

УДК 523.985

О ПРОИСХОЖДЕНИИ ПУЛЬСАЦИЙ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

В. В. ЗАЙЦЕВ и А. В. СТЕПАНОВ

Предполагается, что квазипериодические пульсации жесткого рентгеновского излучения солнечных вспышек с периодами ~ 1 с связаны с МГД-колебаниями области первоначального энерговыделения в вершине вспыхивающей петли. В результате увеличения газокINETического давления в этой области возникает магнитная ловушка с размером $\lesssim 2''$. Колебания магнитного поля в ловушке, возбуждаемые в результате импульсного энерговыделения, приводят к модуляции потока быстрых электронов, взаимодействующих с плотной атмосферой в основаниях вспыхивающей петли. Модуляция потока быстрых электронов является причиной пульсаций интенсивности жесткого рентгеновского излучения вспышки. Период, добротность и глубина модуляции пульсаций дают информацию о параметрах области первоначального энерговыделения.

ON THE ORIGIN OF SOLAR HARD X-RAY PULSATIONS, by V. V. Z a j t s e v and A. V. S t e p a n o v. Quasiperiodic pulsations of solar flare hard X-ray with periods ~ 1 s are suggested to be connected with the MHD oscillations of the energy release region near the top of a flaring loop. As a result of an increase in kinetic gas pressure, a magnetic trap of a size $\lesssim 2''$ is formed in this region. MHD oscillations of the trap which are excited due to impulsive energy release process, modulate a superthermal electron flux. The reason for hard X-ray pulsations is an interaction of modulated electron flux with a loop-foot plasma. We can get information about the energy release region parameters just from the period, quality and modulation amplitude of the hard X-ray pulsations.

Исследования интенсивного микроволнового излучения, появляющегося во время взрывной фазы солнечной вспышки, свидетельствуют о том, что область первоначального энерговыделения вспышки представляет собой плотное горячее ядро диаметром $< 2''$ ($L < 1.5 \cdot 10^8$ см), расположенное вблизи вершины вспыхивающей петли (Марш и Хэфффорд, 1981). Взрывную фазу вспышки сопровождается обычно жесткое ($E > 10$ кэВ) рентгеновское излучение. Предполагается, что источником этого излучения может быть либо горячая плотная плазма, образующаяся во вспыхивающем ядре, либо потоки быстрых электронов, убегающие из вспыхивающего ядра и взаимодействующие с плотными слоями солнечной атмосферы в основаниях магнитной петли (Эмсли и Раст, 1979). Данные, полученные на спутнике SMM, указывают, что для вспышки 21 мая 1980 г. источники жесткого рентгеновского излучения располагались в основаниях магнитной петли (Хоинг и др., 1981). В данном случае это свидетельствует о связи жесткого рентгеновского излучения с потоками убегающих электронов.

Связанное со вспышкой жесткое рентгеновское излучение обычно состоит из нескольких похожих по форме импульсов с длительностью от 4 до 25 с и общей длительностью всей серии от 1 до 2 мин (ван Бик и др., 1974; Хоинг и др., 1976). Такая временная структура жесткого рентгеновского излучения обусловлена движением некоторой формы возбуждения (типа магнитозвуковой ударной волны) через петельный комплекс или ар-

каду петель и последовательным возбуждением вспышечного процесса в каждой отдельной петле (Ворпал, 1976; де Ягер, 1979). Возбуждение движется приблизительно перпендикулярно магнитному полю аркады со скоростью 200—400 км/с (Ворпал, 1976; Раст и Швестка, 1979).

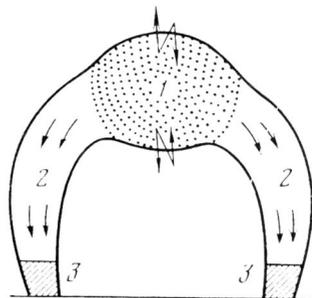
Временной профиль отдельного рентгеновского импульса может состоять в свою очередь из серии квазипериодических пульсаций с относительно глубокой модуляцией интенсивности $\Delta J/J$ и периодом $T_{\Pi} \sim 1$ с (Баскаков, 1980; Лазутков, 1980). Мы предполагаем, что такая квазипериодическая модуляция вызвана МГД-колебаниями вспышечной петли в области первоначального энерговыделения вспышки в вершине магнитной арки (см. рисунок). Дополнительное газокINETическое давление, возникающее в этой области, расширяет магнитное поле в вершине арки, уменьшая его величину от первоначального значения B_0 до B_{\min} , и формирует здесь локальную магнитную ловушку, удерживающую быстрые электроны. С другой стороны, импульсный характер энерговыделения вспышки (за время $t_{\text{имп}} < T_{\Pi}$) играет в данном случае роль «толчка», возбуждающего МГД-пульсации локальной ловушки. Такие пульсации меняют пробочное отношение ловушки $\sigma = B_0/B_{\min}$ и модулируют поток убегающих из нее быстрых электронов. Это приводит к модуляции интенсивности рентгеновского излучения, генерируемого указанными электронами в основаниях вспышечной петли.

