

УДК 523.985.3

Ю.Е. Чариков, А.Н. Шабалин, И.В. Кудрявцев

**ЖЕСТКОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ
УСКОРЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПЕТЛЬНОЙ СТРУКТУРЕ
МАГНИТНОГО ПОЛЯ ВО ВРЕМЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК**

Yu. E. Charikov^{1,2}, A.N. Shabalin², I.V.Kudryavtsev²

¹ St. Petersburg State Polytechnical University,
29 Politekhnikeskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia.

² Ioffe Physical Technical Institute of Russian Academy of Sciences,
26 Politekhnikeskaya St., St. Petersburg, 194021, Russia.

**HARD X-RAYS IN SOLAR FLARING LOOPS
FROM ACCELERATED ELECTRON BEAMS**

В настоящей работе исследуются энергетическое, пространственное и угловое распределения ускоренных электронов в солнечных вспышечных магнитных петлях, а также генерируемый ими спектр и поляризация жесткого рентгеновского излучения. Показано, что источник жесткого рентгеновского излучения в вершине петли может формироваться даже при анизотропной инжекции вдали от вершины петли в противоположном от нее направлении. Степень поляризации отрицательная и составляет -30% в вершине магнитной петли. Проведен также сравнительный анализ результатов при разных параметрах источника ускоренных электронов и магнитного поля.

СОЛНЦЕ, ВСПЫШКИ, УРАВНЕНИЕ ФОККЕРА – ПЛАНКА, ПОЛЯРИЗАЦИЯ, ЖЕСТКОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ, СОЛНЕЧНЫЕ МАГНИТНЫЕ ПЕТЛИ.

The energy, spatial and pitch angle distributions of the accelerated electrons in the solar magnetic loops are considered. Hard X-ray spectrum and polarization are calculated. It is shown that the hard X-ray source at the looptop can be formed even with the anisotropic injection away from the looptop. The polarization degree is -30% at the top of the magnetic loop. A comparative analysis of the results with different parameters of the source of accelerated electrons and magnetic field is also carried out.

SUN, FLARE, POLARIZATION, FOKKER – PLANCK EQUATION, HARD X-RAY, MAGNETIC LOOPS.

Во время солнечных вспышек в короне Солнца ускоряется большое число протонов и электронов до энергий, значительно превышающих тепловые энергии частиц в короне [1]. В процессе торможения этих частиц в атмосфере Солнца их энергия выделяется в виде излучения в гамма-, рентгеновском, оптическом и радио-диапазонах.

Традиционно источники жесткого рентгеновского излучения (ЖРИ) преимущественно наблюдаются в хромосфере, в основаниях магнитных петель [1]. В последние годы на космических аппаратах Yohkoh и RHESSI зарегистрированы источники ЖРИ с максимумами яркости не только в основаниях, но также над верши-

ной петли [2] и/или в вершине петли [3]. Они менее яркие и потому наблюдаются намного реже из-за относительно малого динамического диапазона рентгеновских и гамма-спектрометров.

Существующие модели сталкиваются с трудностями при интерпретации корональных источников ЖРИ и гамма-излучения, которые связаны, прежде всего, с недостаточно высокой концентрацией плазмы в вершине петли. Для преодоления этой проблемы выдвигалось несколько гипотез:

необычно высокая плотность плазмы в вершине петли [3];

ускорение и захват электронов в вершине петли в области с высоким уровнем плазменной турбулентности [4 – 6];

захват электронов, инжектированных в вершину петли перпендикулярно магнитному полю [7];

обратное комптоновское рассеяние умеренно-релятивистских электронов на мягком рентгеновском и крайнем ультрафиолетовом видах излучения [8].

Все указанные гипотезы носят декларативный, предположительный характер, а потому не могут рассматриваться как единственно возможные для объяснения ЖРИ в корональной части магнитной петли [9, 10].

Целью данной работы является выяснение природы источников ЖРИ во вспышечных петлях на основе решения нестационарного релятивистского уравнения Фоккера – Планка для функции распределения ускоренных электронов.

Несомненно, поставленная задача частично является модельной, приходится делать предположения о параметрах ускоренных электронов в момент инжекции и, кроме того, задавать распределение концентрации плазмы и индукции магнитного поля вдоль вспышечной петли.

Решение указанной задачи проводится в несколько этапов:

1. Построение численного кода решения кинетического уравнения, описывающего поведение ускоренных электронов в петлевой структуре магнитного поля во время вспышки.

2. Анализ влияния различных параметров магнитной петли и ускоренных электронов на спектр и степень поляризации жесткого рентгеновского излучения.

3. Объяснение коронального источника ЖРИ захватом ускоренных электронов в неоднородном магнитном поле.

Кинетические задачи подобного рода рассматривались в работах [10 – 13], в которых не рассматривались эффекты взаимодействия пучка электронов с плазменными волнами. В работах [14, 15] исследовалось влияние ленгмюровских волн, но не учитывалась пространственная протяженность магнитной петли.

Кинетика ускоренных электронов во вспышечных петлях

Рассмотрим динамику пучка ускоренных во время вспышек электронов, распространяющихся вдоль магнитных петель в солнечной атмосфере. Распределение концентрации плазмы и изменение индукции магнитного поля вдоль петли задаются на базе наблюдений и модельных представлений. Предполагается, что область инжекции ускоренных электронов локализуется в верхней части петли. Временной профиль в момент инжекции представляет собой отдельный импульс в форме гауссиана. Подобный вид имеет и питч-угловое распределение. Расчет легко можно распространить на более длительные события если предположить суперпозицию импульсов. Таким образом, в качестве координат частиц в фазовом пространстве выбраны следующие величины: расстояние s вдоль силовой линии (отсчитывается от вершины петли); кинетическая энергия, выраженная в единицах энергии покоя электрона, $E = \gamma - 1$ (γ – Лоренц-фактор электрона), и косинус питч-угла $\mu = \cos\alpha$.

