

УДК 523.985.3

## СВЕРХТОНКАЯ ВРЕМЕННАЯ СТРУКТУРА И СТЕПЕНЬ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК: МОДЕЛИРОВАНИЕ ОТДЕЛЬНЫХ ИМПУЛЬСОВ

© 2012 г. Ю. Е. Чариков<sup>1,2</sup>, Е. М. Складорова<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Учреждение РАН Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, г. Санкт-Петербург

<sup>2</sup> Государственный Политехнический университет (СПбГПУ), г. Санкт-Петербург

e-mail: Yuri.Charikov@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 07.07.2010 г.

После доработки 21.07.2011 г.

По регистрации жесткого рентгеновского излучения солнечных вспышек на космических аппаратах в последнее время обнаруживается его сверхтонкая временная структура. Длительность отдельных импульсов достигает сотен миллисекунд. Временные ряды представляют собой резко нестационарную последовательность перекрывающихся импульсов. Интерпретация подобной временной структуры проводилась нами в модели нестационарной кинетики пучка ускоренных электронов. В данной работе представлены результаты расчета степени поляризации жесткого рентгеновского излучения солнечных вспышек с миллисекундной структурой импульсов. Для прямоугольной и треугольной формы отдельных импульсов ускоренных электронов в области инжекции с угловой зависимостью  $\cos^2\theta$  для различных значений концентрации плазмы, энергии излучения и угла наблюдения в модели нестационарной кинетики в толстой мишени получены зависимости степени поляризации жесткого рентгеновского излучения. Результаты расчетов показывают, что степень поляризации зависит от указанных параметров, но не превышает значений 78%, и уменьшается до значений порядка 50–65% через 20 с после начала инжекции.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Определение угловой зависимости функции распределения ускоренных во вспышках электронов является главной задачей экспериментов по регистрации степени поляризации жесткого рентгеновского излучения. Такие измерения проводятся довольно нерегулярно. Первые измерения на спутниках серии “Интеркосмос” [Tindo et al., 1970] в диапазоне энергий от 15 кэВ давали значения степени поляризации  $40 \pm 20\%$ , последующие измерения этих же авторов вообще не обнаружили поляризацию излучения [Tindo et al., 1972]. По всей видимости, такой результат определялся существенным вкладом тепловой неполяризованной составляющей в рентгеновское излучение с энергией 15 кэВ. В дальнейшем немногочисленные измерения проводились в более жестком диапазоне энергий выше 20–25 кэВ [McConnell et al., 2002, 2004]. Из последних результатов измерения степени поляризации рентгеновского излучения в диапазоне от 20 до 100 кэВ следует отметить эксперименты, проведенные на спутнике “КОРОНАС-Ф” поляриметром SPR-N [Zhitnik et al., 2006]. За период с августа 2003 по январь 2005 г. для 25-ти солнечных вспышек получены значения степени поляризации в диапазоне 8–40% на уровне  $3\sigma$ . Особо следует отметить чрезвычайно высокое значение степени поляризации на уровне 70–90% на протя-

жении всей вспышки 23.10.2003 г. Временное разрешение поляриметра составило 4 с. На спутнике RHESSI была зарегистрирована степень поляризации для 6-ти вспышек класса *M* в энергетическом диапазоне 35–100 кэВ [Suarez-Garcia et al., 2006]. Значения степени поляризации в этих вспышках 2–54% с достаточно значительной ошибкой в пределах 10–20% на уровне  $1\sigma$ .

Теоретические модели предсказывают значения степени поляризации в широком интервале: от нескольких процентов до десятков процентов [Elwert and Haug, 1970; Brown, 1972; Leach and Petrosian, 1983; Zharkova et al., 1995]. В первых работах рассматривались стационарные модели толстой мишени с однородным магнитным полем и постоянной концентрацией плазмы. Особая роль уделялась зависимости степени поляризации тормозного излучения отpitch-углового распределения ускоренных электронов. Для сильно коллимированных пучков электронов рассчитанные значения степени поляризации достигали 60% для энергий 60 кэВ [Elwert and Haug, 1970]. Для более реалистичных распределений с учетом рассеяния от атмосферы степень поляризации уменьшалась до 20–30% [Brown, 1972]. Более сложные модели рассмотрены в работах [Leach and Petrosian, 1983; Zharkova et al., 1995]. Учет геометрии магнитного поля с вмороженными осно-