Продольный размер ловушки медленно (по сравнению с периодом пульсаций T_{Π}) возрастает в результате постепенного расширения горячей плазмы вдоль магнитного поля вспышечной петли. На стадии, когда продольный размер локальной ловушки L_{\parallel} становится больше поперечного размера L_{\perp} , период быстрых магнитозвуковых колебаний (БМЗ) определяется в основном поперечным размером и имеет порядок величины

$$T_{\Pi} \sim \frac{r}{\sqrt{c_A^2 + c_s^2}}, \quad (1)$$

где $r = L_{\perp}/2$ — радиус ловушки, $c_A = B/\sqrt{4\pi n m_i}$ — альвеновская скорость, $c_s = (2\gamma kT/m_i)^{1/2}$ — скорость звука, $\gamma = 5/3$ — показатель адиабаты, B , n , T — магнитное поле, концентрация и температура плазмы в области энерговыделения вспышки. Выбранный нами тип моды (БМЗ-волна) определяется механизмом возбуждения МГД-колебаний — квазирadiaльным расширением трубки при импульсном нагреве. Для возбуждения альвеновских волн нужно изогнуть либо скрутить вспышечную петлю. Медленные магнитозвуковые волны при импульсном нагреве и расширении вспышечного ядра возбуждаются в трубке вне вспышечного ядра и имеют период, значительно превышающий (1).

Пульсации интенсивности жесткого рентгеновского излучения имеют, как правило, относительно высокую добротность $Q > 10$ (Баскаков, 1980). Добротность БМЗ-пульсаций локальной ловушки в общем случае определяется потерями на излучение БМЗ-волн во внешнюю среду и диссипативными процессами в самой ловушке (ионной вязкостью, столкновительным затуханием, затуханием Ландау, электронной теплопроводностью). Радиационные потери определяются эффективностью отражения БМЗ-волн от границ раздела между вспышечным ядром и окружающей корональной плазмой с параметрами n_c , T_c , B_c . Отношение интенсивностей



Модель квазипериодической модуляции жесткого рентгеновского излучения солнечной вспышки. 1 — область первоначального энерговыделения, в которой возбуждаются БМЗ-волны; 2 — модулированные потоки быстрых электронов; 3 — область генерации жесткого рентгеновского излучения

отраженной и падающей БМЗ-волн определяется при нормальном падении удельными импедансами плазмы внутри и вне ловушки:

$$Z = m_i n \sqrt{c_A^2 + c_s^2}, \quad Z_c = m_i n_c \sqrt{c_{Ac}^2 + c_{sc}^2}, \quad (2)$$

и может быть записано в виде

$$\frac{I_r}{I_t} = \frac{(Z - Z_c)^2}{(Z + Z_c)^2}. \quad (3)$$

Существуют указания (де Ягер, 1979) на то, что плотность плазмы во вспышечном ядре на один-два порядка превышает плотность плазмы в межпетельном пространстве и в петле вне ядра, а фазовые скорости БМЗ-волн во всех указанных областях одного порядка. Тогда из (3) следует, что БМЗ-волны во вспышечном ядре почти полностью отражаются от границ раздела ($I_r \approx I_t$). Иными словами, вспышечное ядро является достаточно хорошим резонатором для БМЗ-волн, что позволяет пренебречь радиационными потерями по сравнению с диссипативными.

Анализ показывает, что из перечисленных выше диссипативных процессов наиболее существенным для определения добротности БМЗ-колебаний вспышечного ядра является электронная теплопроводность горячей плазмы вдоль магнитного поля. В этом случае добротность можно представить в виде (Брагинский, 1963).

$$Q \sim \frac{3}{\beta^2} \frac{m_e}{m_i} v_{ei} T_{\text{п}}, \quad (4)$$

где

$$\beta = \frac{8\pi n \kappa T}{B^2}, \quad v_{ei} = \frac{5.5n}{T^{3/2}} \ln \left(10^4 \frac{T^{2/3}}{n^{1/3}} \right). \quad (5)$$

Из (4), в частности, следует, что добротность БМЗ-колебаний вспышечного ядра растет с уменьшением параметра β .

