной петле должна находиться в режиме ускорения. Одним из возможных решений такой проблемы является ускорение в более плотных слоях солнечной атмосферы.

Важной проблемой является определение триггера солнечных вспышек. В литературе обсуждался целый ряд возможных триггеров вспышек: тепловой триггер [Syrovatskii, 1976; Ledentsov, 2021], топологический

триггер [Somov, 2008; Kusano et al., 2012], взаимодействие магнитных петель [Kumar et al., 2010], триггер-протуберанец [Pustil'nik, 1974; Zaitsev, Stepanov, 1992]. В настоящей работе мы исследуем роль неустойчивости Рэлея—Тейлора (НТР) как триггера солнечной вспышки в типичной магнитной конфигурации — токнесущей вспышечной петле. Будут рассмотрены два случая развития НТР: вблизи оснований петли и в ее вершине вследствие активности протуберанца. Мы изучим также два важных следствия развития НТР как триггера вспышки: нагрев плазмы из-за джоулевой диссипации и ускорение заряженных частиц.

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ РЭЛЕЯ—ТЕЙЛОРА В ОСНОВАНИИ ВСПЫШЕЧНОЙ ПЕТЛИ

Мы исходим из представления вспышечной петли в виде эквивалентного электрического контура [Alfvén, Carlqvist, 1967], когда электрический ток генерируется за счет конвективных движений фотосферы, а замыкание текущего по петле тока происходит либо через фотосферу на уровне $\tau_{5000}=1$ [Zaitsev, Stepanov, 1992; Zaitsev et al., 2020], либо через поверхность петли [Melrose, 1991]. На рис. 1 схематически показано основание вспышечной петли, расположенной в частично ионизованной хромосфере. НТР вызвана наличием центробежного ускорения при подходящей кривизне магнитного поля с радиусом R_c [Zaitsev, Stepanov, 2015]:

$$\vec{g}_c = \frac{\vec{f}_c}{\rho} = \frac{2k_B T}{m_i R_c^2} \frac{n}{n+n_a} \vec{R}_c, \quad (1)$$

где ρ — плотность плазмы; k_B — постоянная Больцмана; T — температура плазмы на внешней границе трубки; n , n_a — концентрации электронов и нейтральных атомов соответственно. Подходящая кривизна магнитного поля петли формируется в области резкого увеличения ширины петли из-за уменьшения внешнего давления, поэтому вертикальный размер области НТР можно оценить как $l \approx (0.5 \div 1.0) 10^8$ см. На внешнюю границу трубки действует также градиент динамического давления конвективного потока $-m_i (n+n_a) \partial V_r^2 / \partial r$. Полагая $V_r(r, t) = -V_0(t)r/a$ получим условие развития НТР (баллонная мода) $g_c + \frac{2V_0^2}{a} \sin \theta - g \cos \theta > 0$, которое при $H(z) = \frac{k_B T_e(z)}{m_i g} > a(z)$ принимает вид [Zaitsev, Stepanov, 2015]:

$$\frac{nT}{2(n+n_a)T_e} + \frac{8HV_0^2(t)}{a^2 g} > 1. \quad (2)$$

Здесь T_e — температура внутри магнитной трубки; g — ускорение силы тяжести на Солнце. Из (2) следует, что баллонная неустойчивость развивается при нагреве внешней оболочки трубки и при резком возрастании скорости конвективного потока плазмы

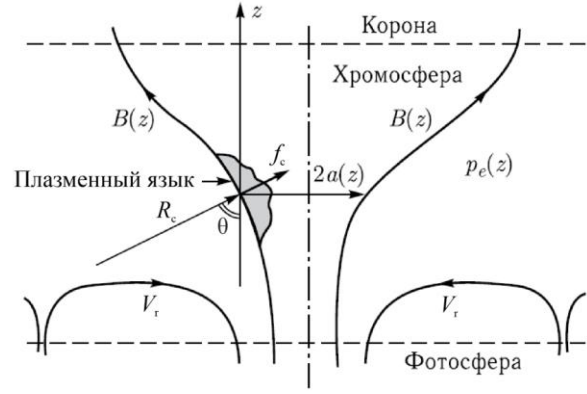


Рис. 1. Схема инжекции плазмы из хромосферы в основание магнитной петли при развитии НТР: f_c — центробежная сила; $a(z)$ — радиус магнитной трубки; p_e — внешнее газовое давление; θ — угол между направлением радиуса кривизны и вертикалью [Zaitsev, Stepanov, 2015]

(динамическая сила). Для определения температуры, до которой следует нагреть внешнюю оболочку, можно воспользоваться модифицированной формулой Саха для атома водорода [Brown, 1973]:

$$\frac{(n+n_a)x^2}{1-x} = 7.2 \cdot 10^{18} T^{1/2} \exp\left(-6.583 - \frac{1.185 \cdot 10^5}{T}\right), \quad (3)$$