ваниями петель на уровне хромосферы при различных питч-угловых зависимостях распределений электронов и других параметрах позволил авторам [Leach and Petrosian, 1983] утверждать, что в верхней части магнитной петли степень поляризации может быть чрезвычайно большой – 85%, в то время как излучение из подножий должно быть поляризовано только на уровне 20%. Во всех моделях обнаружена сильная зависимость степени поляризации от угла наблюдения. Наибольшая поляризация ожидается для больших углов, для которых луч зрения перпендикулярен плоскости магнитных силовых линий. Таким образом, большинство моделей предсказывает наиболее поляризованное излучение для вспышек, локализованных около лимба.

Из современных наблюдений вспышек в рентгеновском, УФ и радиоизлучении следует, что источники излучения локализованы в тонких петлях (волоках) либо в верхней (возможно, корональной) части, либо в подножиях (хромосферная часть), либо одновременно в обеих частях (см. [Aschwanden, 2002] и цитированную там литературу). Следует особо отметить “развал” петель в активной области – они не обязательно лежат в одной плоскости, более того, угол наклона плоскости петли меняется во времени. По некоторым наблюдениям петли осциллируют, причем временной масштаб осцилляций изменяется от сотен миллисекунд до десятков минут. Этот факт является существенным при определении направленности и степени поляризации вспышечного излучения.

Измерения жесткого рентгеновского излучения вспышек обнаруживают тонкую временную структуру длительностью менее секунды [Kiplinger et al., 1983; Aschwanden et al., 1996; Дмитриев и др., 2006]. Подобная временная структура может быть объяснена в модели импульсного ускорения электронов и толстой мишени в области излучения. Ускорение электронов до высоких энергий (десятки кэВ и более) во время развития вспышки может происходить в пространственно разнесенных областях с различной геометрией поля. Это может привести к временной зависимости угловой части функции распределения быстрых электронов. Временная структура жесткого рентгеновского излучения вспышек отражает подобную структуру ускоренных электронов. Анализ временной структуры приводит к выводу, что для интерпретации нестационарных временных рядов – интенсивности излучения, его направленности и поляризации – следует рассматривать временные задачи, в которых импульсы электронов миллисекундной длительности следуют друг за другом. В предыдущих моделях такой подход не рассматривался.

В данной работе, следуя формализму [Гузман и др. 1996; Charikov et al., 1996; Чариков, 2009], решим задачу для треугольной формы импульсов ускоренных электронов (более соответствующей наблюдениям). В отличие от работ [Гузман и др., 1996; Charikov et al., 1996] детально проанализируем параметры пучка и плазмы в источнике излучения, приводящие к формированию импульса жесткого рентгеновского излучения миллисекундной длительности. Кроме того, проведем расчет степени линейной поляризации для различных вариантов параметров, определим условия в плазме источника, способствующие максимально возможным ее значениям.

## 2. МОДЕЛЬ НЕСТАЦИОНАРНОЙ КИНЕТИКИ УСКОРЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Детально модель нестационарной кинетики ускоренных электронов в плазме солнечных вспышек рассмотрена нами в статьях [Гузман и др., 1996; Charikov et al., 1996]. Основные положения модели следующие: ускоренные электроны с начальным угловым и энергетическим распределениями спирально перемещаются вдоль магнитных силовых линий из области ускорения (верхняя часть магнитной петли) в область излучения, ближе к хромосферным подножиям. Энергия электронов в спектре предполагается выше 30 кэВ и ограничена нерелятивистскими значениями, не превышающими 100 кэВ и часто встречающимися в экспериментах. Плотность плазмы на длине пробега электрона полагается постоянной, механизм излучения – тормозной. В данной работе рассмотрим в качестве начального временного распределения импульс треугольной формы

$$\varphi(t) = Hg(t - t_0),$$

где  $H$  – константа, задает амплитуду импульса,  $t_0$  – определяет длительность импульса, функция  $g(t)$  – временной профиль отдельного импульса:

$$g(t - t_0) = \begin{cases} t/t_0, & 0 < t < t_0 \\ 0, & t > t_0. \end{cases}$$

Начальное угловое распределение электронов в пучке полагается пропорциональным косинусу четной степени  $\cos^{2s}\theta$ , где  $\theta$  – питч-угол электрона, угол между  $\mathbf{n}$  и  $\mathbf{n}_1$  – единичными векторами вдоль скорости электрона и магнитного поля. Степень  $s$  является параметром и варьируется в численном счете. Энергетическая зависимость в спектре электронов – степенная с показателем  $\delta$ . Таким образом, в начальный момент времени  $t = 0$  функция распределения задается в виде

$$f(E, \theta, 0) = AE^{-\delta} \cos^{2s}\theta,$$

где  $E$  – энергия ускоренных электронов. Поскольку основной нашей задачей является расчет

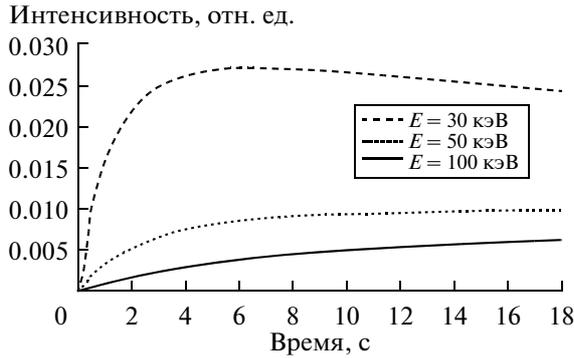


Рис. 1. Временные профили импульсов рентгеновского излучения для энергий 30, 50 и 100 кэВ. Значения параметров указаны в тексте.

характеристик тормозного рентгеновского излучения, то введем интегральную по объему источника излучения функцию распределения, аналогичную использованной в работе [Кельнер и Скрынников, 1985], учитывая малость длины пробега электронов по сравнению с пробегом рентгеновских квантов

$$J(E, \mathbf{nn}_1, t) = \int f(t, E, \mathbf{nn}_1, \mathbf{r}) v n_e dV,$$

где  $t$  – время,  $\mathbf{r}$  – радиус-вектор,  $n_e$  – концентрация электронов плазмы. Функция  $f(t, E, \mathbf{nn}_1, \mathbf{r})$  распределения ускоренных электронов в данной задаче находилась из решения нестационарного кинетического уравнения [Гузман и др., 1996; Кельнер и Скрынников, 1985].

Поток фотонов с вектором поляризации  $\mathbf{e}_\lambda$  на расстоянии  $R$  от источника

$$J_\lambda(t, \varepsilon) = \frac{1}{4\pi R^2} \int_{\varepsilon_x}^{\infty} dE \int d\Omega_n \sigma_\lambda(E, \varepsilon, \mathbf{n}) J(E, \mathbf{nn}_1, t).$$

$\sigma_\lambda(E, \varepsilon, \mathbf{n})$  – нерелятивистское сечение тормозного излучения фотона с вектором поляризации  $\mathbf{e}_\lambda$  и энергией  $\varepsilon$ . После подстановки выражений для тормозного сечения в нерелятивистском случае [Ахиезер и Берестецкий, 1981] с учетом азимутальной симметрии пучка электронов получим выражение для интенсивности тормозного излучения с различной поляризацией в плоскости  $(\mathbf{k}; \mathbf{n}_1)$  –  $\mathbf{J}_\parallel$  и перпендикулярно к ней  $\mathbf{J}_\perp$

$$J_\lambda(t, \varepsilon) = J_* \left\{ Y_0(t, \varepsilon) + 1.5 \left( \langle \mu^2 \rangle - 1/3 \right) \left( (\mathbf{e}_\lambda \mathbf{n}_1)^2 - 1/3 \right) Y_2(t, \varepsilon) \right\}, \quad (1)$$