Интенсивность J жесткого рентгеновского излучения вспышки пропорциональна потоку быстрых электронов из локальной ловушки к подошвам магнитной трубки, т. е. $J \propto J_e \simeq L_{\parallel} n / \sigma t_{\text{диф}}$ (σ). Здесь $t_{\text{диф}}$ (σ) — время диффузии быстрых электронов в «конус потерь» ловушки, определяемое конкретным процессом диффузии. Из приведенного соотношения видно, что в первом приближении относительные изменения интенсивности жесткого рентгеновского излучения пропорциональны изменению пробочного отношения σ вследствие пульсаций магнитного поля ловушки: $\Delta J/J \sim \Delta \sigma / \sigma \sim \Delta B/B$, где ΔB — амплитуда колебаний магнитного поля.

Чтобы оценить ΔB , заметим, что возбуждение колебаний происходит за счет работы над магнитным полем ловушки дополнительного электронного давления, $\Delta p \sim n \kappa T$, возникающего в импульсной фазе вспышки (мы считаем, что в этой фазе электронная температура выше ионной: $T = T_e \gg T_i$). Следовательно, $\Delta B/B \sim 4\pi n \kappa T / B^2$ и для относительной глубины модуляции интенсивности жесткого рентгеновского излучения можно записать

$$\Delta J/J \sim 4\pi n \kappa T / B^2. \quad (6)$$

Иными словами, если в области первоначального энерговыделения реализуется приближение холодной плазмы ($\beta \ll 1$), амплитуда пульсаций рентгеновского излучения должна быть мала.

Соотношения (1), (4) и (6) позволяют по характеристикам пульсаций жесткого рентгеновского излучения (периоду $T_{\text{п}}$, относительной глубине модуляции $\Delta J/J$ и добротности Q) оценить параметры области первоначального энерговыделения вспышки. В частности, легко получить следующие формулы для концентрации горячей плазмы, температуры вспышеч-

ного ядра и магнитного поля вблизи вершины вспышечной петли:

$$n \sim 4 \cdot 10^{-11} \frac{Qr^3}{T_{\text{п}}^4} \frac{(\Delta J/J)^{7/2}}{\left(1 + \frac{10 \Delta J}{3 J}\right)^{3/2}}, \quad (7)$$

$$T \sim 10^{-8} \frac{r^2}{T_{\text{п}}^2} \frac{(\Delta J/J)}{\left(1 + \frac{10 \Delta J}{3 J}\right)}, \quad (8)$$

$$B \sim 3 \cdot 10^{-17} \frac{Q^{1/2} r^{5/2}}{T_{\text{п}}^3} \frac{(\Delta J/J)^{7/4}}{\left(1 + \frac{10 \Delta J}{3 J}\right)^{3/4}}. \quad (9)$$

В качестве примера приведем параметры пульсирующей структуры всплеска жесткого рентгеновского излучения 12 октября 1977 г. 1^h50^mUT (Баскаков, 1980). Для указанного события $Q > 10$, $T_{\text{п}} \simeq 1$ с, $\Delta J/J \simeq 0.5$, поэтому, полагая $r \simeq 7.3 \cdot 10^7$ см (Марш и Хэффорд, 1981), из (7) — (9) находим: $n \gtrsim 3 \cdot 10^{12}$ см⁻³, $T \sim 10^7$ К, $B \gtrsim 400$ Гс. Полученные оценки не противоречат существующим представлениям о параметрах вспышечных ядер, поэтому могут свидетельствовать о реальности рассмотренного здесь механизма пульсаций. В связи с этим формулы (7) — (9) могут оказаться полезными для диагностики параметров вспышки по временным характеристикам жесткого рентгеновского излучения.

Недавно Овин и др. (1981) наблюдали тонкую структуру жесткого рентгеновского излучения типа нерегулярных пульсаций с временным масштабом $T_{\text{п}} \sim 0.1$ с и с $\Delta J/J \simeq 0.07$. Такие пульсации могут быть объяснены МГД-колебаниями вспышечных ядер с параметрами n , T , B порядка указанных выше, если предположить, что диаметр этих ядер достаточно мал и составляет $0''.4$ ($r \sim 1.5 \cdot 10^7$ см).