где $x = n/(n+n_a)$ — степень ионизации. Из (3) следует, что для хромосферного слоя с плотностью $n+n_a = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ критерий неустойчивости (2) выполняется при относительно малых значениях скорости потока плазмы $V_0(t)$ если оболочка трубки нагрета до температуры $T \approx 2.5 \cdot 10^4$ К. Тогда степень ионизации x достигает 90 %, а критерий неустойчивости принимает вид $xT/(2T_e) \approx 2.6 > 1$. В этом случае характерное время НРТ в магнитной трубке с радиусом $a \approx (3 \div 5) 10^7$ см

$$\tau_{RT} \approx \left(3^{3/2} a T_e / 4\pi T g\right)^{1/2} \approx 10 \text{ с}. \quad (4)$$

Эта величина порядка a/V_{Ti} за которое язык внешней плазмы с тепловой скоростью ионов проникает в магнитную трубку.

Неустойчивость Рэлея—Тейлора вызывает возмущение магнитного поля петли и сжатие токового канала, приводящее к усилению тока и его повышенной диссипации, обусловленной столкновениями ионов с нейтральными частицами плазмы хромосферы.

УСКОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В ИНДУЦИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

Ускорение заряженных частиц электрическим полем наиболее эффективно. При вторжении в основание петли языка хромосферной плазмы со скоростью $V_r(r, t) = -V_0(t)r/a$ компоненты магнитного поля B_z и $B_\phi = 2I/(ca)$, следовательно, и ток, согласно уравнению $\partial \vec{B} / \partial t = \text{rot}[\vec{V} \times \vec{B}]$, эволюционируют следующим образом:

$$B_\varphi(r, t) = B_{\varphi 0} \frac{r}{a} \exp\left(\frac{2}{a} \int_0^t V_0(t') dt'\right),$$

$$B_z(r, t) = \text{const} \cdot \exp\left(\frac{2}{a} \int_0^t V_0(t') dt'\right). \quad (5)$$

Из формулы (5) и уравнения $\text{rot} \vec{E} = -(1/c) \partial \vec{B} / \partial t$ можно показать, что при развитии НТР индукционное электрическое поле $\vec{E} = -(1/c) [\vec{V} \times \vec{B}]$ перпендикулярно магнитному, поэтому оно не ускоряет заряженные частицы. Однако за время $\tau_A \approx l / V_A \approx 5 \div 10$ с, где $l \approx (0.5 \div 1.0) 10^8$ см — протяженность по высоте области НТР, импульс натяжения магнитного поля B_φ «убегает» из области неустойчивости с альфвеновской скоростью V_A в форме импульса продольного электрического тока

$$\frac{\partial^2 B_\varphi}{\partial t^2} = \frac{B_{z0}^2}{4\pi r} \frac{\partial^2 B_\varphi}{\partial z^2}. \quad (6)$$

Импульс магнитного давления $B_z(r, t)$ остается в области вторжения языка плазмы, возбуждая БМЗ-колебания (рис. 2).

Если ток мал ($B_\varphi^2 \leq 8\pi p$, где p — газовое давление плазмы), возмущение магнитного поля компенсируется возмущением газового давления и $E_z = 0$. Импульс электрического тока распространяется вдоль петли в виде линейной альфвеновской волны. При $B_\varphi^2 \gg 8\pi p$ возникает индукционное электрическое поле, направленное вдоль магнитного поля петли B_{z0} . Это вызвано тем, что при $B_\varphi^2 \gg 8\pi p$ возмущения магнитного поля уже не компенсируются градиентом газового давления, как в линейном альфвеновском импульсе, а появляются возмущения скорости вдоль радиуса трубки и вдоль невозмущенного магнитного поля B_{z0} , которые приводят к генерации нелинейной по полю и по току компоненты электрического поля B_φ вдоль оси трубки [Zaitsev et al., 2016]:

$$\frac{\partial E_z}{\partial r} = -\frac{1}{c} \frac{B_\varphi^2}{4\pi r V_A} \frac{\partial B_\varphi}{\partial t}. \quad (7)$$

Среднее по сечению петли электрическое поле

$$\overline{E_z} = \frac{2I_0^2 V_A}{5c^4 B_{z0}^2} \frac{\partial I_0}{\partial \xi}, \quad \xi = z - V_A t. \quad (8)$$

Например, при $n_a = 10^{14}$ см⁻³, $B_{z0} = 300$ Гс, $I_0 = 10^{10}$ А находим $\overline{E_z} \approx 0.1$ В/см, т. е. электроны могут ускориться на длине $l \approx (0.5 \div 1.0) 10^8$ см до энергии ~ 10 МэВ. Отношение максимальной величины поля к полю Драйзера $E_D = 6 \cdot 10^{-8} n / T$ В/см, когда электроны плазмы переходят в режим убегания, равно [Zaitsev et al., 2016]

$$\frac{E_{zm}}{E_D} = 2.2 \cdot 10^8 \frac{TI_0^3(A)}{a^2 B_{z0} n^{3/2} \Delta \xi}. \quad (9)$$

На рис. 3 показаны области генерации электрических полей, больших и меньших поля Драйзера для типичных условий в хромосфере.