где  $J_* = \frac{\alpha r_e^2}{8\pi^2} \frac{mc^2}{R^2} BH$ ; среднее значение

$$\langle \mu^2 \rangle = \frac{\int_0^\pi \cos^2 \theta \chi(\cos \theta) d(\cos \theta)}{\int_0^\pi \chi(\cos \theta) d(\cos \theta)};$$

постоянная тонкой структуры  $\alpha = 1/137$ ;  $r_e$ ,  $m$  – классический радиус и масса электрона. Функция  $\chi(\cos \theta)$  задает начальное угловое распределение электронов и нормируется к 1.  $Y_0(t, \varepsilon)$  и  $Y_2(t, \varepsilon)$  определяются через функцию распределения электронов и выражаются интегралами [Чариков, 2009].

**Интенсивность** тормозного излучения определяется суммой интенсивностей по формуле (1)

$$J(t, \varepsilon) = \mathbf{J}_\parallel(t, \varepsilon) + \mathbf{J}_\perp(t, \varepsilon) = J_* \left\{ 2Y_0(t, \varepsilon) + 1.5 \left( \langle \mu^2 \rangle - 1/3 \right) \left( \sin^2 \alpha - 2/3 \right) Y_2(t, \varepsilon) \right\}. \quad (2)$$

**Степень линейной поляризации**

$$P(t, \varepsilon) = \left( \mathbf{J}_\parallel(t, \varepsilon) - \mathbf{J}_\perp(t, \varepsilon) \right) / \left( \mathbf{J}_\parallel(t, \varepsilon) + \mathbf{J}_\perp(t, \varepsilon) \right) = -1.5 \left( \langle \mu^2 \rangle - 1/3 \right) \sin^2 \alpha Y_2(t, \varepsilon) / \left( 2Y_0(t, \varepsilon) + 1.5 \left( \langle \mu^2 \rangle - 1/3 \right) \left( \sin^2 \alpha - 2/3 \right) Y_2(t, \varepsilon) \right), \quad (3)$$

где  $\alpha$  – угол между лучом зрения и направлением однородного магнитного поля.

### 3. ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ ИНТЕНСИВНОСТИ И СТЕПЕНИ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Выражения (2, 3) позволяют вычислить интенсивность тормозного излучения и степень поляризации как функции времени и энергии. При этом задача является многопараметрической. Параметрами являются: показатель спектра энергетической части электронов  $\delta$  и степень  $s$  для угловой зависимости, длительность инжекции импульса  $t_0$ , угол наблюдения  $\alpha$ , а также концентрация плазмы  $n_e$ . Нас в первую очередь будет интересовать миллисекундная длительность импульсов электронов и рентгеновского излучения.

Рассмотрим эволюцию отдельного рентгеновского импульса в предположении треугольного по форме импульса электронов для различных параметров пучка и плазмы.

Временной профиль импульса электронов соответствовал прямоугольному треугольнику с общей длительностью  $t_0$ .

На рисунке 1 представлены три временных профиля импульсов рентгеновского излучения для энергий 30, 50 и 100 кэВ. Параметры электронного пучка:  $\delta = 3$ ,  $s = 1$ ,  $t_0 = 0.5$  с, концентрация плазмы  $10^{10}$  см $^{-3}$  и угол наблюдения  $\alpha = 10^\circ$ . Из рисунка 1 следует, что форма рентгеновских импульсов существенно отличается от треугольной – спад интенсивности затянут во времени настолько, что общая длительность рентгеновского

импульса намного превосходит  $t_0$ . Причем с ростом энергии квантов отличие возрастает. Очевидно, что для данной комбинации параметров не удастся обеспечить тонкую структуру импульса рентгеновского излучения.

Кривые степени поляризации для тех же параметров показаны на рис. 2. Основной вывод в этом случае – излучение слабо поляризовано на всех энергиях, степень поляризации не превышает –1.5%. Прежде всего, это связано с геометрией взаимного расположения источника и луча зрения – угол наблюдения принимался равным  $10^\circ$ .

Попытаемся уменьшить длительность рентгеновского импульса и увеличить степень поляризации. Для этого сначала увеличим значение концентрации плазмы в области источника излучения на два порядка –  $n_e = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , остальные параметры оставим неизменными.