При написании нестационарного релятивистского уравнения Фоккера – Планка для функции распределения $f(E, \mu, s, t)$ ускоренных электронов в магнитной петле ограничимся на первом этапе рассмотрением лишь двух процессов, протекающих в плазме: кулоновского рассеяния и магнитного отражения. В этом случае уравнение

Фоккера – Планка принимает вид [16]:

$$\begin{aligned} \frac{\lambda_0}{c\beta} \frac{\partial f}{\partial t} = & -\lambda_0 \mu \frac{\partial f}{\partial s} + \\ & + \lambda_0 \frac{\partial \ln(B)}{\partial s} \frac{\partial}{\partial \mu} \left[\frac{(1-\mu^2)}{2} f \right] + \\ & + \frac{1}{\beta} \frac{\partial}{\partial E} \left(\frac{f}{\beta} \right) + \frac{1}{\beta^4 \gamma^2} \frac{\partial}{\partial \mu} \left[(1-\mu^2) \frac{\partial f}{\partial \mu} \right] + \\ & + \frac{\lambda_0}{c\beta} S(E, \mu, s, t), \end{aligned} \quad (1)$$

где $\lambda_0(s) = \frac{10^{24}}{n(s) \ln \Lambda}$, $\beta = \frac{v}{c}$, $\gamma = E + 1$.

Второе слагаемое в правой части уравнения (1) описывает магнитное отражение от областей возрастающего магнитного поля вдоль силовой линии, по которой движется частица. Третье и четвертое слагаемые отвечают за изменение энергии и рассеяние по углам в результате кулоновского взаимодействия ускоренных электронов с частицами плазмы. Особый интерес в данном уравнении представляет последний член в правой части уравнения, который задает распределение ускоренных электронов в момент их инжекции. Исследование параметров источника, от которых зависят характеристики ЖРИ (поток, спектр, степень поляризации) в конечном счете и является предметом настоящей работы.

Моделирование распределения электронов вдоль вспышечных петель

Характеристики жесткого рентгеновского излучения зависят от целого ряда факторов: от параметров инжекции ускоренных электронов, от магнитного поля, от распределения концентрации плазмы вдоль петли. В связи с этим необходимо обоснованно подходить к выбору названных параметров.

Обычно полагают, что энергетический спектр рентгеновских квантов подчиняется степенному закону. Спектральный индекс в мягких вспышках имеет значение $k \approx 7$, в то время как для жестких вспышек – $k \approx 2 - 3$. В мощных вспышках наблюдаются отклонения от простого степенного закона: регистрируются изломы энергетического спектра в области малых энергий

(15 – 19 кэВ) и в области высоких энергий (десятки килоэлектронвольт). В данной работе рассматриваются вспышки, для которых типичные значения спектрального индекса находятся в интервале $\delta = k + 1 = 2,5 - 3,5$, где k – показатель спектра фотонов (например, вспышка класса X3.1, произошедшая 01:00 UT, 24 августа 2002 года вблизи западной части лимба).

Расчет геометрии магнитного поля, как правило, базируется на данных, полученных для фотосферы (см., например, работы [17] или [18] и ссылки в них). Отметим, что магнитное поле может необязательно быть симметричным относительно вершины петли. Типичные наблюдаемые значения индукции поля составляют 400 – 1000 Гс для фотосферы. В вершине петли теоретические расчеты дают значения 100 – 200 Гс. В данной работе магнитное поле представлено в параболическом виде:

$$\frac{B(s)}{B_0} = 1 + \frac{(s - b_1)^2}{b_2^2},$$

где $B_0 = 200$ Гс; $b_1 = 0$; $b_2 = 3 \cdot 10^9$; $1,5 \cdot 10^9$ см. Пробочное отношение \hat{B}_{\max} / B_0 для данных значений b_2 равно двум и пяти соответственно.

Типичные значения концентрации плазмы во вспышечной петле, получаемые из радионаблюдений в вершине и в хромосфере, составляют $10^{10} - 10^{11}$ см⁻³, быстро увеличиваясь к подножиям петли.

Изменение концентрации плазмы вдоль петли задавалось в виде

$$\frac{n(s)}{n_0} = \exp \left(4,6 \left(\frac{s}{s_{\max}} \right)^6 \right),$$

где $n_0 = 5 \cdot 10^{10}$ см⁻³, что достаточно близко к наблюдаемым величинам (см., например, работу [19]).

Как и в подобных работах, функциональную зависимость источника ускоренных электронов от аргументов будем представлять в факторизованном виде, то есть полагать, что распределения по углам, энергиям, координатам и времени формируются независимо. Существующие модели ускорения не дают ответа на этот вопрос. Хотя, конечно, возможна связь между угловой и энергетической зависимостями

Таблица 1

Виды функций распределения по углам и параметры моделей источников ускоренных электронов

$S_2(\alpha)$	B_{\max}/B_0	δ
$\cos^2\alpha$	2	3,0
$\cos^6\alpha$		2,5
$\exp\left[-\frac{(\alpha - \alpha_1)^2}{\alpha_0^2}\right]$		3,0
Та же функция	5	7,0
1	2	3,0

Примечания. 1. $\alpha_0 = 36$ град, $\alpha_1 = 0$ град.
 2. Для всех моделей область инжекции находится в вершине петли и инжекция направлена (кроме последней модели) в ее правую часть. В случае $S_2(\alpha) = 1$ инжекция изотропна.

функции распределения. Например, при регулярном ускорении электроны высоких энергий могут распространяться в более узком конусе.

