

БЫСТРЫЕ РЕНТГЕНОВСКИЕ ПРЕДВЕСТНИКИ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

Зайцев В.В.¹, Степанов А.В.²

¹*Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия*

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

FAST SOFT X-RAY PRECURSORS OF SOLAR FLARES

Zaitsev V.V.¹, Stepanov A.V.²

¹*Institute of Applied Physics, Nizhny Novgorod, Russia*

²*Pulkovo Observatory, Saint Petersburg, Russia*

The origin of SXR precursors before the flare impulsive phase indicating the fast (~ 10 s) heating of the foot-points of magnetic loops to $T \approx 10\text{--}15$ MK is studied. It is shown that the Joule heating rate exceeds the steady-state heating rate of the corona by 4–5 orders of magnitude. We assume that pre-flare heating is associated with a sharp increase in the electric current driven by the Rayleigh-Taylor instability in the chromospheric foot-points of the loops. It is shown when the pulse of electric current exceeds 10^{12} A, the Joule heating rate of the chromosphere prevails over the ionization rate. In this case a large relative density of neutrals retains in the precursor, $n_a/n \sim 10^{-5}$, which is more than two orders of magnitude greater as compared to the steady-state corona. This ensures rapid heating of the precursor due to an increase in the rate of the Joule dissipation under the Cowling resistivity associated with the ion-atom collisions.

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-123-126>

Введение

В [1] показано, что перед импульсной фазой вспышки хромосферные основания корональных магнитных петель нагреваются до температуры $T = 10\text{--}15$ МК за время ~ 10 с, после чего появляется вспышка в жестком рентгеновском излучении. Предвспышечный нагрев, следовательно, не связан со столкновительным нагревом активной области нетепловыми электронами, что противоречит «стандартной» модели вспышек. Аналогичный результат на примере 13 событий был получен в [2]. Мера эмиссии излучающих оснований петель по данным GOES $n_e n_i V \approx 10^{47} \text{ cm}^{-3}$ [1]. При объемах оснований петель $V \approx 5 \cdot 10^{23} - 10^{24} \text{ cm}^3$ это приводит к оценке плотности плазмы в области предвестников $n \approx (3,0 - 4,5) \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, характерной для хромосферы. Мы предполагаем, что предвспышечный нагрев связан с резким возрастанием продольного электрического тока (компоненты B_φ магнитного поля петли) при развитии в основании петель неустойчивости Рэлея–Тейлора [3]. Импульс продольного электрического тока большой амплитуды «остается» в хромосфере в течение времени $\tau_A \approx l/V_A \approx 5 - 10$ с, где $l \approx (1 - 5) \cdot 10^7$ см – протяженность по высоте области неустойчивости Рэлея–Тейлора, V_A – скорость Альфвена в хромосфере. За это время ток нагревает хромосферное основание до

$T \sim 10^7 K$, формируя рентгеновский предвестник вспышки. За время $\tau_A \approx 5 - 10$ с импульс продольного электрического тока покидает область неустойчивости в виде нелинейной альфвеновской волны с индукционным электрическим полем, ускоряющим электроны до энергий, достаточных для формирования источника жесткого рентгеновского излучения вспышки [3]. Таков возможный сценарий возникновения вспышки с предвестником. Рассмотрим условия, при которых происходит нагрев хромосферы электрическим током до $T \geq 10$ МК за 10 с.

Импульсный нагрев хромосферы

Оценим время нагрева оснований магнитной петли электрическими токами до температуры $T \geq 10^7 K$. Скорость нагрева с учетом проводимостей Спитцера и Каулинга представим в виде [4]

$$q_J = \frac{j_z^2}{\sigma} + \frac{F^2 j_z^2 B_\phi^2}{(2-F)c^2 n m_i v'_{ia}}, \quad F = \frac{n_a}{n+n_a}, \quad v'_{ia} = 10^{-11} F(n+n_a) T^{1/2}, \quad (1)$$

причем первым слагаемым в формуле для q_J можно пренебречь и считать $n_a \ll n$. При оценке времени нагрева пренебрежем радиационными потерями (рассматривается область высоких температур), а также теплопроводностью вдоль петли, так как она подавлена значительной азимутальной компонентой магнитного поля, связанной с продольным током. Из (1) следует, что при заданных значениях T , плотности плазмы n и радиуса петли в области предвестника r_0 , время нагрева зависит от величины тока и относительной концентрации нейтралов F . Предположим, что при $T > 10^6 K$ относительная концентрация нейтралов зависит от температуры так же, как в условиях квазистационарной короны, т.е. $F \approx \frac{0.15}{T}$ [5]. Из уравнения теплового баланса

$$\frac{1}{\gamma-1} \frac{\partial p}{\partial t} = 2,6 \cdot 10^{-9} \frac{I^4}{n^2 r_0^6 T^{3/2}}, \quad p = 2k_B n T, \quad \gamma = \frac{5}{3} \quad (2)$$

получаем зависимость температуры от времени

$$T^{5/2} - T_0^{5/2} = 3,25 \cdot 10^{-9} (\gamma - 1) \frac{I^4}{k_B n^3 r_0^6} t. \quad (3)$$

Из (3) находим время нагрева хромосферных оснований $t_H \approx 10^4 \text{ с} \sim 3$ часов до температуры $T \geq 10^7 K$ при токе $I = 10^{12} A$, $n = 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и $r_0 = 3 \cdot 10^7 \text{ см}$. В [6] время нагрева магнитных трубок диссипацией тока на высотах 1000-1500 км было оценено как $\sim 10^3 - 10^4$ с. Такое большое время нагрева при $I = 10^{12} A$ означает, что нельзя пользоваться формулой относительной концентрации нейтралов для квазистационарной короны, а нужно учитывать импульсный характер нагрева и нестационарный процесс ионизации.