Из рисунка 3 следует, что профиль рентгеновского импульса для энергии 30 кэВ по форме практически повторяет импульс электронов. Небольшие отклонения на стадии спада являются несущественными. Длительность рентгеновского импульса достаточно близка к  $t_0 = 500 \text{ мс}$ . С ростом энергии квантов (50 и 100 кэВ, рис. 3) форма импульсов сильнее отклоняется от формы треугольного электронного импульса. Особенно существенно замедляется спад излучения. Как и в предыдущем варианте, степень поляризации по-прежнему остается чрезвычайно малой (рис. 4).

Таким образом, для малых углов наблюдения ( $\alpha = 10^\circ$ ) изменение концентрации плазмы не приводит к заметному изменению степени поляризации. Как увидим далее, этот вывод будет несправедливым для углов наблюдения, близких к  $90^\circ$ . Для увеличения значений степени поляризации увеличим угол наблюдения. Рассмотрим наиболее благоприятный случай – вспышка происходит практически на лимбе –  $\alpha = 90^\circ$  (остальные параметры такие же, как и в предыдущем варианте).

Как следует из рис. 5, степень поляризации возрастает до –25...–30%, а затем спадает до –15% за время, равное длительности импульса  $t_0$ , после чего уменьшается приблизительно по экспоненциальному закону. Причем такая картина имеет место практически на всех энергиях. Поэтому в дальнейшем рассмотрении будем полагать значение угла наблюдения  $\alpha = 90^\circ$ .

Изучим влияние углового распределения ускоренных электронов на величину степени поляризации рентгеновского излучения. Следует ожидать увеличения степени поляризации для более коллимированных вдоль магнитного поля распределений электронов. Значения параметров выбираем следующими: для пучка  $\delta = 3, s = 3, t_0 = 0.5 \text{ с}$ , концентрация плазмы  $10^{12} \text{ см}^{-3}$  и угол наблюдения  $\alpha = 90^\circ$ . Энергия квантов – 30, 50 и 100 кэВ.

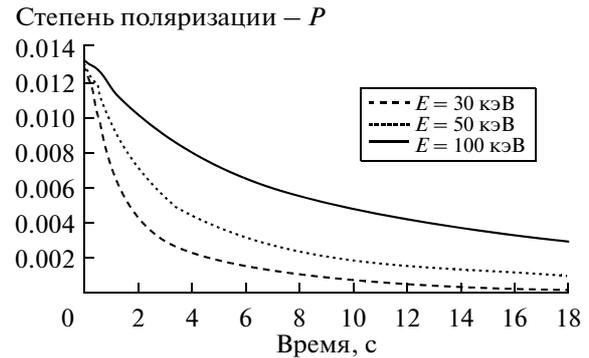


Рис. 2. Кривые степени поляризации для тех же параметров, что и на рис. 1.

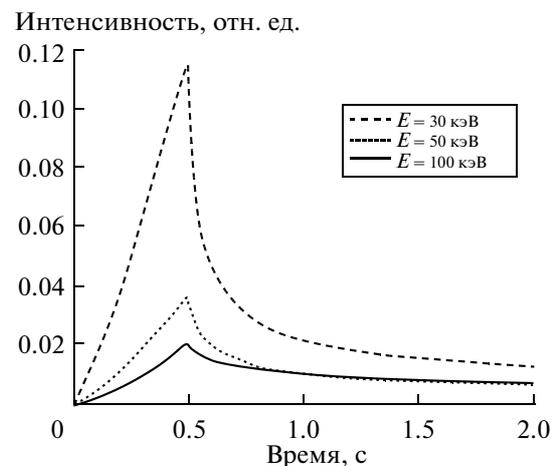


Рис. 3. Временные профили импульсов рентгеновского излучения для энергий 30, 50 и 100 кэВ. Концентрация плазмы  $10^{12} \text{ см}^{-3}$ , остальные параметры те же, что и на рис. 1.

