

DOI: 10.18721/JPM.10313

УДК 523.985.3

## **ВКЛАД АЛЬБЕДО ФОТОНОВ В ИНТЕНСИВНОСТЬ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК**

**Е.П. Овчинникова, Ю.Е. Чариков, А.Н. Шабалин, Г.И. Васильев**

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
Санкт-Петербург, Российская Федерация

Рассмотрена задача учета вклада отраженных фотонов в общую интенсивность жесткого рентгеновского излучения солнечных вспышек. Сначала рассчитаны распределения ускоренных электронов на основе уравнения Фоккера – Планка, затем распределения первичных фотонов, локализованных в различных областях вспышечной петли, и, наконец, методом Монте-Карло вычислены поток, энергетический спектр и угловое распределение фотонов, рассеянных в результате эффекта Комптона. Показано, что вклад альбеда фотонов в общий поток рентгеновского излучения имеет место в диапазоне энергий от 30 до 100 кэВ; величина потока отраженных квантов зависит от положения вспышечной петли и локализации источника первичного излучения в магнитной петле. Для изотропного распределения первичных квантов вклад отраженных фотонов в суммарный поток максимален для петли в центре диска и уменьшается при ее смещении к лимбу. В случае анизотропного источника, угол наблюдения, под которым вклад отраженной составляющей максимален, равен 60 град (согласно одной из моделей), но зависит от степени анизотропии и направленности излучения в источнике.

**Ключевые слова:** солнечная вспышка; рентгеновское излучение; кинетика электронов; комптоновское рассеяние

**Ссылка при цитировании:** Овчинникова Е.П., Чариков Ю.Е., Шабалин А.Н., Васильев Г.И. Вклад альбеда фотонов в интенсивность жесткого рентгеновского излучения солнечных вспышек // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2017. Т. 10. № 3. С. 140–151. DOI: 10.18721/JPM.10313

## **THE CONTRIBUTION OF THE ALBEDO FOR PHOTONS TO THE INTENSITY OF THE HARD X-RAY EMISSION OF SOLAR FLARES**

**E.P. Ovchinnikova, Yu.E. Charikov, A.N. Shabalin, G.I. Vasilyev**

The Ioffe Institute of the Russian Academy of Sciences,  
St. Petersburg, Russian Federation

The albedo contribution to the total hard X-ray solar-flare emission has been considered. First, the distribution of primary hard X-ray photons localized along the flare loop was found, and finally, the Monte Carlo calculations of the Compton scattered hard X-ray photons were obtained. The albedo for photons was shown to contribute to the total X-ray flux only in the energy range from 30 to 100 keV.

Backscattered photons flux depends on the loop's position and on the localization of the source of primary radiation along the loop. For an isotropic distribution of primary photons, the backscattered photons' contribution to the total flux is maximal for the loop in the center of the Sun and reduces when shifting to a limb. In the case of an anisotropic source the angle at which the contribution being maximal depends on the degree of anisotropy and on X-ray directivity in the source.

**Key words:** solar flare; hard X-ray; electron kinetics; Compton scattering

**Citation:** E.P. Ovchinnikova, Yu.E. Charikov, A.N. Shabalin, G.I. Vasilyev, The contribution of the albedo for photons to the intensity of the hard X-ray emission of solar flares, St. Petersburg Polytechnical State University Journal. Physics and Mathematics. 10 (3) (2017) 140–151. DOI: 10.18721/JPM.10313

### Введение

Анализ жесткого рентгеновского излучения (ЖРИ) является одним из информативных способов изучения электронов, ускоренных в процессе солнечных вспышек, и эффективным методом диагностики вспышечной плазмы. Современные данные регистрации рентгеновских фотонов во время солнечных вспышек позволяют определять энергетический спектр с точностью до нескольких килоэлектронвольт с пространственным разрешением до двух угловых секунд [1].

Общепринято, что спектр фотонов в диапазоне энергий 20 – 100 кэВ формируется в результате тормозного механизма и может быть аппроксимирован степенной функцией, а спектр ускоренных электронов, в свою очередь, восстанавливается в приближении толстой (тонкой) мишени с показателем спектра, отличным от фотонного на  $\pm 1$  [2]. Для оценки энергии излучения чрезвычайно важно знать нижнюю границу спектра [3].

Энергетический спектр тормозного рентгеновского излучения во время солнечных вспышек определяется энергетическим, временным и пространственным распределениями ускоренных электронов и параметрами плазмы и магнитного поля в источнике излучения. Кроме того, следует иметь в виду возможный вклад отраженных рентгеновских фотонов при комптоновском рассеянии в плазме фотосферы.

Таким образом, для определения параметров спектра необходимо полностью учитывать все процессы, приводящие к его возможным изменениям. Одной из причин изменения энергетического спектра фотонов является комптоновское рассеяние

первичных (испущенных при торможении ускоренных электронов в плазме во время вспышки) рентгеновских квантов в плотных слоях хромосферы – фотосферы.

Фотоны ЖРИ, попадая в фотосферу, испытывают комптоновское рассеяние, в результате чего изменяют свое направление движения и энергию. Отраженное излучение формирует поток альbedo. В первых работах по расчету вклада альbedo рентгеновских фотонов в солнечные вспышки было показано [4], что измеримый вклад отраженный поток вносит в интервале 10 – 100 кэВ с максимумом в области 30 – 40 кэВ. Фотоны с энергиями менее 10 кэВ испытывают фотопоглощение, а фотоны с энергиями более (либо равными) 100 кэВ теряют энергию и поглощаются, распространяясь в более глубокие слои фотосферы.

Вклад отраженных фотонов в наблюдаемый поток зависит не только от энергии, но и от положения первичного источника (вспышки) на диске Солнца. В работе [5] был рассмотрен способ определения компонента альbedo через функцию Грина для неизвестного энергетического распределения первичного источника фотонов, а также исследовано изменение размера источника ЖРИ при смещении его положения на диске Солнца [6]. Но в указанных работах [4 – 6] распределение первичных фотонов ЖРИ не ассоциировалось с конкретным распределением во время вспышек, задавалось произвольно, без учета динамики ускоренных электронов в плазме вспышечных магнитных петель.