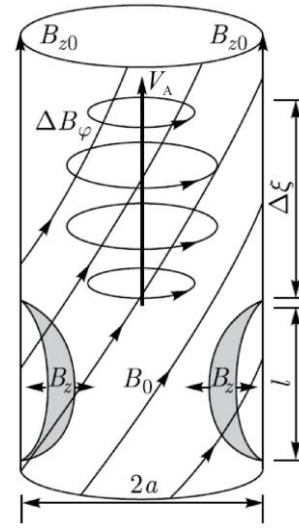


Рис. 2. Возмущение магнитного поля в трубке в результате развития НТР. Здесь l — вертикальный размер проникающего языка внешней плазмы; a — радиус магнитной трубки; $\Delta \xi$ — размер импульса электрического тока вдоль B_{z0} [Zaitsev et al., 2016]

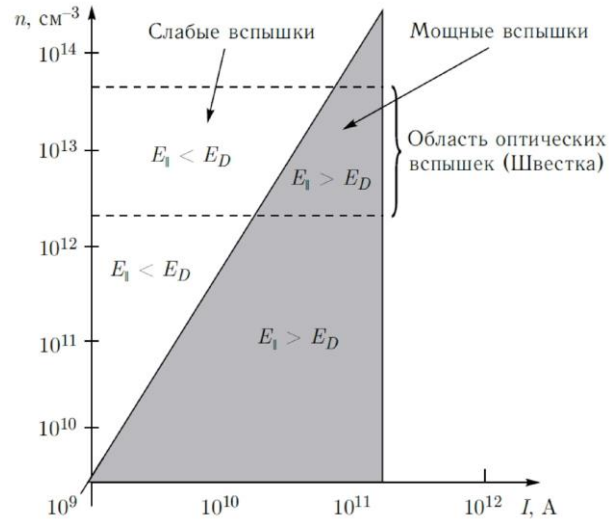


Рис. 3. Диаграмма плотность плазмы — электрический ток для $a = 10^7$ см, $B_{z0} = 2 \cdot 10^3$ Гс, $T = 2 \cdot 10^4$ К, $\Delta \xi = 5 \cdot 10^7$ см. Показаны области субдрайзеровских и супердрайзеровских (серым цветом) электрических полей, образующихся на переднем фронте импульса тока, распространяющегося по магнитной петле от области НТР [Zaitsev et al., 2016]

Почему для эффективного ускорения частиц во вспышке необходимы электрические поля порядка поля Драйзера? В хромосферной части петли в столбе от температурного минимума до переходной области между хромосферой и короной количество частиц в среднем составляет $\sim 5 \cdot 10^{39}$. Этого достаточно, чтобы обеспечить инжекцию в режим ускорения необходимого числа электронов $\sim 10^{39}$ [Miller et al., 1997]. Поскольку общее количество ускоренных электронов не сильно отличается от полного количества частиц в хромосферной части петли, это свидетельствует о высокой эффективности механизма ускорения, когда концентрация ускоренных электронов сравнима по порядку величины с концентрацией фоновой плазмы. Это означает, что при ускорении регулярными электрическими полями поля должны

быть либо близки к полю Драйсера, либо превышать его. Поэтому в достаточно мощных вспышках ускорение электронов должно, по всей вероятности, происходить в хромосфере. Иначе трудно объяснить большую концентрацию ускоренных электронов $n \sim 10^{10} - 10^{11} \text{ см}^{-3}$ с энергией $> 20 \text{ кэВ}$. Электрические поля больше поля Драйсера могут возникать на фронте импульса электрического тока, генерируемого в петле из-за развития НТР, если амплитуда тока превышает 10^{10} А (см. рис. 3). Представленные результаты об ускорении частиц в хромосфере можно рассматривать как *déjà vu* — возврат к понятию хромосферной вспышки [Giovanelli, 1946; Fritsová-Švestková, Švestka 1967].