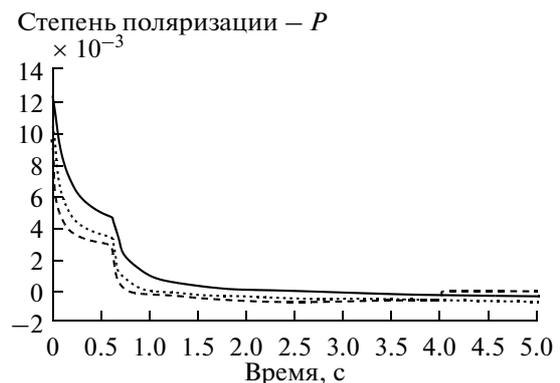


Рис. 4. Степень поляризации жесткого рентгеновского излучения для тех же параметров, что и на рис. 3.

Начальное угловое распределение электронов в пучке задаем  $\sim \cos^6\theta$ , т. е. вдоль магнитного поля движется в 8 раз больше электронов, чем под углом  $45^\circ$  (в варианте распределения  $\cos^2\theta$  подоб-

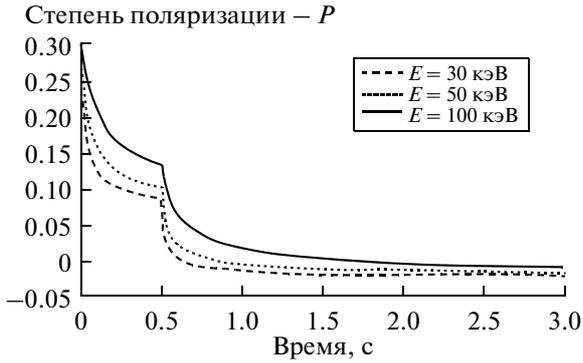


Рис. 5. Степень поляризации жесткого рентгеновского излучения для тех же параметров, что и на рис. 3, но с изменением угла наблюдения с  $10^\circ$  на  $90^\circ$ .

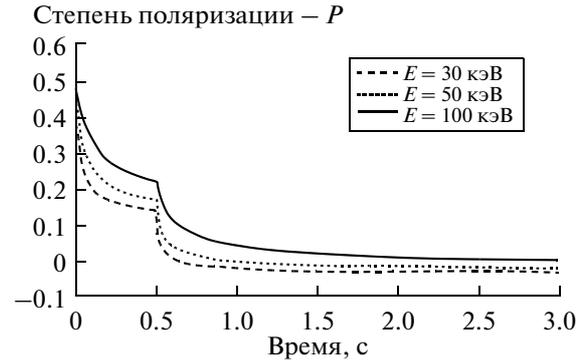


Рис. 6. Степень поляризации жесткого рентгеновского излучения для тех же параметров, что и на рис. 5, но начальное угловое распределение  $\sim \cos^6\theta$  вместо  $\cos^2\theta$  на рисунках 4 и 5.

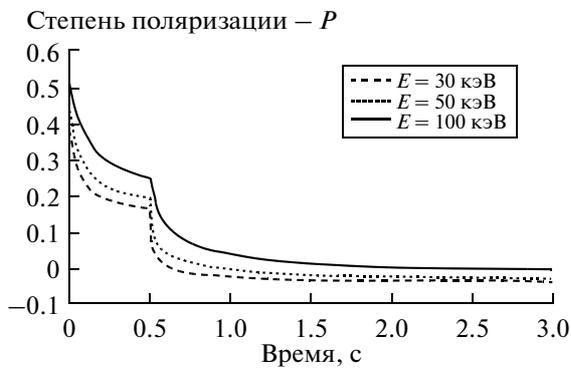


Рис. 7. Степень поляризации жесткого рентгеновского излучения для тех же параметров, что и на рис. 5, но начальное угловое распределение  $\sim \cos^{10}\theta$  вместо  $\cos^6\theta$  на рис. 6.