Таким образом, функцию источника электронов зададим в виде произведения распределений вдоль трех осей и времени:

$$S(E, \alpha, s, t) = S_1(E)S_2(\alpha)S_3(s)S_4(t),$$

где $\alpha = \arccos \mu$.

Мы рассмотрим ряд моделей с изотропной и анизотропной типами инжекции электронов в вершине и на некотором удалении от нее. Параметры моделей приведены в табл. 1. Обобщение результатов анализа представлено в конце статьи.

Обсудим результаты расчета по следующей модели, для чего конкретизируем вид функций S_i . Энергетический спектр электронов в источнике подчиняется степенной зависимости:

$$S_1(E) = K \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\delta},$$

где $\delta = 3$, $E_0 = 511$ кэВ; K – коэффициент, определяющий общее число ускоренных электронов.

Угловое распределение в источнике – анизотропное, оно не зависит от энергетического и задается в следующем виде:

$$S_2(\alpha) = \exp\left[-\frac{(\alpha - \alpha_1)^2}{\alpha_0^2}\right], \quad (2)$$

где $\alpha_0 = 36$ град, $\alpha_1 = 0$ град.

Пространственная локализация источника смещена вправо от вершины на расстояние, равное половине полупетли:

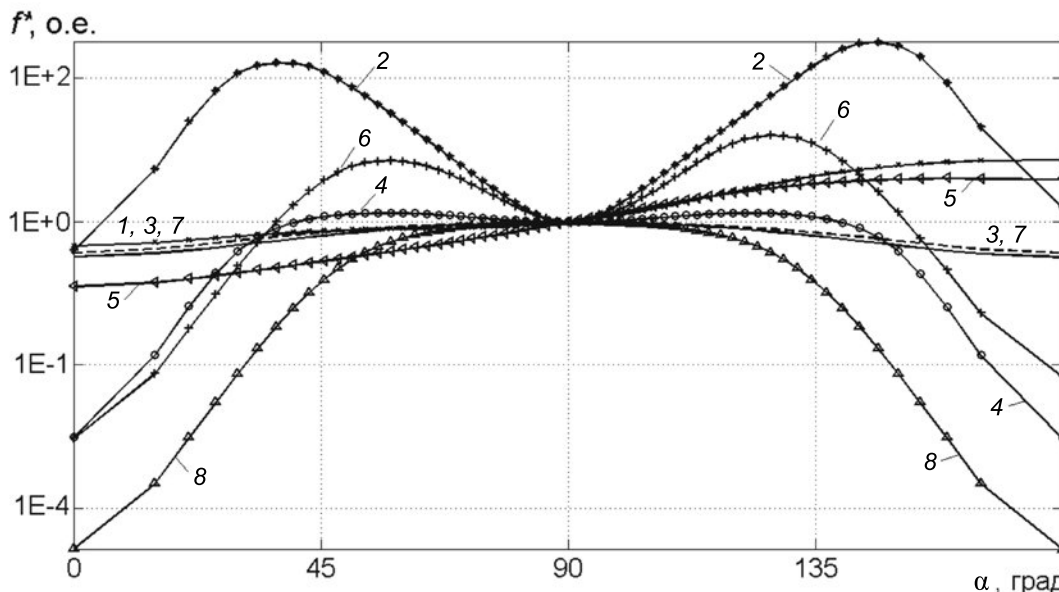


Рис. 1. Функция углового распределения ускоренных электронов, нормированная на значение в точке $\alpha = 90$ град (практически в вершине петли). $f^* = f(\alpha)/f(\alpha = 90 \text{ град})$, где $\alpha = \arccos \mu$. Номера кривых отвечают наборам параметров представленных в табл. 2

Таблица 2

Параметры функций распределения ускоренных электронов $f(E, \mu, s, t)$, интенсивности и поляризации жесткого рентгеновского излучения

Номер позиции на рис. 1, 2, 3	B_{\max} / B_0	$E, \epsilon_x, \text{кэВ}$	$t, \text{с}$
1	5	30	3
2		201	
3		30	9
4		201	
5	2	30	3
6		201	
7		30	9
8		201	

Обозначения: B_{\max} / B_0 – пробочное отношение, E – энергия электронов, ϵ_x – энергия фотонов, t – рассматриваемый момент времени. На рис. 1 представлена пространственная точка $s = 0,01 \cdot 10^9$ см.

$$S_3(s) = \exp\left[-\frac{(s - s_1)^2}{s_0^2}\right],$$

где $s_1 = 1,5 \cdot 10^9$ см, $s_0 = 2,0 \cdot 10^8$ см.

Временной профиль задается в виде гауссовского распределения:

$$S_4(t) = \exp\left[-\frac{(t - t_1)^2}{t_0^2}\right],$$

где $t_1 = 2,6$ с, $t_0 = 1,4$ с.

В программе для решения дифференциального уравнения используется метод конечных разностей совместно с методом операторного разделения. Согласно этому методу решение дифференциального уравнения, состоящего из суммы k дифференциальных операторов

$$\frac{\partial}{\partial t} U(\mathbf{x}, t) = \sum_{i=1}^k Q_i[U(\mathbf{x}, t)],$$

где \mathbf{x} – координата в фазовом пространстве (в нашем случае \mathbf{x} – это E, μ, s), представляется в виде

$$U(\mathbf{x}, t + \Delta t) = \Phi_k(\Phi_{k-1} \times \dots \times \Phi_2(\Phi_1[U, \Delta t], \Delta t) \dots, \Delta t), \Delta t)$$

(Φ_i – конечно-разностный оператор, который аппроксимирует дифференциальный оператор Q_i [16]).

Рассмотрим результаты расчета функции распределения электронов в магнитной петле (рис. 1 и табл. 2).