ВСПЫШЕЧНОЕ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЕ, ИНИЦИИРУЕМОЕ ПРОТУБЕРАНЦЕМ

Некоторые авторы (см., например, [Zimovets et al., 2020]) считают, что недостаток модели вспышки в виде эквивалентной электрической цепи (the current interruption model) состоит в невозможности объяснения наблюдаемого энергосыделения в вершине петли, которое наблюдается в жестком рентгеновском излучении — “above-the loop-top flare” [Masuda et al., 1994]. Мы покажем, что НТР, вызванная протуберанцем в вершинах вспыхивающих петель способна объяснить подобное явление. Впервые на возможность инициирования вспышки в магнитных петлях, нагруженных протуберанцем (волоком), обратил внимание Пустильник [Pustil'nik, 1974] в предположении о магнитном пересоединении. В самом деле, плотный ($n_a + n \sim 10^{11} - 10^{12} \text{ см}^{-3}$) и относительно холодный ($T \sim 0.01 \text{ МК}$) протуберанец толщиной $D \approx (3 \div 10) 10^8 \text{ см}$, расположенный над вспыхивающей петлей или аркадой петель с $T \sim (1 \div 10) \text{ МК}$ и $n \sim 10^9 \text{ см}^{-3}$, представляет собой классическую картину НТР: тяжелая жидкость над легкой (рис. 4). Подходящая кривизна магнитного поля также имеется. В результате в горячую токонесущую петлю проникают языки частично ионизованной плазмы, которые приводят к повышенной джоулевой диссипации при сопротивлении Каулинга и ускорению заряженных частиц в индуцированных электрических полях, описанным в предыдущем разделе. Если петли последовательно располагаются по высоте (см. рис. 4),

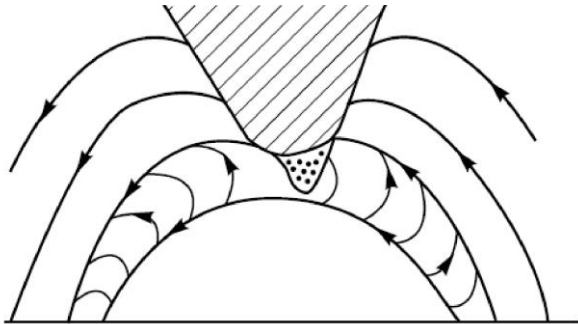


Рис. 4. Взаимодействие вспыхивающей петли с протуберанцем. Язык плотной частично ионизованной плазмы протуберанца проникает в петлю вследствие НТР [Zaitsev, Stepanov, 1992]

возможен эффект вспышки Масуда, поскольку повышенная плотность плазмы обеспечивает достаточно толстую мишень для генерации жесткого рентгеновского излучения ускоренными в вершинах петель электронами. Таков вкратце наш сценарий триггера вспышки из-за НТР, инициированной протуберанцем.

В этой связи сделаем некоторые оценки. НТР (баллонная мода) возникает, если толщина протуберанца $D > D_c = B^2 / (10 \pi r g)$ [Pustil'nik, 1974]. При $\rho = m_i (n_a + n) = 5 \cdot 10^{-13} \text{ г/см}^3$ и $B = 10 \text{ Гс}$ находим $D_c = 2 \cdot 10^8 \text{ см}$, что меньше наблюдаемой толщины волокон.

Скорость джоулевой диссипации на единицу объема магнитной трубки определяется как [Степанов, Зайцев, 2018]

$$q = \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{V} \times \mathbf{B} \right) \mathbf{j} = \frac{j_z^2}{\sigma} + \frac{F^2 B_\phi^2 j_z^2}{(2 - F) c^2 n m_i v'_{ia}} \text{ эрг/(см}^3 \text{ с)}, \quad (10)$$

где $j_z = I / (\pi a^2)$, $\sigma = ne^2 / (m_e v_{ei})$ — классическая проводимость (Спитцера), $F = n_a / (n + n_a)$, $B_\phi = 2I / (ca)$, $v'_{ia} \approx 1.6 \cdot 10^{-11} F (n + n_a) \sqrt{T}$. Второе слагаемое в уравнении (10) описывает диссипацию из-за сопротивления Каулинга, связанную с ионно-атомными соударениями, которая в случае инъекции нейтральных частиц из протуберанца в магнитную петлю является преобладающей. Тогда скорость диссипации можно представить в виде

$$q = \frac{4F^2 I^4}{(2 - F) \pi^2 c^4 a^6 n m_i v'_{ia}} \text{ эрг/см}^3 \text{ с} \quad (11)$$

Полагая $I = 10^{11} \text{ А}$, $F = 0.5$, радиус петли в короне $a = 10^8 \text{ см}$, $n = 10^9 \text{ см}^{-3}$, $T = 10^4 \text{ К}$, находим $q \approx 4 \cdot 10^3 \text{ эрг/(см}^3 \text{ с)}$. Если область энергосыделения в вершине петли составляет $\sim 3 \cdot 10^{25} \text{ см}^3$ получаем его мощность $\sim 10^{29} \text{ эрг/с}$.

Количество энергичных электронов, ускоренных в вершине токонесущей петли при вторжении в нее языка плазмы протуберанца, можно оценить как $N \approx 2 \pi n \Delta x D V_{Ti} \Delta t$. За время $\Delta t \sim 100 \text{ с}$, при $n \approx 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, длине вторгающегося в вершину петли языка $\Delta x \approx D \approx 3 \cdot 10^8 \text{ см}$, $V_{Ti} (T = 10^4 \text{ К}) \approx 10^6 \text{ см/с}$ находим $N \approx 2 \cdot 10^{37}$. Такое количество ускоренных электронов соответствует вспышке средней мощности.