Скорость изменения плотности электронов в плазме при ионизации нейтральных атомов электронным ударом можно оценить из уравнения

$$\frac{dn}{dt} = nn_a < \sigma v_e >. \quad (4)$$

Величина сечения ионизации атома водорода $\sigma \approx 2 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ [6] при $T \approx 10^7 \text{ K}$ (тепловая скорость электронов $v_e \approx 1,26 \cdot 10^9 \text{ см/с}$). Наблюдаемое время нагрева плазмы предвестника электрическим током $\tau_H \approx 10 \text{ с}$. За это время плазма в основании петли ионизуется, сохраняя определенное количество нейтралов. Концентрацию нейтралов на стадии нагрева можно оценить из уравнения (4):

$$n_a \approx \frac{\frac{dn}{dt}}{n < \sigma v_e >} \approx \frac{1}{\tau_H < \sigma v_e >} \approx 4 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3} \quad (5)$$

При плотности плазмы в области генерации предвестника $n \approx 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ [1] относительная концентрация нейтралов $F = n_a/n = 10^{-5}$. Это значение существенно превышает относительную долю нейтралов в короне при $T = 10^7 \text{ K}$ ($F \approx 0,15/T \approx 10^{-8}$). Причина этого различия заключается в том, что при импульсном включении достаточно 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 [3], остаточная концентрация нейтралов в этой области остается относительно большой.

Оценим ток, необходимый для нагрева предвестника до $T \approx 10^7 \text{ K}$ за время $\tau_H \approx 10 \text{ с}$ при содержании нейтралов $F \approx 10^{-5}$. Из уравнения

$$\frac{1}{\gamma-1} \frac{\partial p}{\partial t} = \frac{F^2 j_z^2 B_\phi^2}{(2-F)c^2 n m_i v'_{ia}} \quad (6)$$

получаем формулу для времени нагрева

$$\tau \approx \frac{1,6 \cdot 10^{-8} n^3 r_0^6 T^{\frac{3}{2}}}{F I^4} \text{ с}, \quad (7)$$

из которой следует, что для области с $n = 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $r_0 = 3 \cdot 10^7 \text{ см}$, $F = 10^{-5}$ нагрев плазмы до $T \approx 10^7 \text{ K}$ за время $\tau_H \leq 10 \text{ с}$ возможен при токах $I \geq 1,5 \cdot 10^{12} \text{ А}$. Такие значительные величины электрических токов наблюдаются в предвестниках вспышек [8]. Поскольку в (7) время нагрева $\sim I^{-4}$, быстрые рентгеновские предвестники при токах $I < 10^{12} \text{ А}$ маловероятны. Например, при $I = 5 \cdot 10^{11} \text{ А}$ время нагрева ~ 13 минут, что значительно превышает длительность быстрых рентгеновских предвестников.

Обсуждение и выводы

Мы показали, что проблема рентгеновских предвестников перед импульсной фазой вспышки связана с объяснением быстрого нагрева хромосферных оснований магнитных петель за время, на порядки меньшее времени нагрева корональной плазмы. Решение этой проблемы связано с уче-

том импульсного характера процесса нагрева, а именно – с резким возрастанием продольного электрического тока при развитии в хромосферном основании петли неустойчивости Рэлея-Тейлора, которая играет роль триггера вспышки. При неустойчивости в основание петли вторгается окружающая хромосферная плазма и происходит усиление продольного электрического тока: $I_z = I_0 \exp\left(\frac{2}{r_0} \int_0^t V(t') dt'\right)$ [3]. Если величина импульсного тока превышает 10^{12} А, то темп джоулевого нагрева плазмы опережает темп ионизации. За время нагрева в предвестнике сохраняется относительно большое количество нейтралов, $n_a/n \sim 10^{-5}$, которое на два-три порядка больше количества нейтралов в квазистационарной короне. Это обеспечивает быстрый нагрев предвестника за счет увеличения скорости диссипации тока при проводимости Каулинга. Импульс тока большой амплитуды «остается» в хромосфере в течение 10 с и нагревает хромосферное основание петель до $T \sim 10^7$ К, формируя рентгеновский предвестник вспышки. По прошествии 10 с импульс тока покидает область предвестника в виде нелинейной альфвеновской волны с индукционным электрическим полем, ускоряющим электроны до энергий, достаточных для формирования источника жесткого рентгеновского излучения вспышки [3]. Поскольку зависимость времени нагрева области предвестника от тока достаточно сильная (7), быстрые рентгеновские предвестники при токах $I < 10^{12}$ А маловероятны.

Работа поддержана грантом РФФИ 22-12-00308.

Литература

1. Hudson H.S., Simões, P.J.A., Fletcher L. et al. // MNRAS, 2021, **501**, 1273.
2. Awasthi A.K., Jain R. // ASI Conference Series, 2011, **2**, 297.
3. Zaitsev V.V., Kronshtadtov P.V., Stepanov A.V. // Solar Physics, 2016, **291**, 3451.
4. Степанов А.В., Зайцев В.В. Магнитосферы активных областей Солнца и звезд. – М.: Физматлит. – 2018.
5. Verner D.A., Ferland G.J. // ApJS, 1996, **103**, 467, 10.1086/192284
6. Khomenko E., Collados M. // ApJ, 2012, **747**, 87.
7. Андреев Г.В. Физико-химическая кинетика в газовой динамике, МФТИ, 2010, www.chemphys.edu.ru/pdf/2010-01-12-042.pdf
8. Wang H., Liu Ch., Ahn K., et al. // Nature Astronomy, 2017, **1**, <http://dx.doi.org/10.1038/s41550-017-0085>