На рис. 1 видно, что характер максимумов функции распределения для высокоэнергичных электронов отличается от низкоэнергичных. Число отраженных электронов с питч-углами вблизи значений $\alpha = 45$ град и $\alpha = 135$ град в высокоэнергичной части спектра значительно превышает число электронов с $\alpha = 90$ град. Это является следствием комбинации эффектов: энергетических потерь при столкновении, магнитного отражения, диффузии в питч-угловом пространстве и ухода частиц в конус потерь. Все это оказывает непосредственное влияние на распределение интенсивности и степени поляризации жесткого рентгеновского излучения вдоль петли, анализ которых представлен в следующем разделе статьи.

Увеличение пробочного отношения приводит к накоплению высокоэнергичных электронов с углами вблизи значений $\alpha = 45$ град и $\alpha = 135$ град (кривые 2 и б). Рассмотрим процесс излучения ЖРИ электронами с подобной функцией распределения.

Интенсивность жесткого рентгеновского излучения

Расчет интенсивности жесткого рентгеновского излучения производился с использованием формул для расчета релятивистского сечения из работ [20, 21].

Дифференциальная интенсивность ЖРИ (на единицу длины) определяется соотношением

$$F_x(\varepsilon, \theta, s, t) = \frac{dI_\lambda(\varepsilon, \theta, s, t)}{ds} = \frac{A(s)n(s)}{R^2} \int_\varepsilon^\infty v(E) dE \int_{-1}^1 f(E, \mu, s, t) d\mu \times \int_0^{2\pi} \frac{\partial^2 \sigma_\lambda(\varepsilon, E, \theta', \mu, \varphi)}{d\varepsilon d\Omega'} d\varphi, \quad (3)$$

где $A(s) = \left(1 + \frac{(s - b_1)^2}{b_2^2}\right)^{-1}$ – площадь поперечного сечения петли; $n(s)$ – концентрация ионов плазмы; $R = 1,5 \cdot 10^{13}$ см – астрономическая единица.

В общем случае $A(s)$ уменьшается с ростом координаты s вдоль оси магнитной петли, $n(s)$ определяется модельным образом. Функция $A(s)$ определяется из условия сохранения магнитного потока $B(s)A(s) = \text{const}$ и модельной зависимости магнитного поля от координаты s . Релятивистское сечение тормозного излучения σ получено в работе [20]. Отметим, что электрон-протонное тормозное сечение зависит от параметров ускоренных электронов, энергии рентгеновских квантов и угла наблюдения θ (угол между нормалью к фотосфере и волновым вектором \mathbf{k}). Причем, как показывают результаты расчетов [21], зависимость от угла наблюдения наряду с жесткостью энергетического спектра являются наиболее существенными при вычислении характеристик ЖРИ. Угол между волновым вектором фотона (направлен к наблюдателю) и вектором момента импульса электрона определяется выражением:

$$\cos \theta' = \cos \theta \cdot \cos \alpha + \sin \theta \cdot \sin \alpha \cdot \cos \varphi, \quad (4)$$

где α, φ – полярные координаты вектора

момента импульса электрона в системе, в которой вертикальная ось нормальна фотосфере (α также является питч-углом электронов в этой системе), ε – энергия фотона.

Сечение тормозного излучения является суммой поперечной и продольной компонент (по отношению к плоскости векторов (\mathbf{k}, \mathbf{V})):

$$\frac{d^2 \sigma}{d\varepsilon d\Omega'}(E, \varepsilon, \theta') = \frac{d^2 \sigma_{\parallel}}{d\varepsilon d\Omega'}(E, \varepsilon, \theta') + \frac{d^2 \sigma_{\perp}}{d\varepsilon d\Omega'}(E, \varepsilon, \theta').$$

Кроме электрон-протонного, вклад в общую интенсивность может вносить электрон-электронное тормозное излучение. Как показано в работе [22], последний процесс вносит заметный вклад в общее излучение на энергиях не ниже 300 кэВ. Нас в первую очередь интересует область энергий рентгеновских квантов, величина потока и степень поляризации в которой могут быть измерены в экспериментах. Она ограничивается в настоящее время диапазоном порядка 200 кэВ для большинства вспышек. Поэтому электрон-электронный механизм тормозного излучения мы не будем принимать во внимание.

Используя результаты расчетов функции распределения (см. рис. 1), получим распределение яркости ЖРИ вдоль магнитной петли (рис. 2).

В случае анизотропного распределения электронов в момент их инжекции (задается выражением (2)), максимум интенсивности при $t = 3$ с, т. е. практически в момент максимальной инжекции, приходится на правое основание петли (см. рис. 2, кривые 1, 2, 5, 6). Яркость противоположного основания и вершины оказывается существенно меньше. Это объясняется меньшими значениями концентрации плазмы в вершине и числа отраженных электронов, по сравнению с числом электронов, высыпавшихся в конус потерь. Однако уже через несколько секунд после максимума инжекции источник ЖРИ в вершине становится сравнимым по интенсивности с источниками в подножиях (см. рис. 2, кривые 3, 4).