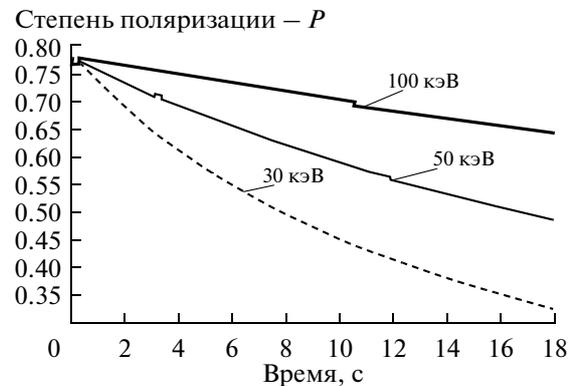


Рис. 8. Степень поляризации жесткого рентгеновского излучения для тех же параметров, что и на рис. 5, но начальное питч-угловое распределение электронов в пределах  $1-2^\circ$  и концентрации плазмы  $10^9 \text{ см}^{-3}$ .

ное соотношение достигает 2). Интенсивность рентгеновского излучения принципиально не отличается от показанной ранее на рис. 3. Степень поляризации представлена на рис. 6.

Максимальные значения степени поляризации изменяются от  $-38$  до  $-45\%$  в зависимости от энергии квантов, временной ход практически повторяет предыдущий случай. Попробуем еще более сузить угловое распределение пучка электронов, рассмотрим случай углового распределения по закону  $\cos^{10}\theta$ . Максимальная величина степени поляризации возросла до  $-43\%$ , для энергии квантов  $30 \text{ кэВ}$  и до  $-52\%$  для энергии  $100 \text{ кэВ}$  (рис. 7).

Временной ход, как и прежде, не изменился. Если продолжить исследование влияния питч-угловой зависимости на степень поляризации жесткого рентгеновского излучения, то удастся получить максимально возможное значение степени линейной поляризации  $\sim 76\%$  (рис. 8) на всех энергиях при условии чрезвычайно узкого рас-

пределения электронов по питч-углам в пределах нескольких градусов относительно направления магнитного поля и достаточно низкой концентрации плазмы, не выше  $10^9 \text{ см}^{-3}$ .

Степень поляризации уменьшается со временем достаточно медленно, через  $18 \text{ с}$  после начала инъекции она равна  $48\%$  для энергии  $50 \text{ кэВ}$  и  $65\%$  для энергии  $100 \text{ кэВ}$ . Эти результаты показывают, что с точки зрения эксперимента по регистрации степени поляризации наиболее предпочтительными являются измерения на высоких энергиях. Однако высокие значения степени поляризации возможны в плазме низкой концентрации. В этом случае в структуре жесткого рентгеновского излучения вспышек не должна проявляться миллисекундная временная структура. Обобщая, следует подчеркнуть, что питч-угловая зависимость распределения ускоренных электронов существенно влияет на величину степени поляризации. Ее временной ход, а также профили

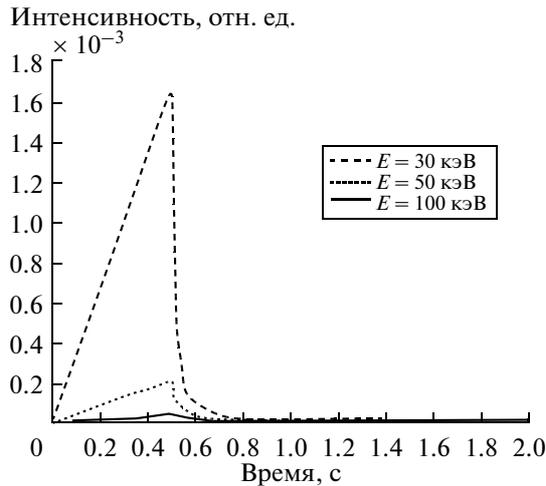


Рис. 9. Временные профили импульсов рентгеновского излучения для энергий 30, 50 и 100 кэВ. Значение показателя энергетического спектра  $\delta = 5$ . Остальные параметры те же, что и на рис. 3.