Цель настоящей работы – определить роль эффекта альbedo вследствие комптоновского рассеяния в изменении показателя рентгеновского спектра для различных

моделей ускоренных электронов и оценить вклад альbedo в ЖРИ вспышки, произошедшей 11 ноября 2002 года.

Угловое и энергетическое распределения первичного ЖРИ рассчитывались в модели физической кинетики электронов во вспышечной петле, в которой начальными параметрами являлись функция распределения ускоренных электронов в источнике, а также распределения концентрации плазмы и магнитного поля [7 – 9]. Чтобы получить поправки на альbedo для показателя наблюдаемого спектра, среди возможных моделей пучка и плазмы (включающих различные функции распределения электронов) была выбрана такая, которая наиболее точно описывает наблюдаемое распределение яркости ЖРИ вспышки 11 ноября 2002 года; затем для выбранной модели была рассчитана картина интенсивности ЖРИ с учетом фотонов альbedo.

### Физическая кинетика пучка ускоренных электронов

Нестационарное релятивистское уравнение Фоккера – Планка для описания ускоренных электронов в магнитной петле запишем в следующем виде [10]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} = & -c\beta\mu \frac{\partial f}{\partial s} + \\ & + c\beta \frac{\partial \ln(B)}{\partial s} \frac{\partial}{\partial \mu} \left[ \frac{(1-\mu^2)}{2} f \right] + \\ & + C_1 \frac{c}{\lambda_0} \frac{\partial}{\partial E} \left( \frac{f}{\beta} \right) + \\ & C_2 \frac{c}{\lambda_0 \beta^3 \gamma^2} \frac{\partial}{\partial \mu} \left[ (1-\mu^2) \frac{\partial f}{\partial \mu} \right] + S(E, \theta, s, t), \end{aligned} \quad (1)$$

где  $f(E, \theta, s, t)$  – функция распределения ускоренных электронов;  $\mu = \cos\theta$  ( $\theta$  – питч-угол электрона);  $E$  – кинетическая энергия электронов (в единицах энергии покоя электрона);  $\gamma$  – Лоренц-фактор ( $\gamma = E + 1$ );  $s$  – расстояние вдоль силовой линии (отсчитывается от вершины петли);  $t$  – текущее время;  $c$  – скорость света; Для случая полной ионизации вспышечной плазмы  $C_1 = 1$  и  $C_2 = (3 + \gamma) / 4$  [10];

$$\lambda_0(s) = 10^{24} / (n(s) \ln \Lambda),$$

( $\ln \Lambda$  – кулоновский логарифм).

В уравнении (1) учитывается перенос электронов в плазме вдоль магнитной петли, отражение в сходящемся магнитном поле, столкновительные потери энергии и кулоновское рассеяние в плазме. Последний член справа,  $S(E, \theta, s, t)$ , определяет функцию распределения электронов в момент инжекции (рассматривается одномерная по координате задача). Функция источника электронов представлена в факторизованном виде:

$$S(E, \theta, s, t) = S_1(E)S_2(\theta)S_3(s)S_4(t). \quad (2)$$

Конкретный вид функций  $S_1 - S_4$  приводится ниже. Функцию распределения ускоренных электронов мы численно рассчитываем с использованием метода суммарной аппроксимации для решения многомерных задач, а интенсивность рентгеновского излучения ускоренных электронов – по формулам релятивистского тормозного излучения [4].

### Моделирование комптоновского рассеяния

Для моделирования вероятностных процессов, в том числе комптоновского рассеяния, широко используется метод Монте-Карло. В данной работе при моделировании нами был совершен переход от функции распределения первичного ЖРИ к рассмотрению взаимодействий (фотоэффект, комптоновское рассеяние) отдельных фотонов при их распространении в солнечной атмосфере. Для каждого кванта с учетом сечения процесса при данной энергии фотона были сгенерированы углы рассеяния, и, соответственно, энергии после рассеяния.

Считалось, что для каждого источника число вылетающих первичных фотонов превышает (либо равно)  $10^8$ . Для расчета траектории фотонов при прохождении через фотосферу использовался инструмент GEANT4 [11], основанный на применении метода Монте-Карло. Область Солнца (фотосфера, хромосфера), где происходят интересующие нас взаимодействия, представлялась в виде 54 концентрических сферических слоев с постоянной плотностью в каждом слое, в интервале значений

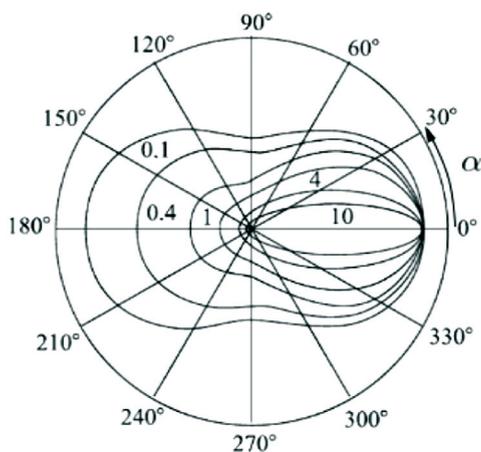


Рис. 1. Диаграмма пространственного распределения дифференциального сечения комптоновского рассеяния для различных значений энергии фотона  $E_{ph}/mc^2$  (числа около кривых);  $\alpha$  – угол рассеяния фотонов относительно направления распространения первичного фотона [12]

от  $1,9 \cdot 10^{-12}$  до  $5,2 \cdot 10^{-6}$  г·см<sup>-3</sup>.