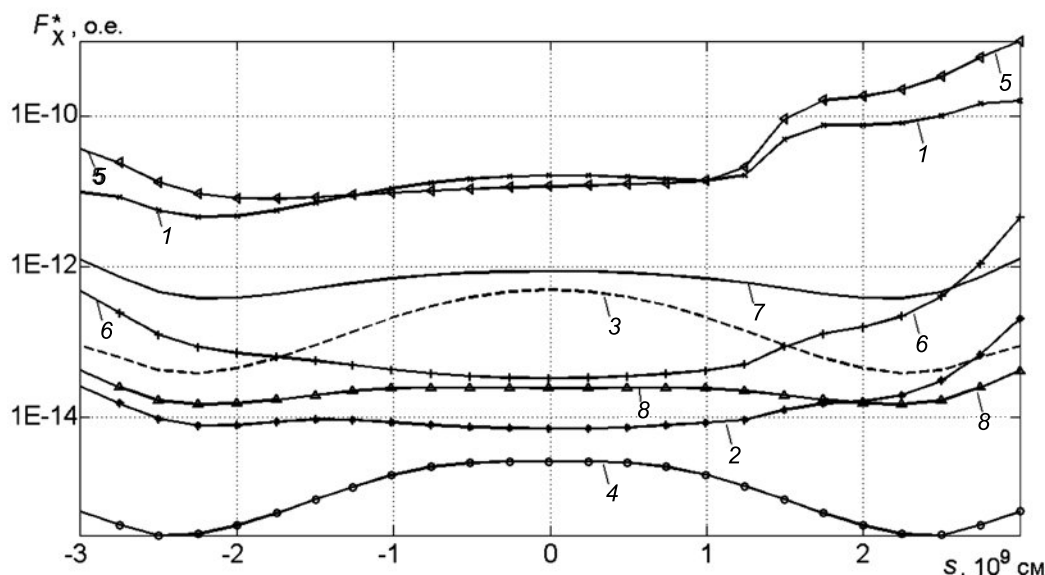


Рис. 2. Распределение интенсивности $F_X(\varepsilon_X, \theta, s, t)$ жесткого рентгеновского излучения вдоль вспышечной петли при угле наблюдения $\theta = 90$ град. Номера кривых отвечают наборам параметров, представленных в табл. 2

Это можно объяснить возросшим количеством отраженных электронов, по отношению к количеству ушедших в конус потерь, при учете уменьшающегося инжектируемого числа электронов. В случае пробочного отношения, равного двум, источник в вершине также присутствует, однако, он уже не так ярко выражен (см. рис. 2, кривые 7, 8).

Таким образом, как видно из рис. 2, эффект магнитного отражения приводит к тому, что даже узконаправленный пучок электронов, инжектируемый в отдалении от вершины в направлении к правому основанию, создает источник ЖРИ в вершине петли. Яркость источника ЖРИ в вершине петли значительно уменьшается в случае узконаправленных пучков электронов даже при большом пробочном отношении B_{\max} / B_0 (в случае источников с близкими значениями спектрального индекса δ).

Поляризация жесткого рентгеновского излучения

Степень поляризации жесткого рентгеновского излучения зависит от углового распределения ускоренных электронов и их энергетического спектра. Поэтому при на-

личии надежных экспериментальных данных по измерению степени поляризации ЖРИ можно определить механизм ускорения электронов, связанный с ускорением в регулярных или стохастических электрических полях. К сожалению, на сегодняшний день наблюдений степени поляризации ЖРИ очень мало и точность даже для вспышек класса X составляет всего около 10 %. Поэтому провести тщательное сравнение полученных результатов с наблюдениями пока весьма сложно. Однако это не умаляет важности полученных данных.

Расчет степени поляризации ЖРИ производился по следующей формуле:

$$P_X(\varepsilon, \theta, s, t) = \frac{1}{F_X(\varepsilon, \theta, s, t)} \times \int_{\varepsilon}^{\infty} dE \int_{-1}^{+1} d\mu \int_0^{2\pi} d\varphi \cos 2\psi \times \left[\frac{d^2\sigma_{\perp}(E, \varepsilon, \theta')}{d\varepsilon d\Omega'} - \frac{d^2\sigma_{\parallel}(E, \varepsilon, \theta')}{d\varepsilon d\Omega'} \right] \times f(E, \mu, s, t) v(E),$$

где $F_X(\varepsilon_X, \theta, s, t)$ дается выражением (3), а θ' — выражением (4), ψ — угол между плоскостями излучения и плоскостью, прохо-

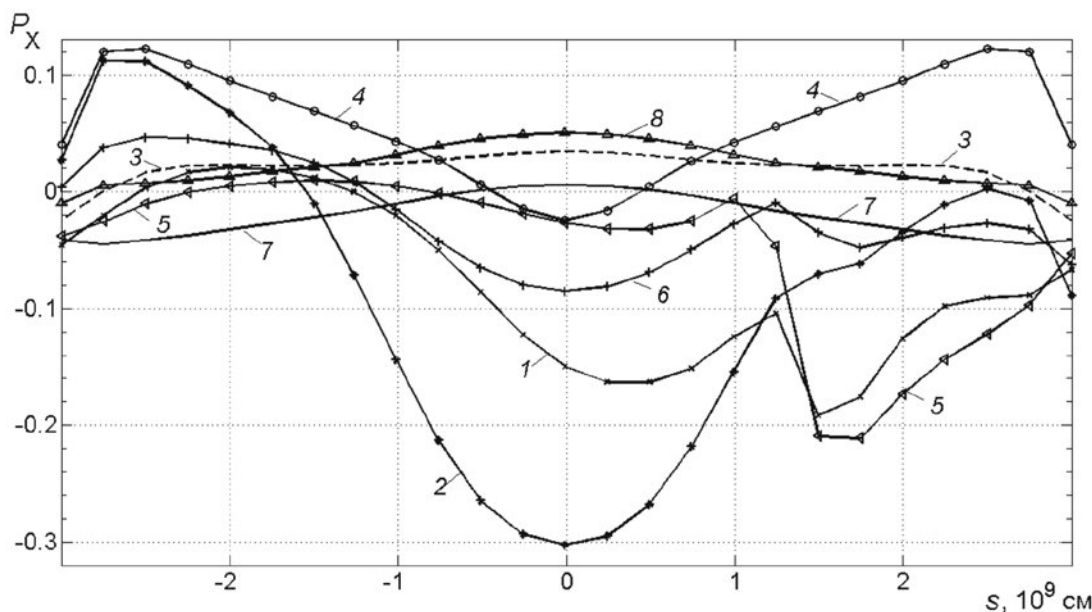


Рис. 3. Распределение степени поляризации $P_x(\epsilon_x, \theta, s, t)$ жесткого рентгеновского излучения вдоль вспышечной петли при угле наблюдения $\theta = 90$ град. Номера кривых отвечают наборам параметров, представленных в табл. 2