ИМПУЛЬСНЫЙ НАГРЕВ ХРОМОСФЕРЫ И БЫСТРЫЕ ПРЕДВЕСТНИКИ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

Среди явлений НОРЕ наблюдаются и необычно быстрые предвестники вспышек. Например, Hudson et al. [2021] на основании данных наблюдений GOES и RHESSI показали, что перед импульсной фазой вспышки 7 января 2017 г. хромосферные основания корональных магнитных петель быстро, за время $\sim 10 \text{ с}$, нагреваются до температуры $10 - 15 \text{ МК}$, при этом она почти не уменьшалась в течение 1.5 мин .

Мера эмиссии излучающих оснований петель медленно возрастала и по данным GOES достигала $n^2 V \approx 10^{47} \text{ см}^{-3}$. При объемах оснований петель $V \approx 5 \cdot 10^{23} \div 10^{25} \text{ см}^3$ это приводит к оценке плотности плазмы в области предвестников $n \approx (3.0 \div 4.5) 10^{11} \text{ см}^{-3}$, характерной для хромосферы. В фазе нагрева не наблюдался нагрев хромосферы ускоренными электронами. Аналогичный результат был получен и в ряде других работ [Awasthi, Jain, 2011; Battaglia et al., 2023]. Следовательно, предвспышечный нагрев не связан со столкновительным нагревом активной области нетепловыми электронами, что противоречит стандартной модели вспышек.

Мы предполагаем, что предвспышечный нагрев связан с резким возрастанием продольного электрического тока (компоненты B_ϕ магнитного поля петли) при развитии в основании петель НРТ, описанной в предыдущих разделах. Импульс продольного электрического тока большой амплитуды остается в хромосфере в течение времени $\tau_A \approx l/V_A \approx 5 \div 10 \text{ с}$. За это время ток нагревает хромосферное основание до $T \sim 10^7 \text{ К}$, формируя рентгеновский предвестник вспышки. Затем импульс продольного электрического тока покидает область неустойчивости в виде нелинейной альфвеновской волны (см. рис. 2) с индукционным электрическим полем, ускоряющим электроны до энергий, достаточных для формирования источника жесткого рентгеновского излучения вспышки. Таков возможный сценарий возникновения вспышки с предвестником [Зайцев, Степанов, 2025].

Исследуем условия формирования такого быстрого предвестника. Сначала на основе уравнения (11) определим время нагрева оснований магнитной петли электрическими токами до температуры $T \geq 10^7 \text{ К}$. Диссипацией из-за сопротивления Спитцера можно пренебречь, поскольку при токах $\sim 3 \cdot 10^{11} \text{ А}$ такое сопротивление существенно лишь для высот $< 1000 \text{ км}$ [Stepanov et al., 2024]. При оценке времени нагрева пренебрежем радиационными потерями из-за высоких температур, а также теплопроводностью вдоль петли, которая подавлена значительной азимутальной компонентой магнитного поля B_ϕ , связанной с продольным током j_z . Предположим, что при $T > 10^6 \text{ К}$ относительная концентрация нейтралов зависит от температуры так же, как в условиях квазистационарной короны, т. е. $F \approx 0.15/T$ [Verner, Ferland, 1996; Zaitsev, 2015]. Из уравнения теплового баланса

$$\frac{1}{\gamma-1} \frac{\partial p}{\partial t} = 2.6 \cdot 10^{-9} \frac{I^4}{n^2 a^2 T^{3/2}}, \quad (12)$$

$$p = 2k_B n T, \gamma = \frac{5}{3}$$

определим зависимость температуры от времени

$$T^{5/2} - T_0^{5/2} = 3.25 \cdot 10^{-9} (\gamma-1) \frac{I^4}{k_B n^3 a^6} t. \quad (13)$$

Из (13) находим время нагрева хромосферных оснований $t_H \approx 10^4 \text{ с} \sim 3 \text{ ч}$ до температуры $T \geq 10^7 \text{ К}$ при

токе $I = 10^{12} \text{ А}$, $n = 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и $a = 3 \cdot 10^7 \text{ см}$. Такое большое время нагрева означает, что нельзя пользоваться формулой относительной концентрации нейтралов для квазистационарной короны, а нужно учитывать импульсный характер нагрева и нестационарность процесса ионизации. Скорость изменения плотности электронов в плазме при ионизации нейтральных атомов электронным ударом можно оценить из уравнения

$$\frac{dn}{dt} = n n_a \langle \sigma_H V_{Te} \rangle. \quad (14)$$

Сечение ионизации атома водорода $\sigma_H \approx 2 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ при $T \approx 10^7 \text{ К}$ [Андреев, 2010]. Время нагрева плазмы предвестника электрическим током $\tau_H \approx 10 \text{ с}$. За это время плазма в основании петли лишь частично ионизуется, сохраняя определенное количество нейтралов. Концентрацию нейтралов на стадии нагрева оценим из уравнения (14):

$$n_a \approx \frac{\partial n / \partial t}{n \langle \sigma_H V_{Te} \rangle} \approx \frac{1}{\tau_H \langle \sigma_H V_{Te} \rangle} \approx 4 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}. \quad (15)$$