При уменьшении угла между направлением фотона и нормалью к поверхности Солнца вероятность многократного рассеяния увеличивается за счет увеличения проходимой фотоном толщи атмосферы Солнца. При уменьшении энергии фотона в результате комптоновского рассеяния увеличивается вероятность фотоэффекта. Первичные фотоны рассматривались с энергиями выше 28 кэВ, так как для таких энергий отсутствует вклад тепловых электронов плазмы в жесткое рентгеновское излучение.

При увеличении энергии фотонов направленность отраженного рентгеновского излучения становится более выраженной (рис. 1), а рассеяние в противоположном направлении оказывается менее вероятным.

#### Расчет эффекта альbedo для различных моделей

Источники жесткого рентгеновского излучения солнечных вспышек локализуются в основаниях и вершине петли [13]. В данной работе нами были рассмотрены три модели:

М1. Три источника, при этом два в основаниях и один в вершине;

М2. Два источника в основаниях петли;

М3. Один источник в вершине.

Для рассмотренных моделей магнитное поле петли представлялось в параболическом виде [9]:

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

при следующих значениях величин:  $B_0 = 200$  Гс,  $b_1 = 0$  см,  $b_2 = 3 \cdot 10^9$  см.

Выбор параметров пучка и плазмы подробно обсуждался в нашей статье [9]. Отношение величины магнитного поля в основании петли к минимуму той же величины, который расположен в геометрической вершине петли, в данных моделях принималось равным  $B_{\max}/B_0 = 2$ , а радиус петли –  $R = 2 \cdot 10^8$  см.

Энергетический спектр электронов имеет вид степенной функции:

$$S_1(E) = K \left( \frac{E}{E_0} \right)^{-\nu}, \quad \nu = 5.$$

Функция распределения по времени и координате выбрана в Гауссовом виде:

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

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

где  $s_0 = 2 \cdot 10^8$  см,  $s_1 = 0$  см,  $t_1 = 2,6$  с,  $t_0 = 1,4$  с.

Для М1 и М3 считалось, что распределение электронов по питч-углу изотропное:

$$S_2(\theta) = 1.$$

Согласно модели М2, электроны инжектируются в узком пучке:

$$S_2(\theta) = \cos^2 \theta.$$

Согласно модели М3, единственный источник в вершине петли возникает в связи с дополнительным рассеянием ускоренных электронов на ионно-звуковой турбулентности со стационарным спектром; диффузионный член выглядит следующим образом [14]:

$$D^s = \left( \frac{v}{m_e \beta c} \right)^2 \frac{15\sqrt{\pi}}{8\sqrt{2}} Z^2 m_e^2 v_{Te}^5 \left( \frac{m_e}{m_i} \right)^{\frac{3}{2}} \times \frac{T_e}{T_i} k_g v_{Te} \left( \frac{1}{2Ec^2} \right)^{\frac{3}{2}} \left[ \sqrt{\frac{Q}{Q^s}} + e^{-\sqrt{\frac{Q}{Q^s}}} - 1 \right],$$

где  $T_i, T_e$  – температуры ионной и электронной компонент плазмы;  $m_e$  – масса электрона;  $m_i$  – средняя масса ионов плазмы;  $Z$  – среднее зарядовое число ионов плазмы;  $v_{Te}$  – тепловая скорость электронов плазмы;

$v$  – скорость ускоренных электронов,

$$\frac{Q}{Q^s} = \frac{T_i}{T_e} \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \frac{W^s}{nk_B T_e};$$

$$k_g d_e \approx 0,1; v_{is}^2 = \frac{T_e}{m_i}.$$

Здесь  $W^s$  – плотность энергии ионно-звуковых волн;  $n$  – концентрация частиц плазмы,  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $d_e$  – дебаевский радиус.

На рис. 2 представлены результаты расчета распределений яркости ЖРИ для рассмотренных моделей. Видно, что степень