дующей через нормаль к фотосфере:

$$\cos \psi = (\cos \theta \sin \alpha \cos \varphi - \sin \theta \cos \alpha) / \sin \theta'.$$

На рис. 3 представлены результаты расчета степени поляризации ЖРИ для угла наблюдения $\theta = 90$ град. Для вспышек, происходящих ближе к лимбу, такой угол соответствует максимальной степени поляризации релятивистского тормозного излучения. Знак поляризации определяется угловым распределением ускоренных электронов. Он положительный, если электроны преимущественно распределены по поперечным импульсам, и отрицательный для продольного распределения.

В случае источника, задаваемого в питч-угловом пространстве выражением (2), нормированный первый параметр Стокса имеет соответствующее распределение значений вдоль петли для различных энергий и различных моментов времени (см. рис. 3).

Как следует из рис. 3, в вершине петли наблюдается отрицательная степень поляризации. Увеличение пробочного отношения приводит к увеличению степени поляризации в вершине от минус 9 % до минус

30 % для энергии фотонов 201 кэВ при $t = 3$ с (см. рис. 3, кривые 2, 6). В подножиях петли, при $t = 9$ с, характер поляризации различен для разных пробочных отношений (см. кривые 4, 8). При $B_{\max} / B_0 = 5$ в подножиях наблюдается положительная степень поляризации до +13 % для энергии 201 кэВ и $t = 9$ с, а при $B_{\max} / B_0 = 2$ поляризация максимальна в вершине и составляет всего +4 %.

Поскольку задача является параметрической, нами также были исследованы другие типы источников (см. табл. 1).

Обсуждение результатов

В данной работе были произведены расчеты питч-углового, пространственного и энергетического распределения ускоренных электронов в петельной структуре магнитного поля Солнца. Рассчитаны анизотропная модель с впрыском электронов в область между вершиной и основанием петли для случая неоднородного магнитного поля и неоднородной концентрации окружающей плазмы для пробочного отношения, равного двум и пяти.

Также были рассмотрены еще шесть моделей для различных распределений (см. табл. 1). Для всех моделей инжекции рассчитаны интенсивность жесткого рентгеновского излучения и степень поляризации. Из анализа моделей следует выделить ряд важных особенностей.

1. Источник жесткого рентгеновского излучения в вершине петли может формироваться даже при анизотропной инжекции как в самой вершине, так и на удалении от нее, ближе к одному из оснований. Максимальная степень поляризации ЖРИ имеет место в вершине петли в момент максимальной инжекции и составляет -20% при $B_{\max}/B_0 = 2$ и -30% при $B_{\max}/B_0 = 5$.

2. Первоначально изотропный источник электронов в вершине петли со временем становится сильно анизотропным с преимущественным распределением по поперечным импульсам. Яркость ЖРИ в вершине в этом случае оказывается хотя и меньше таковой в основаниях, но вполне измеряемой в экспериментах. Степень поляризации в этом случае максимальна в самом начале инжекции ускоренных электронов: в вершине она достигает значений $+20\%$, в то время как в подножиях степень поляризации не превышает нескольких процентов и имеет обратный знак.

3. Два узконаправленных пучка электронов с функциями инжекции $S_2(\alpha) = \cos^2\alpha$ и $S_2(\alpha) = \cos^6\alpha$, расположенными в вершине петли, в момент максимума инжекции можно различить по характеру яркости вдоль петли: более узконаправленные пучки дают более равномерное распределение яркости вдоль магнитной петли. Также их можно различить по знаку поляризации: отрицательный знак и более высокое значение степени поляризации у более узконаправленного источника (-30%) и положительный ($+8\%$) в случае $S_2(\alpha) = \cos^2\alpha$. Нужно отметить, что после окончания действия инжектора различить два узконаправленных источника уже не представляется возможным.

4. Увеличение пробочного отношения ведет к накоплению электронов с углами

вблизи значений 45 и 135 град. Для лимбовых вспышек (когда угол наблюдения $\theta = 90$ град) это приводит к более сильному свечению части петли, в направлении которой инжекция не происходила.

5. Влияние показателя спектра сказывается преимущественно на интенсивности излучения в энергичной части спектра. Более «мягкие» источники в момент максимума инжекции и после него излучают преимущественно в низкоэнергичной части спектра, что вполне ожидаемо.

6. Угловая направленность электронов в области инжектора легко определяется по асимметрии интенсивности ЖРИ в петле относительно ее вершины в момент максимума инжекции. Впоследствии асимметрия исчезает, так как уже через пять секунд после максимума инжекции высокоэнергичные электроны заполняют магнитную петлю симметрично относительно ее вершины с максимумом концентрации в вершине петли.

7. Измерения степени поляризации с пространственным разрешением вдоль петли могут подтвердить угловую направленность ускоренных электронов в инжекторе по величине и знаку степени поляризации вдоль петли в различные моменты времени.

Таким образом, по результатам анализа представленных моделей можно заключить о принципиальной возможности определения параметров функции источника по данным наблюдений жесткого рентгеновского излучения.

Наработки, полученные при создании численного кода, позволят в дальнейшем перейти к более глубокому исследованию физических условий, реализуемых во вспышечной петле Солнца. В частности, открываются возможности учета рассеяния энергичных электронов на плазменной турбулентности, а также учета влияния обратного тока на кинетику первичного пучка.