При плотности плазмы в области генерации предвестника $n \approx 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ относительная концентрация нейтралов $F = n_a / n = 10^{-5}$. Это значение на три порядка превышает относительную долю нейтралов в короне с $T = 10^7 \text{ К}$ ($F \approx 0.15/T \approx 10^{-8}$). Такое различие вызвано тем, что при импульсном включении большого электрического тока темп нагрева больше темпа ионизации (ионизация не успевает за нагревом). Поэтому, когда импульс тока «убегает» из области предвестника вспышки в виде нелинейной альфвеновской волны, остаточная концентрация нейтралов в этой области остается достаточно большой [Зайцев, Степанов, 2025]. Для определения тока, необходимого для нагрева предвестника до $T \approx 10^7 \text{ К}$ за время $\tau_H \approx 10 \text{ с}$ при содержании нейтралов $F \approx 10^{-5}$, воспользуемся уравнением (12), из которого находим время нагрева

$$\tau \approx \frac{1.6 \cdot 10^{-8} n^3 a^6 T^{3/2}}{F I^4} \text{ с}. \quad (16)$$

Из (16) следует, что для области с $n = 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $a = 3 \cdot 10^7 \text{ см}$, $F = 10^{-5}$ нагрев плазмы до $T \approx 10^7 \text{ К}$ за время $\tau_H \leq 10 \text{ с}$ возможен при токах $I \geq 10^{12} \text{ А}$. Для плотности плазмы $n = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ величина критического тока $I \geq 5 \cdot 10^{11} \text{ А}$. Такие электрические токи наблюдаются в предвестниках вспышек [Wang et al., 2017]. Поскольку время нагрева $\sim I^{-4}$, быстрые рентгеновские предвестники при токах менее 10^{11} А маловероятны.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что неустойчивость Рэлея—Тейлора является триггером вспышек как в основаниях петель, так и в их вершинах. НРТ в основании петель приводит к вторжению в петлю окружающей хромо-

сферной плазмы со скоростью порядка V_{Ti} за время $\sim a/V_{\text{Ti}} \sim 10$ с, при этом происходит усиление продольного электрического тока $I_z = I_0 \exp\left(\frac{2}{a} \int_0^t V(t') dt'\right)$.

Джоулева диссипация при повышенном сопротивлении Каулинга приводит к нагреву хромосферы в основаниях петель и к ускорению значительного количества электронов в индуцированных электрических полях до энергий $\sim 1\text{--}3$ МэВ. При этом для ускорения $\sim 10^{38}\text{--}10^{39}$ электронов за время вспышки электрические поля должны быть либо близкими к полю Драйсера, либо супердрайсеровскими. Наши результаты об энерговыделении и ускорении частиц в хромосфере можно рассматривать как *déjà vu* — возврат к понятию хромосферной вспышки.

Неустойчивость Рэлея—Тейлора в вершинах вспыхивающих петель, нагруженных плотным холодным волокном, инициирует явления, подобные описанным для оснований петель. В этом случае волокно инжектирует в токонесущие магнитные петли значительное количество нейтральных частиц, резко увеличивающих джоулеву диссипацию в вершинах петель, сопровождаемую ускорением заряженных частиц. Таким образом, можно объяснить вспышки типа “above-the loop-top” [Masuda et al., 1994] в модели токонесущей магнитной петли.

Важным следствием НРТ как триггера солнечных вспыхиваний является и возможность объяснения быстрых (~ 10 с) горячих (10–15 МК) предвестников солнечных вспыхиваний. Мы показали, что, если величина импульсного тока превышает 10^{11} А, темп джоулева нагрева плазмы опережает темп ионизации, что приводит к повышенной диссипации электрического тока. Нужно заметить, что предварительный нагрев вспыхивающей плазмы до температуры >12 МК является также необходимым условием ускорения высокоэнергичных (>100 МэВ) протонов [Струминский и др., 2024]. Более того, понимание физической природы триггера солнечных вспыхиваний имеет первостепенное значение для прогнозирования космической погоды и смягчения ее воздействия на технологическую инфраструктуру.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-12-00308-П.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Андреев Г.В. Расчет сечения ионизации электронным ударом для атомов водорода и азота. *Физико-химическая кинетика в газовой динамике*. 2010, т. 9, с. 1–2.
- Зайцев В.В., Степанов А.В. К природе быстрых рентгеновских предвестников солнечных вспыхиваний. *Письма в Астрономический журнал*. 2025, т. 51, № 1. (В печати).
- Мешалкина Н.С., Алтынцев А.Т. Проявления нагрева в начале вспышки 29 июня 2012. *Солнечно-земная физика*. 2024, т. 10, № 3, с. 13–20. DOI: [10.12737/szf-103202402](https://doi.org/10.12737/szf-103202402) // Meshalkina N.S., Altyntsev A.T. Heating manifestations at the onset of the 29 June 2012 flare. *Sol.-Terr. Phys.* 2024, vol. 10, iss. 3. DOI: [10.12737/stp-103202402](https://doi.org/10.12737/stp-103202402).
- Степанов А.В., Зайцев В.В. *Магнитосферы активных областей Солнца и звезд*. М.: Физматлит, 2018, 387 с.
- Струминский А.Б., Садовский А.М., Григорьева И.Ю. Критерии для предсказания протонных событий по солнечным наблюдениям в реальном времени. *Гео-*