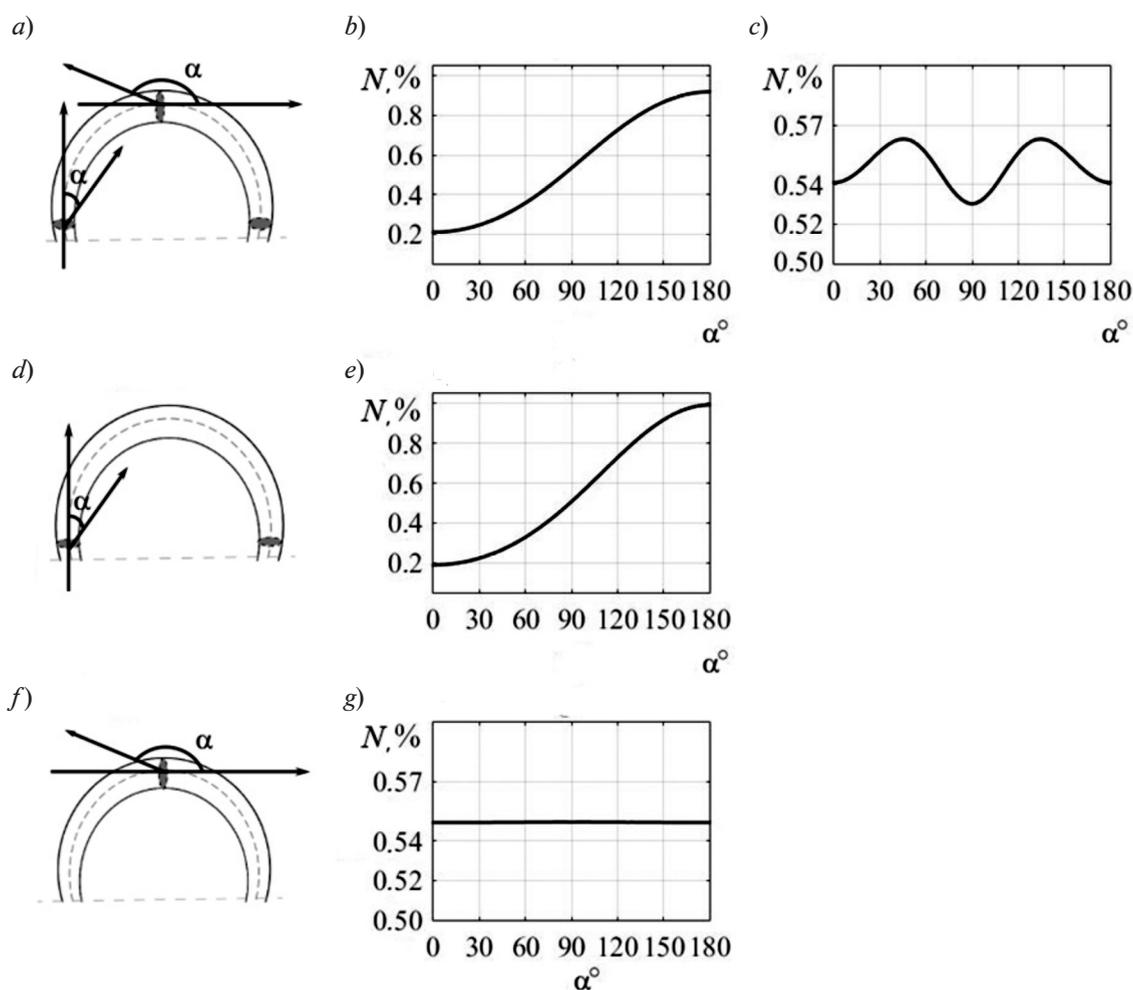


Рис. 2. Схемы расположения источников в петле магнитного поля для моделей М1 (а), М2 (d), М3 (f) и результаты расчета начальных угловых распределений яркости ЖРИ  $N(\alpha)$  с использованием трех моделей. М1: источники расположены в основании (b) и вершине (c) петли; М2, М3: источники расположены соответственно в основании (e) и вершине (g) петли.  $\alpha$  – угол между центральной линией магнитного поля петли и направлением фотона;  $N$  – доля фотонов (в процентах), вылетающих под углом  $\alpha$  к линии магнитного поля, от их общего числа

угловой анизотропии модельных источников ЖРИ различна. Так, в случае источника в основании петли (рис. 2, *b*, *e*) число фотонов, вылетающих по направлению на фотосферу, больше числа фотонов, распространяющихся в обратном направлении. Для источников, расположенных в вершине петли (рис. 2, *c*, *g*), распределения яркости ЖРИ близки к изотропным.

Расчетные результаты рассеянного потока рентгеновского излучения будут зависеть от позиции наблюдателя относительно источника ЖРИ, другими словами – от положения источника на диске Солнца. В данной работе мы варьировали положение источника, смещая его от центра диска к лимбу (гелиоцентрический угол  $\varphi = [0^\circ, 90^\circ]$ ). Для каждой модели и положения петли на диске, были построены спектры яркости первичного ЖРИ, отраженного излучения, а также суммарного наблюдаемого потока. Значение изменения показателя спектра было определено как

$$\delta = \gamma_1 - \gamma_2,$$

где  $\gamma_1$  – модуль показателя первичного спектра,  $\gamma_2$  – модуль показателя суммарного спектра.

В целом трансформация первичного спектра в результате учета комптоновского рассеяния приводит к его смягчению. Значение  $\delta$  для рассмотренных моделей не превышало 0,24.

Для М3 (изотропный источник находится в вершине петли) вклад в суммарный спектр и, соответственно, изменение показателя спектра максимальны (рис. 3, *a*) при расположении петли в центре диска Солнца, когда  $\varphi = 0^\circ$ , и монотонно убывает при смещении положения петли к лимбу, когда  $\varphi = 90^\circ$  (расположение петли показано на рис. 3, *b*). Для М2, когда два источника лежат в основаниях петли и характеризуются анизотропным угловым распределением (см. рис. 2, *d*, *e*), зависимость параметра  $\delta$  иная: с увеличением гелиоцентрического угла  $\varphi$  от 0 до  $60^\circ$  параметр  $\delta$  возрастает, принимая значения от 0,13 до 0,23; при дальнейшем увеличении угла  $\varphi$  параметр  $\delta$  убывает до значения 0,16. Другими словами, для данной модели максимальное различие показателей спектров первичного и суммарного рентгеновского излучения достигается не в центре диска Солнца, а при гелиоцентрическом угле  $\varphi = 60^\circ$ . Это можно объяснить совокупностью двух фак-