Работа поддержана грантом в рамках проекта ФЦПК-1.5 № 8524 и программой ПРАН № 22.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Aschwanden M.J.** Particle Acceleration and kinematics in solar flares. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 2002. 227 p.
2. **Masuda S., Kosugi T., Hara H., Tsuneta S., Ogawara Y.** A loop-top hard X-ray source in a compact solar flare as evidence for magnetic reconnection // *Nature*. 1994. Vol. 371. P. 495–497.
3. **Veronig A.M., Brown, J.C.** A coronal thick-target interpretation of two hard X-ray loop events // *Astrophysical Journal*. 2004. Vol. 603. P. L117–120.
- Petrosian V., Donaghy T.Q.** On the spatial distribution of hard X-rays from solar flare loops // *Astrophysical Journal*. 1999. Vol. 527. P. 945–957.
5. **Petrosian V., Liu S.** Stochastic acceleration of electrons and protons. I. Acceleration by parallel-propagating waves // *Astrophysical Journal*. 2004. Vol. 610. P. 550–571.
6. **Stepanov A.V., Tsap Y.T.** Electron-whistler interaction in coronal loops and radiation signatures // *Solar Physics*. 2002. Vol. 211. P. 135–154.
7. **Fletcher L., Martens, P.C.H.** A model for hard X-ray emission from the top of flaring loops // *Astrophysical Journal*. 1998. Vol. 505. P. 418–431.
8. **Chen B., Bastian T.S.** The role of inverse compton scattering in solar coronal hard X-ray and γ -ray sources // *Astrophysical Journal*. 2012. Vol. 750. No. 1. 35 (16 p).
9. **Чариков Ю.Е.** Динамика пучка ускоренных электронов и диагностика вспышечной плазмы по результатам анализа жесткого рентгеновского излучения, зарегистрированного спектрометром BATSE // Труды Пулковской всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца; ред. Степанов А.В., Наговицын Ю.А. СПб: Изд-во ГАО РАН, 2012. С. 373–376.
10. **Charikov Yu.E., Mel'nikov V.F., Kudryavtsev I.V.** Intensity and polarization of the hard X-ray radiation of solar flares at the top and footpoints of a magnetic loop // *Geomagnetism and Aeronomy*. 2012. Vol. 52. P.1021–1031.
11. **Kudryavtsev I.V., Charikov Yu.E.** Hard X-rays of relativistic electrons accelerated in solar flares // *Geomagnetism and Aeronomy*. 2012. Vol. 52. P. 875–882.
12. **Zharkova V.V., Kuznetsov A.A., Siversky T.V.** Diagnostics of energetic electrons with anisotropic distributions in solar flares. I. Hard X-rays bremsstrahlung emission // *Astronomy and Astrophysics*. 2010. Vol. 512, id. A8 (18 p).
13. **Melnikov V.F., Gorbikov S.P., Pyatakov N.P.** Formation of anisotropic distributions of mildly relativistic electrons in flaring loops; Gopalswamy N., Webb D.F. (ed.) // *Proceedings of the IAU Symposium; IAU Symposium*, 2009. Vol. 257. P. 323–328.
14. **Vatagin P.V., Charikov Y.E., Stepanov A.V., Kudryavtsev I.V.** Dynamics of accelerated electron beams and X-rays in solar flares with sub-THz radiation // *Geomagnetism and Aeronomy*. 2012. Vol. 52. P. 1015–1020.
15. **Kontar E.P., Ratcliffe H., Bian N.H.** Wave-particle interactions in non-uniform plasma and the interpretation of hard X-ray spectra in solar flares // *Astronomy and Astrophysics*. 2012. Vol. 539, id. A43 (8 p.)
16. **Hamilton R.J., Lu E.T., Petrosian V.** Numerical solution of the time-dependent kinetic equation for electrons in magnetized plasma // *Astrophysical Journal*. 1990. Vol. 354. P. 726–734.
17. **Gary G.A.** Linear force-free magnetic fields for solar extrapolation and interpretation // *Astrophysical Journal. Supplement Series*. 1989. Vol. 69. P. 323–348.
18. **Murray S.A.** Fields and flares: Understanding the complex magnetic topologies of solar active regions. PhD thesis. Available at:ArXiv:astro-ph. sr/1301.5601v1 (accessed January 23, 2013).
19. **Aschwanden M.J., Brown J.C., Kontar E.P.** Chromospheric height and density measurements in a solar flare observed with RHESSI II. Data analysis // *Solar Physics*. 2002. Vol. 210. P. 383–405.
20. **Gluckstern R.L., Hull M.H.** polarization dependence of the integrated bremsstrahlung cross section // *Physical Review*. 1953. Vol. 90. № 6. P. 1030–1035.
21. **Bai T., Ramaty R.** Backscatter, anisotropy, and polarization of solar hard X-rays // *Astrophysical Journal*. 1978. Vol. 219. P. 705–726.
22. **Kontar E.P., Emslie A.G., Massone A.M., Piana M., John C.B., Prato M.** Electron-electron bremsstrahlung emission and the inference of electron flux spectra in solar flares // *Astrophysical Journal*. 2007. Vol. 670. P. 857–861.