- магнетизм и астрономия*. 2024, т. 64, № 2, с. 163–174. DOI: [10.31857/S0016794024020019](https://doi.org/10.31857/S0016794024020019).
- Alfvén H., Carlqvist P. Currents in the Solar Atmosphere and a Theory of Solar Flares. *Solar Phys.* 1967, vol. 1, p. 220–228. DOI: [10.1007/BF00150857](https://doi.org/10.1007/BF00150857).
- Awasthi A.K., Jain R. Multi-wavelength diagnostics of precursor phase in solar flares. *First Asia-Pacific Solar Physics Meeting. Astron. Soc. India Conf.* 2011, vol. 2, pp. 297–305.
- Battaglia A.F., Hudson H., Warmuth A., et al. The existence of hot X-ray onsets in solar flares. *Astron. Astrophys.* 2023, vol. 679, article number A139. DOI: [10.1051/0004-6361/202347706](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202347706).
- Brown J.C. On the Ionization of Hydrogen in Optical Flares. *Solar Phys.* 1973, vol. 29, pp. 421–427. DOI: [10.1007/BF00150822](https://doi.org/10.1007/BF00150822).
- da Silva D. F., Hui L., Simoes P.J.A., et al. Statistical analysis of the onset temperature of solar flares in 2010–2011. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2023, vol. 525, iss. 3, pp. 4143–4148. DOI: [10.1093/mnras/stad2244](https://doi.org/10.1093/mnras/stad2244).
- Emslie A.G., Henoux J.-C. The electrical current structure associated with solar flare electrons accelerated by large-scale electric fields. *Astrophys. J.* 1995, vol. 446, p. 371. DOI: [10.1086/175796](https://doi.org/10.1086/175796).
- Fritzová-Švestková L., Švestka Z. Electron density in flares. II Results of measurement. *Solar Phys.* 1967, vol. 2, pp. 87–97. DOI: [10.1007/BF00155894](https://doi.org/10.1007/BF00155894).
- Giovannelli R.G. A theory of chromospheric flares. *Nature*. 1946, vol. 158, pp. 81–82. DOI: [10.1038/158081a0](https://doi.org/10.1038/158081a0).
- Hoyng P., Brown J.C., van Beek H.F. High time resolution analysis of solar hard X-ray flares observed on board the ESRO TD-1A satellite. *Solar Phys.* 1976, vol. 48, p. 197–254. DOI: [10.1007/BF00151992](https://doi.org/10.1007/BF00151992).
- Hudson H., Simoes P.J.A., Fletcher L., et al. Hot X-ray onsets of solar flares. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2021, vol. 501, iss. 1, pp. 1273–1281. DOI: [10.1093/mnras/staa3664](https://doi.org/10.1093/mnras/staa3664).
- Kane S.R., Hurley K., McTiernan J.M., et al. Energy release and dissipation during giant solar flares. *Astrophys. J. Lett.* 1995, vol. 446, p. L47. DOI: [10.1086/187927](https://doi.org/10.1086/187927).
- Kumar P., Srivastava A.K., Somov B.V., et al. Evidence of solar flare triggering due to loop-loop interaction caused by footpoint shear motion. *Astrophys. J.* 2010, vol. 723, pp. 1651–1664. DOI: [10.1088/0004-637X/723/2/1651](https://doi.org/10.1088/0004-637X/723/2/1651).
- Kusano K., Bamba Y., Yamamoto T.T. Magnetic field structures triggering solar flares and coronal mass ejections. *Astrophys. J.* 2012, vol. 760, no. 1, p. 31. DOI: [10.1088/0004-637X/760/1/31](https://doi.org/10.1088/0004-637X/760/1/31).
- Ledentsov L. Thermal trigger for solar flares I: Fragmentation of the preflare current layer. *Solar Phys.* 2021, vol. 296, article number 74. DOI: [10.1007/s11207-021-01817-1](https://doi.org/10.1007/s11207-021-01817-1).
- Masuda S., Kosugi T., Hara H., et al. A loop-top hard X-ray source in a compact solar flare as evidence for magnetic reconnection. *Nature*. 1994, vol. 371, pp. 495–497. DOI: [10.1038/371495a0](https://doi.org/10.1038/371495a0).
- Melrose D.B. Neutralized and Unneutralized current patterns in the solar corona. *Astrophys. J.* 1991, vol. 381, p. 306. DOI: [10.1086/170652](https://doi.org/10.1086/170652).
- Miller J.A., Cargill P.J., Emslie A.G., et al. Critical issues for understanding particle acceleration in impulsive solar flares. *J. Geophys. Res.* 1997, vol. 102, pp. 14631–14659. DOI: [10.1029/97JA00976](https://doi.org/10.1029/97JA00976).
- Pustil'nik L.A. Instability of quiescent prominences and the origin of solar flares. *Soviet Astronomy*. 1974, vol. 17, p. 763.
- Sharykin I.N., Kosovichev A.G. Dynamics of electric currents, magnetic field topology, and helioseismic response of a solar flare. *Astrophys. J.* 2015, vol. 808, no. 1. DOI: [10.1088/0004-637X/808/1/72](https://doi.org/10.1088/0004-637X/808/1/72).
- Somov B.V. Magnetic reconnection and topological trigger in physics of large solar flares. *Asian J. Phys.* 2008, vol. 17, no. 2–3, pp. 421–454. DOI: [10.48550/arXiv.0901.4697](https://doi.org/10.48550/arXiv.0901.4697).