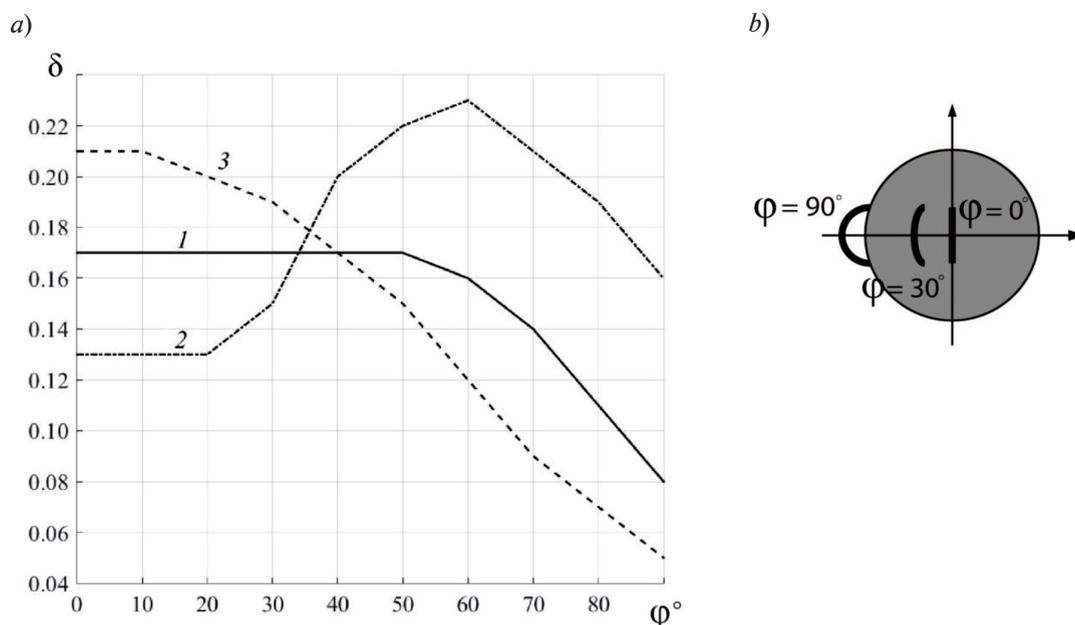


Рис. 3. Угловые зависимости параметра  $\delta$  (*a*) при смещении положения петли магнитного поля от центра солнечного диска к лимбу (*b*), полученные с использованием моделей М1 – М3 (кривые 1 – 3 соответственно)

торов: анизотропией источника рентгеновских квантов и направленностью комптоновского рассеяния. Для M1 (совокупность источников в вершине и основаниях) зависимость параметра  $\delta$  определяется суперпозицией параметров моделей M2 и M3, при этом наименьшее значение параметр принимает при расположении петли на лимбе (см. рис. 3, а).

Еще одним важным параметром, характеризующим комптоновское рассеяние фотонов, является дифференциальная отражательная способность атмосферы Солнца, а именно – отношение потока отраженного излучения  $F_{\text{Comp}}$  к потоку первичного  $F_{\text{prim}}$  на том же энергетическом промежутке:

$$DR = F_{\text{Comp}} / F_{\text{prim}}$$

Величина DR для рассмотренного интервала энергий имеет наибольшее значение в диапазоне 30 – 40 кэВ (табл. 1); как следствие, вклад отраженной составляющей в общий поток при этих энергиях также наибольший.

### Вспышка 10 ноября 2002 года

Изложенный выше подход совместно с

рассмотрением наблюдательных данных позволяет делать выводы о характеристиках электронов, ускоренных во время вспышки.

Вспышка, произошедшая на Солнце 10 ноября 2002 года, в 03:06:30 UT (Universal Time – всемирное время), по классификации GOES (Geostationary Operation Environmental Satellites) M2,6, наблюдалась на спутнике RHESSI в жестком рентгеновском диапазоне (рис. 4) и радиогелиографе Nobeyama в микроволновом диапазоне. На указанном рисунке фоновое изображение соответствует диапазону энергий 6 – 12 кэВ; сплошные контурные линии соответствуют уровням различной интенсивности, а именно 20, 50 и 80 % (от внешних колец к внутренним) в диапазоне энергий 28 – 58 кэВ; штриховые контурные линии – уровням интенсивности 30, 70 и 90 % в диапазоне 70 – 130 кэВ.

Указанные сведения об этой вспышке, а также данные измерений магнитного поля аппаратом SOHO MDI дают возможность провести сравнительный анализ данных наблюдений и результатов моделирования. На основе этих данных были определены характеристики вспышки (табл. 2).

Таблица 1

### Дифференциальная отражательная способность атмосферы Солнца

Диапазон энергий, кэВ	DR, %			
	M1		M2	M3
	FP	LT		
28,5 – 31,6	31,4	10,5	31,7	9,5
31,6 – 39,8	30,0	9,9	30,2	8,8
39,8 – 50,1	25,4	8,8	25,6	7,5
50,1 – 63,1	20,7	7,5	20,8	6,4
63,1 – 79,4	15,8	6,1	15,7	5,1
79,4 – 100,0	11,3	4,8	11,4	4,1
100,0 – 125,9	7,8	3,4	7,6	3,0
125,9 – 158,5	5,2	2,5	4,7	2,2
158,5 – 199,5	3,2	1,6	2,5	1,7
199,5 – 251,2	1,8	1,0	1,2	0,9
251,2 – 316,2	1,4	0,5	0,7	0,3

Обозначения: DR – дифференциальная отражательная способность; M1 – M3 – использованные расчетные модели; источники ЖРИ расположены в основании (FootPoint) и вершине (LoopTop) петли.

Таблица 2

Характеристика вспышки, полученная из наблюдательных данных

Параметр	Значение в диапазоне энергий	
	28 – 58 кэВ	70 – 130 кэВ
Показатель фотонного спектра	2,5	–
Соотношение яркости источников	2,25 – 2,50	2,50 – 2,70
Поток энергии нетепловых электронов в максимуме, эрг·с <sup>-1</sup>	6·10 <sup>27</sup>	
Объем вспышечной петли, см <sup>3</sup>	6·10 <sup>27</sup> [3]	
Длина вспышечной петли, см	5,51·10 <sup>9</sup>	

По данным SOHO MDI (магнитное поле восстановлено в программе GX Simulator [15, 16] методом LFFF), получено модельное распределение магнитного поля вдоль петли; оценена длина вспышечной петли (см. табл. 2); получены также углы наблюдения для расчета рентгеновского и радиоизлучений.

При моделировании, помимо кулоновского рассеяния и магнитного отражения, учитывалось влияние обратного тока [17], а

также питч-угловая диффузия ускоренных электронов на ионно-звуковой турбулентности и магнитных флуктуациях [14].

Путем варьирования параметров электронов в момент инжекции нами была подобрана модель, наиболее адекватно описывающая наблюдаемое излучение в радио- и рентгеновском диапазонах.