REFERENCES

1. **Aschwanden M.J.** Particle Acceleration and Kinematics in Solar Flares. Dordrecht, Kluwer Academic Publishers, 2002, 227 p.
2. **Masuda S., Kosugi T., Hara H., Tsuneta S., Ogawara Y.** A loop-top hard X-ray source in a compact solar flare as evidence for magnetic reconnection. *Nature*, 1994, Vol. 371, pp. 495–497.
3. **Veronig A.M., Brown, J.C.** A Coronal Thick-Target Interpretation of Two Hard X-Ray Loop Events. *Astrophysical Journal*, 2004, Vol. 603, L117–120.
4. **Petrosian V., Donaghy T.Q.** On the Spatial Distribution of Hard X-Rays from Solar Flare Loops. *Astrophysical Journal*, 1999, Vol.527, pp. 945–957.
5. **Petrosian V., Liu S.** Stochastic Acceleration of Electrons and Protons. I. Acceleration by Parallel-Propagating Waves. *Astrophysical Journal*, 2004, Vol. 610, pp. 550–571.
6. **Stepanov A.V., Tsap Y.T.** Electron-Whistler Interaction in Coronal Loops and Radiation Signatures. *Solar Physics*, 2002, Vol. 211, pp. 135–154.
7. **Fletcher L., Martens, P.C.H.** A Model for Hard X-Ray Emission from the Top of Flaring Loops. *Astrophysical Journal*, 1998, Vol. 505, pp. 418–431.
8. **Chen B., Bastian T.S.** The Role of Inverse Compton Scattering in Solar Coronal Hard X-Ray and γ -Ray Sources. *Astrophysical Journal*, 2012, Vol. 750:35, (16 p).
9. **Charikov Yu.E., Vatagin P.V., Kudryavcev I.V.** Dinamika puchka uskorennyh jelektronov i diagnostika vspyshechnoj plazmy po rezul'tatam analiza zhestkogo rentgenovskogo izlucheniya, zaregistririvannogo spektrometrom BATSE [The dynamics of the accelerated electron beam and plasma diagnostics of the flare on the analysis of the hard X-ray spectrometer registered on BATSE] // Trudy Pulkovskoj vserossijskoj ezhegodnoj konferencii po fizike solnca, red. Stepanov A.V., Nagovicyn Ju.A., St. Petersburg, Izd-vo GAO RAN, 2012, pp. 373–376. (rus)
10. **Charikov Yu.E., Mel'nikov V.F., Kudryavtsev I.V.** Intensity and polarization of the hard X-ray radiation of solar flares at the top and footpoints of a magnetic loop. *Geomagnetism and Aeronomy*, 2012, Vol. 52, pp. 1021–1031.
11. **Kudryavtsev I.V., Charikov Yu.E.** Hard X rays of relativistic electrons accelerated in solar flares. *Geomagnetism and Aeronomy*, 2012, Vol. 52, pp. 875–882.
12. **Zharkova V.V., Kuznetsov A.A., Siversky T.V.** Diagnostics of energetic electrons with anisotropic distributions in solar flares. I. Hard X-rays bremsstrahlung emission. *Astronomy and Astrophysics*, 2010, Vol.512, id. A8, 18 pp.
13. **Melnikov V.F., Gorbikov S.P., Pyatakov N.P.** Formation of anisotropic distributions of mildly relativistic electrons in flaring loops. In Gopalswamy N. and Webb D.F., editors, Proceedings of the IAU Symposium, IAU Symposium, 2009, Vol. 257, pp. 323–328.
14. **Vatagin P.V., Charikov Y.E., Stepanov A.V., Kudryavtsev I.V.** Dynamics of accelerated electron beams and X rays in solar flares with sub-THz radiation. *Geomagnetism and Aeronomy*, 2012, Vol. 52, pp. 1015–1020.
15. **Kontar E.P., Ratcliffe H., Bian N.H.** Wave-particle interactions in non-uniform plasma and the interpretation of hard X-ray spectra in solar flares. *Astronomy and Astrophysics Journal*, 2012, Vol. 539, id. A43 8p.
16. **Hamilton R.J., Lu E.T., Petrosian V.** Numerical solution of the time-dependent kinetic equation for electrons in magnetized plasma. *Astrophysical Journal*, 1990, Vol. 354, pp. 726–734.
17. **Gary G. A.** Linear force-free magnetic fields for solar extrapolation and interpretation. *Astrophysical Journal Supplement Series*, 1989, Vol. 69, pp. 323–348.
18. **Murray S.A.** Fields and Flares: Understanding the Complex Magnetic Topologies of Solar Active Regions. PhD thesis. Available at: ArXiv:astro-ph/1301.5601v1 (accessed January 23, 2013)
19. **Aschwanden M.J., Brown J.C., Kontar E.P.** Chromospheric Height and Density Measurements in a Solar Flare Observed with RHESSI II. Data Analysis. *Solar Physics*, 2002, Vol. 210, pp. 383–405.
20. **Gluckstern R.L., Hull M.H.** Polarization Dependence of the Integrated Bremsstrahlung Cross Section. *Physical Review*, 1953, Vol. 90, No. 6, pp. 1030–1035.
21. **Bai T., Ramaty R.** Backscatter, anisotropy, and polarization of solar hard X-rays. *Astrophysical Journal*, 1978, Vol. 219, pp. 705–726.
22. **Kontar E.P., Emslie A.G., Massone A.M., Michele Piana, John C.B., Marco Prato.** Electron-electron bremsstrahlung emission and the inference of electron flux spectra in solar flares. *The Astrophysical Journal*, 2007, Vol. 670, pp. 857–861.

ЧАРИКОВ Юрий Евгеньевич – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры космических исследований Санкт-Петербургского государственного политехнического университета, старший научный сотрудник лаборатории космических лучей ФТИ имени А.Ф. Иоффе РАН.

195251, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
Yuri.Charikov@mail.ioffe.ru

ШАБАЛИН Александр Николаевич – аспирант лаборатории космических лучей ФТИ имени А.Ф. Иоффе РАН;

194021, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26
TaoAstronomer@gmail.com

КУДРЯВЦЕВ Игорь Владимирович – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник лаборатории космических лучей ФТИ имени А.Ф. Иоффе РАН.

194021, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26
igor.koudriavtsev@mail.ioffe.ru