- Stepanov A.V., Zaitsev V.V., Kupriyanova E.G. Features of electric current dissipation in the solar atmosphere. *Geomagnetism and Aeronomy*. 2024, vol. 64, pp. 1203–1214. DOI: [10.1134/S001679322470030](https://doi.org/10.1134/S001679322470030).
- Syrovatskii S.I. Current sheet characteristics and thermal trigger of solar flares. *Soviet Astronomy Lett.* 1976, vol. 2, p. 13.
- Verner D.A., Ferland C.J. Atomic data for astrophysics. I. Radiative recombination rates for H-like, He-like, Li-like, and Na-like ions over a broad range of temperature. *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1996, vol. 103, no. 2, pp. 467–473. DOI: [10.1086/192284](https://doi.org/10.1086/192284).
- Veronig A., Vršnak B., Dennis B. R., et al. Investigation of the Neupert effect in solar flares. I. Statistical properties and the evaporation model. *Astron. Astrophys.* 2002, vol. 392, no. 2, pp. 699–712. DOI: [10.1051/0004-6361:20020947](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20020947).
- Wang H., Liu Ch., Ahn K., et al. High-resolution observations of flare precursors in the low solar atmosphere. *Nature Astronomy*. 2017, vol. 1, article number 0085. DOI: [10.1038/s41550-017-0085](https://doi.org/10.1038/s41550-017-0085).
- Zaitsev V.V. Ultrafine magnetic structures in the chromosphere. *Geomagnetism and Aeronomy*. 2015, vol. 55, pp. 846–849. DOI: [10.1134/S0016793215070294](https://doi.org/10.1134/S0016793215070294).
- Zaitsev V.V., Stepanov A.V. Towards the circuit theory of solar flares. *Solar Phys.* 1992, vol. 139, pp. 343–356. DOI: [10.1007/BF00159158](https://doi.org/10.1007/BF00159158).
- Zaitsev V.V., Urpo S., Stepanov A.V. Temporal dynamics of Joule heating and DC-electric field acceleration in single flare loop. *Astron. Astrophys.* 2000, vol. 357, pp. 1105–1114.
- Zaitsev V.V., Stepanov A.V. Particle acceleration and plasma heating in the chromosphere. *Solar Phys.* 2015, vol. 290, pp. 3559–3572. DOI: [10.1007/s11207-015-0731-y](https://doi.org/10.1007/s11207-015-0731-y).
- Zaitsev V.V., Kronshtadtov P.V., Stepanov A.V. Rayleigh — Taylor instability and excitation of super-Dreicer electric fields in the solar chromosphere. *Solar Phys.* 2016, vol. 291, pp. 3451–3459. DOI: [10.1007/s11207-016-0983-1](https://doi.org/10.1007/s11207-016-0983-1).
- Zaitsev V.V., Stepanov A.V., Kronshtadtov P.V. On the possibility of heating the solar corona by heat fluxes from coronal magnetic structures. *Solar Phys.* 2020, vol. 295, article number 166. DOI: [10.1007/s11207-020-01732-x](https://doi.org/10.1007/s11207-020-01732-x).
- Zimovets I.V., Sharykin I.N., Gan W.Q. Relationships between photospheric vertical electric currents and hard X-ray sources in solar flares: Statistical study. *Astrophys. J.* 2020, vol. 891, no. 2. DOI: [10.3847/1538-4357/ab75be](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab75be).

15-я Российско-Китайская конференция по космической погоде, 9–13 сентября 2024 г., Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия.

Как цитировать эту статью:

Степанов А.В., Зайцев В.В. Неустойчивость Рэлея—Тейлора как триггер солнечных вспышек. *Солнечно-земная физика*. 2025, т. 11, № 3, с. 125–131. DOI: [10.12737/szf-113202513](https://doi.org/10.12737/szf-113202513).