Параметры данной модели следующие: показатель спектра ускоренных электронов в фазе максимума до переходной обла-

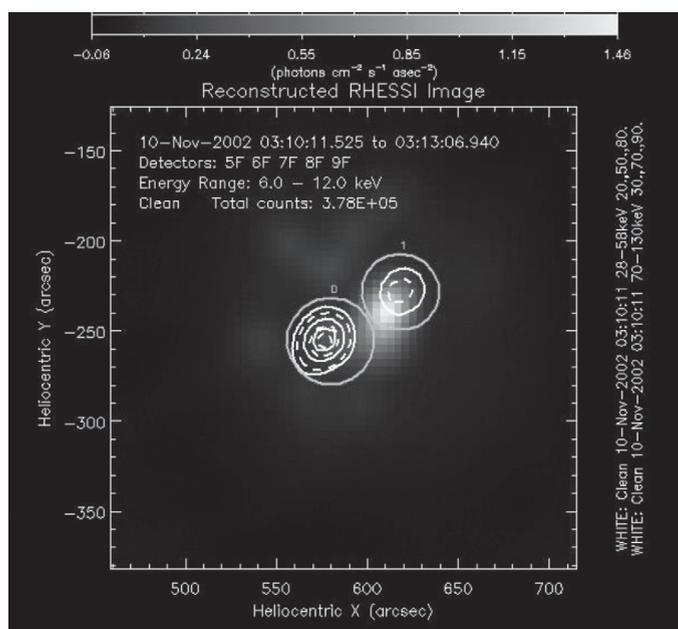


Рис. 4. Данные наблюдений вспышки на Солнце 10.11.2002 г. [1]; представлены области источников ЖРИ в основаниях петли (боксы 0 и 1), а также уровни интенсивности. Сплошные и пунктирные контурные кольца соответствуют уровням различной интенсивности в диапазонах энергий 28 – 58 и 70 – 130 кэВ, соответственно (фон соответствует диапазону энергий 6 – 12 кэВ)

сти составляет  $\delta_1 = 2,7 - 2,9$ ;

распределение источника ускоренных электронов по питч-углу имеет вид  $S_2(\theta) = \cos^8\theta$  (сильно анизотропное);

значение плотности энергии ионно-звуковых волн ограничено сверху

$$W^s/n_e k_B T_e \ll 10^{-4}$$

( $n_e$  — концентрация электронов вспышечной плазмы);

длина магнитной петли  $L \sim 5,5 \cdot 10^9$  см;

значение индукции магнитного поля в вершине петли составляет 66 Гс, в ее южном основании — 400 Гс, в северном — 1000 Гс.

Для источников в основаниях петли данной вспышки, в рамках описанной выше модели были рассчитаны энергетические спектры ЖРИ для первичного, отраженного и суммарного потоков двух оснований (рис. 5). Параметр  $\delta$  ( $\delta = \gamma_1 - \gamma_2$ ) вычислялся путем аппроксимации полученных спектров степенной зависимостью в диапазоне энергий 30 — 100 кэВ. Для двух оснований петли получены значения  $\delta_1 = 0,23$ ,  $\delta_2 = 0,32$  (см. рис. 5), что составляет соответственно 9 и 13 % от величины показателя наблюдаемого спектра. Отметим, что вклад в суммар-

ный поток наиболее существен для энергий фотонов менее 100 кэВ (см. рис. 5).

### Обсуждение результатов

В данной работе были произведены расчеты изменения показателя спектра вследствие комптоновского рассеяния фотонов ЖРИ в атмосфере Солнца. Были рассмотрены три модели с разной локализацией источника излучения вдоль петли и разным числом дискретных источников.

Было установлено, что для изотропных источников ЖРИ вклад отраженных фотонов в их суммарный поток максимален при позиции петли в центре диска и уменьшается при ее смещении к лимбу. Для анизотропного источника ЖРИ угловое распределение отраженного потока может быть различным и зависит от угла наблюдения и степени анизотропии.

Так, для модели 2 (M2) вклад оказался максимальным не в случае положения петли в центре диска Солнца, а при гелиоцентрическом угле  $\varphi = 60^\circ$ . Параметр  $\delta$ , характеризующий изменение показателя суммарного спектра, для рассмотренных моделей принимает значения, лежащие в интервале 0,1 — 0,3. В целом вклад отраженных от фо-

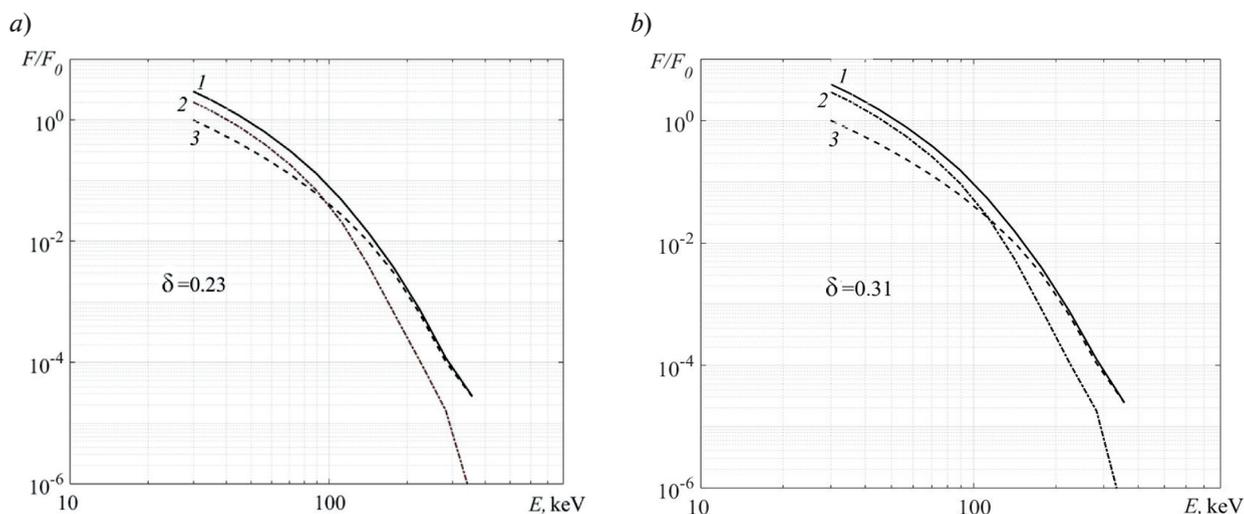


Рис. 5. Расчетные энергетические спектры для вспышки 10.11. 2002 г. в момент максимума потока для южного (а) и северного (б) оснований (боксы 0 и 1, соответственно, см. рис. 4). Параметр  $\delta$  характеризует изменение показателя суммарного спектра.