Полученные оценки концентрации и температуры плазмы в области первоначального энерговыделения вспышки дают значения эффективной частоты электронно-ионных столкновений $\nu_{ei} \sim 5 \cdot 10^3$ см⁻¹ и характерного времени выравнивания температур электронов и ионов $\tau_{ei}^E \simeq m_i/m_e \nu_{ei} \sim 0.3$ с $< T_{\text{п}}$. Это означает, что по отношению к рассмотренным выше процессам возбуждения МГД-колебаний вспышечных ядер плазма является столкновительной и изотермичной.

В заключение сделаем несколько замечаний по поводу рассмотренной модели пульсаций.

Во-первых, для возбуждения МГД-колебаний вспышечных ядер не обязательно, чтобы все энерговыделение во вспышечном ядре происходило за время, меньшее периода пульсаций $T_{\text{п}}$. Достаточно, чтобы процесс энерговыделения имел относительно резкое начало ($\tau_{\text{нач}} < T_{\text{п}}$).

Во-вторых, линейный характер рассмотренных пульсаций правильно отражает порядок величины добротности и периода реальных МГД-колебаний, поскольку изменения интенсивности жесткого рентгеновского излучения (и, следовательно, относительные изменения магнитного поля $\Delta B/B$; см. формулу (6)) часто довольно малы. Однако более строгое количественное решение задачи должно, естественно, предполагать учет возможной нелинейности колебаний.

В-третьих, предположенная выше модель пульсаций жесткого рентгеновского излучения во время взрывной фазы вспышки допускает более жесткий спектр пульсирующего компонента по сравнению со спектром медленноменяющейся составляющей или «подложки». Это обстоятельство может быть связано с особенностями ухода в «конус потерь» достаточно энергичных частиц (вследствие изменения пробочного отношения в результате МГД-колебаний) по сравнению с менее энергичными частицами (вследствие квазистационарной диффузии в «конус потерь», например,

из-за столкновений). Если же пробками ловушки являются ионно-звуковые фронты, они должны лучше держать медленные частицы по сравнению с более энергичными. В этом случае энергетические спектры пульсирующей компоненты и «подложки» в рентгеновском всплеске должны иметь приблизительно одинаковую жесткость. Существующие в настоящее время экспериментальные данные (Хоинг и др., 1976; Орвинг и др., 1981) допускают обе возможности.

В-четвертых, временной ход рентгеновского излучения в рамках других моделей и раньше связывался с колебаниями магнитных ловушек (см., например, Эмсли, 1981). Особенностью данной работы является указание четкой связи между параметрами жесткого рентгеновского всплеска и параметрами вспышечного ядра и использование этой связи для диагностики области первоначального энерговыделения.

Авторы благодарят В. В. Железнякова за дискуссию и полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

- Баскаков А. В. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1980, *44*, 2496.
Брагинский С. И. В кн.: Вопросы теории плазмы, вып. 1./Ред. М. А. Леонтович. М.: Атомиздат, 1963, с. 183.
Ван Бек и др. (Van Beek H. F., de Feiter L. D., de Jager C.). Space Res., 1974, *14*, 447.
Ворпал (Vorpahl J. A.) Astrophys. J., 1976, *205*, 868.
Де Ягер (De Jager C.). Solar Phys., 1979, *64*, 135.
Лазутков В. П. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1980, *44*, 2645.
Марш и Хэффорд (Marsh K. A., Hafford G. J.). Astrophys. J. (Letters), 1981, *240*, L111.
Орвинг и др. (Orwing L. E., Frost K. J., Dennis B. R.). Astrophys. J. (Letters), 1981, *244*, L163.
Раст и Швестка (Rust D., Svestka Z.). Solar Phys., 1979, *63*, 279.
Хоинг и др. (Hoising P., Brown J. C., van Beek H. F.). Solar Phys., 1976, *48*, 197.
Хоинг и др. (Hoising P., Machado M. E., Duijveman A.). Astrophys. J. (Letters), 1981, *244*, L153.
Эмсли (Emslie A. G.). Astrophys. J., 1981, *244*, 653.
Эмсли и Раст (Emslie A. G., Rust D.). Solar Phys., 1979, *65*, 271.

Ин-т прикладной физики АН СССР, Горький

Ин-т земного магнетизма, ионосферы
распространения радиоволн СО
Н СССР, Иркутск

Поступила в редакцию
20 июля 1981 г.
После доработки
3 декабря 1981 г.