Представлены результаты для суммарного потока ЖРИ (1), его отраженной составляющей (2) и для первичного потока рентгеновского излучения (3). Величины потоков нормированы на значения потока первичного излучения  $F_0$

тосферы фотонов в суммарный поток приводит к смягчению наблюдаемого спектра ЖРИ.

Для использованных нами моделей наибольшее значение дифференциальной отражательной способности атмосферы Солнца получено для фотонов с энергиями 30 – 40 кэВ, что согласуется с результатами, полученными в работах [4, 5]. По разработанной методике можно рассчитывать поправки к показателю спектра для наблюдательных данных, связанные с комптоновским рассеянием и тем самым уточнять характеристики спектра фотонов и электронов.

Такой подход был продемонстрирован на примере вспышки 10 ноября 2002 года. Для источников ЖРИ в основаниях петли магнитного поля получены значения  $\delta_1 = 0,23$ ,  $\delta_2 = 0,32$ . Отметим, что, несмотря на близкое расположение оснований вспышечной петли, вклад альbedo оказался различным: в северном основании (ввиду более высокого значения отношения  $B_{\max}/B_0$ ) область пика излучения пришлась на слои хромосферы, более удаленные от

областей, отражающих первичный поток фотонов, по сравнению с южным источником ЖРИ. Более того, ввиду несимметричности распределения магнитного поля, угловое и энергетическое распределения излучающих электронов в основаниях петли различны, вследствие более эффективного магнитного отражения в северной части петли. В итоге вклад альbedo оказался более существенным для северного основания, что сказалось на значительном изменении спектра первичного потока. Изменение составило  $\delta_2 = 0,31$  для северного основания и  $\delta_1 = 0,23$  для южного. Различие в полученных значениях показателя энергетического спектра рентгеновских квантов, равное примерно 0,1, находится в пределах возможностей прибора RHESSI по детектированию с учетом приборных и методологических ошибок.

Таким образом, предложенный метод учета вклада альbedo оказывается важным инструментом при анализе и моделировании кинетики электронов во вспышечных событиях на Солнце.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lin R.P., Dennis B.R., Hurford G.J. The Reuven Ramaty high-energy solar spectroscopic imager (RHESSI) // *Solar Physics*. 2002. Vol. 210. No. 1. Pp. 3–32.
2. Brown J.C. The deduction of energy spectra of non-thermal electrons in flares from the observed dynamics spectra of hard X-ray burst // *Solar Physics*. 1971. Vol. 18. No. 3. Pp. 489–502.
3. Saint-Hilaire P., Benz A.O. Thermal and non-thermal energies in solar flares // *Astronomy & Astrophysics*. 2005. Vol. 435. No. 2. Pp. 743–752.
4. Bai T., Ramaty R. Backscatter, anisotropy, and polarization of solar hard X-rays // *The Astrophysical Journal*. 1978. Vol. 219. No.1. Pp. 705–726.
5. Kontar E.P., MacKinnon A.L., Schwartz R.A., Brown J.C. Compton backscattered and primary X-rays from solar flares: angle dependent Green's function correction for photospheric albedo // *Astronomy & Astrophysics*. 2006. Vol. 446. No. 3. Pp. 1157–1163.
6. Kontar E.P., Jeffrey N.L.S. Positions and sizes of X-ray solar flare sources // *Astronomy & Astrophysics*. 2010. Vol. 513. No. L2. Pp. 1–4.
7. Hamilton R.J., Lu E.T., Petrosian V. Numerical solution of the time-dependent kinetic equation for electrons in magnetized plasma // *The Astrophysical Journal*. 1990. Vol. 354. No. 2. Pp. 726–734.
8. Горбиков С.П., Мельников В.Ф. Численное решение уравнения Фоккера – Планка в задачах моделирования распределения частиц в солнечных магнитных ловушках // *Математическое моделирование*. 2007. Т. 19. № 2. С. 112–122.
9. Чариков Ю.Е., Шабалин А.Н., Кудрявцев И.В. Жесткое рентгеновское излучение ускоренных электронов в петельной структуре магнитного поля во время солнечных вспышек // *Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки*. 2013. № 1 (182). С. 154–165.
10. Leach J., Petrosian V. Impulsive phase of solar flares, characteristics of high energy electrons // *The Astrophysical Journal*. 1981. Vol. 251 (15 December) Pp. 781–791.
11. Allison J., Amako K., Apostolakis J., Arce P., Asai M. Recent developments in Geant4 // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Sec. A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2016. Vol. 835 (1 November). Pp. 186–225.
12. Фетисов Г.В. Синхротронное излучение. Методы исследования структуры веществ. М.: Литрес, 2017.

13. **Krucker S., Battaglia M., Cargill P.J., Fletcher L., Hudson H.S.**, Hard X-ray emission from the solar corona // *The Astronomy and Astrophysics Review*. 2008. Vol. 16. No. 3-4. Pp. 155–208.

14. **Charikov Y.E., Shabalin A.N.**, Hard X-ray generation in the turbulent plasma of solar flares // *Geomagnetism and Aeronomy*. 2016. Vol. 56. No. 8. Pp. 1068–1074.

15. **Fleishman G.D., Kuznetsov A.A.** Fast gyrosynchrotron codes // *The Astrophysical Journal*. 2010. Vol. 721. No. 2. Pp. 1127–1141.

16. **Nita G.M., Fleishman G.D., Kuznetsov A.A., Kontar E.P., Gary D.E.** Three-dimensional radio and X-ray modeling and data analysis software: Revealing flare complexity // *The Astrophysical Journal*. 2015. Vol. 799. No. 2. Pp. 236–251.

17. **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 & Astrophysics*. 2010. Vol. 512 (March-April). Pp. 1–18 (A8).

*Статья поступила в редакцию 02.04.2017, принята к публикации 17.06.2017.*

#### СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

**ОВЧИННИКОВА Евгения Петровна** – стажер-исследователь лаборатории космических лучей Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Российская Федерация. 194021, Российская Федерация, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26 [elfimovaevgeniya@gmail.com](mailto:elfimovaevgeniya@gmail.com)

**ЧАРИКОВ Юрий Евгеньевич** – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник лаборатории космических лучей Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Российская Федерация.

194021, Российская Федерация, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26 [Yuri.Charikov@mail.ioffe.ru](mailto:Yuri.Charikov@mail.ioffe.ru)

**ШАБАЛИН Александр Николаевич** – аспирант лаборатории космических лучей Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Российская Федерация.

194021, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26 [taoastronomer@gmail.com](mailto:taoastronomer@gmail.com)

**ВАСИЛЬЕВ Геннадий Иванович** – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник лаборатории космических лучей Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Российская Федерация.

194021, Российская Федерация, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26 [gennadyivas@gmail.com](mailto:gennadyivas@gmail.com)

#### REFERENCES

[1] **R.P. Lin, B.R. Dennis, G.J. Hurford**, The Reuven Ramaty high-energy solar spectroscopic imager (RHESSI), *Solar Physics*. 210 (1) (2002) 3–32.

[2] **J.C. Brown**, The deduction of energy spectra of non-thermal electrons in flares from the observed dynamics spectra of hard X-ray burst, *Solar Physics*. 18 (3) (1971) 489–502.

[3] **P. Saint-Hilaire, A.O. Benz**, Thermal and non-thermal energies in solar flares, *Astronomy & Astrophysics*. 435 (2) (2005) 743–752.

[4] **T. Bai, R. Ramaty**, Backscatter, anisotropy, and polarization of solar hard X-rays, *Astrophysical Journal*. 219 (1) (1978) 705–726.

[5] **E.P. Kontar, A.L. MacKinnon, R.A. Schwartz, J.C. Brown**, Compton backscattered and primary X-rays from solar flares: angle dependent Green's function correction for photospheric

albedo, *Astronomy & Astrophysics*. 466(3) (2006) 1157–1163.

[6] **E.P. Kontar, N.L.S. Jeffrey**, Positions and sizes of X-ray solar flare sources, *Astronomy & Astrophysics*. 513 (L2) (2010).

[7] **R.J. Hamilton, E.T. Lu, V. Petrosian**, Numerical solution of the time-dependent kinetic equation for electrons in magnetized plasma, *The Astrophysical Journal*. 354 (2) (1990) 726–734.

[8] **S.P. Gorbikov, V.F. Melnikov**, The numerical solution of the Fokker–Planck equation for modeling of particle distribution in solar magnetic traps, *Matematicheskoe Modelirovanie*. 19(2) (2007) 112–122.

[9] **Yu.E. Charikov, A.N. Shabalin, I.V. Kudryavtsev**, Hard X-rays in solar flaring loop from accelerated electron beams, *St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and*

Mathematics. 1(182) (2013) 154–165.

[10] **J. Leach, V. Petrosian**, Impulsive phase of solar flares, characteristics of high energy electrons, *The Astrophysical Journal*. 251 (15 Dec.) (1981) 781–791.

[11] **J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, et al.**, Recent developments in Geant4, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Sec. A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 835 (1Nov.) (2016) 186–225.

[12] **G.V. Fetisov**, *Sinkhrotronnoye izlucheniye. Metody issledovaniya struktury veshchestv. [Synchrotron radiation. Methods for studying the structure of substances]*, Moscow, Litres, 2017.

[13] **S. Krucker, M. Battaglia, P.J. Cargill, et al.**, Hard X-ray emission from the solar corona, *Astronomy and Astrophysics, Review*. 16 (3-4)

(2008) 155 –208.

[14] **Y.E. Charikov, A.N. Shabalin**, Hard X-ray generation in the turbulent plasma of solar flares, *Geomagnetism and Aeronomy*. 56(8) (2016) 1068–1074.

[15] **G.D. Fleishman, A.A. Kuznetsov**, Fast gyrosynchrotron codes, *Astrophysical Journal*. 721 (2) (2010) 1127–1141.

[16] **G.M. Nita, G.D. Fleishman, A.A. Kuznetsov, et al.**, Three-dimensional radio and X-ray modeling and data analysis software: Revealing flare complexity, *Astrophysical Journal*. 799(2) (2015) 236–251.

[17] **V.V. Zharkova, A.A. Kuznetsov, T.V. Siversky**, Diagnostics of energetic electrons with anisotropic distributions in solar flares, I. Hard X-rays bremsstrahlung emission, *Astronomy & Astrophysics*, 512 (March-April) (2010). A8.

*Received 02.04.2017, accepted 17.05.2017.*

#### THE AUTHORS

##### **OVCHINNIKOVA Evgeniya P.**

*The Ioffe Institute of the Russian Academy of Sciences*  
26, Polytekhnicheskaya St., St. Petersburg, 194021, Russian Federation  
elfimovaevgeniya@gmail.com

##### **CHARIKOV Yuriy E.**

*The Ioffe Institute of the Russian Academy of Sciences*  
26, Polytekhnicheskaya St., St. Petersburg, 194021, Russian Federation  
Yuri.Charikov@mail.ioffe.ru

##### **SHABALIN Aleksander N.**

*The Ioffe Institute of the Russian Academy of Sciences*  
26, Polytekhnicheskaya St., St. Petersburg, 194021, Russian Federation  
taoastronomer@gmail.com

##### **VASILYEV Gennadiy I.**

*The Ioffe Institute of the Russian Academy of Sciences*  
26, Polytekhnicheskaya St., St. Petersburg, 194021, Russian Federation  
gennadyivas@gmail.com