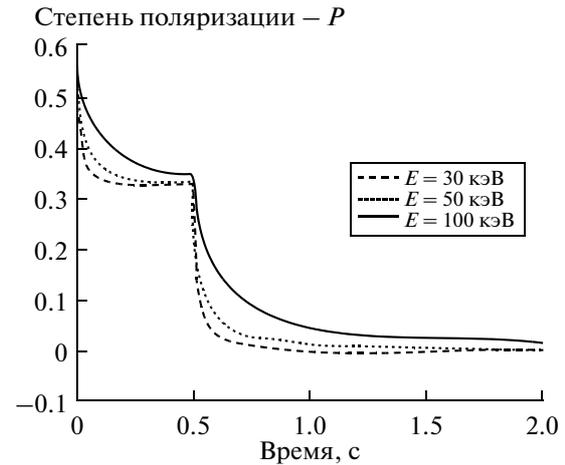


Рис. 10. Степень поляризации жесткого рентгеновского излучения для тех же параметров, что и на рис. 9.

рентгеновского импульса наиболее чувствительны к величине концентрации плазмы в области излучения при условии больших значений угла наблюдения  $\alpha$ .

Рассмотрим влияние энергетической части функции распределения ускоренных электронов. Значение показателя энергетического спектра увеличим до  $\delta = 5$ . Напомним, что в предыдущих случаях  $\delta = 3$ . Энергия рентгеновских квантов — 30, 50 и 100 кэВ по-прежнему. Остальные значения параметров выбираем следующими: для пучка  $s = 3$ ,  $t_0 = 0.5$  с, концентрация плазмы  $10^{12}$  см $^{-3}$  и угол наблюдения  $\alpha = 90^\circ$ . Начальное угловое распределение электронов в пучке по-прежнему пропорционально  $\cos^6\theta$ . Профили рентгеновских импульсов, представленные на рис. 9, для 3-х энергий квантов практически повторяют подобные профили для спектра с показателем  $\delta = 3$  (рис. 3).

Единственное, что их отличает, это различие в величине относительной интенсивности на два порядка. Из сравнения значений степени поляризации для показателей энергетического спектра электронов  $\delta = 3$  и 5, представленных на рисунках 6 и 10, следует, что максимальные значения степени поляризации для распределения с  $\delta = 5$  превышают на 10% аналогичные величины для  $\delta = 3$  и достигают 45–55%. За время, равное длительности электронного импульса  $t_0 = 0.5$  с, величина степени поляризации уменьшается до 15–25% ( $\delta = 3$ ) и до ~35% для  $\delta = 5$ . Дальнейший временной спад происходит практически мгновенно до 0% на энергии 30 кэВ и несколько медленнее на энергии 100 кэВ (рис. 10).

#### 4. ВЫВОДЫ

Рассмотрена задача нестационарной кинетики пучка ускоренных во время вспышек электронов и процесс генерации жесткого рентгеновского излучения. Из наблюдений известно, что жесткое рентгеновское излучение во многих вспышках представляет нестационарную последовательность многочисленных импульсов. Длительность отдельного импульса может достигать сотен миллисекунд. Поэтому в первую очередь мы рассмотрели генерацию отдельного импульса излучения миллисекундной длительности. В предположении треугольного по форме импульса электронов длительностью 500 мс оказалось возможным получить рентгеновский импульс подобной длительности в плазме источника с концентрацией частиц не менее  $10^{11}$  см $^{-3}$ . Если же формирование импульса происходит в менее плотной плазме, например с концентрацией частиц  $10^{10}$ – $10^9$  см $^{-3}$ , то рентгеновский импульс “растягивается” во времени. Его длительность растет с энергией кванта и достигает десятков секунд. Очевидно, что миллисекундная структура рентгеновского излучения в таких условиях сформироваться не может.

При обсуждении результатов расчета степени поляризации жесткого рентгеновского излучения отметим, в первую очередь, сильную зависимость степени поляризации от угла наблюдения. При малых углах степень поляризации не превышает нескольких процентов и стремится к нулю для углов, не превышающих  $10^\circ$ . Таким образом, во вспышках, локализованных близко к центру диска, скорее всего степень поляризации ожидается малой. Наоборот, для вспышек, локализованных около лимба, степень поляризации может достигать десятков процентов. Максимальное значение

степени поляризации в данной модели — 78% — достигается для чрезвычайно коллимированного пучка электронов — начальное питч-угловое распределение электронов в пределах  $1-2^\circ$  и концентрации плазмы, не превышающей  $10^9 \text{ см}^{-3}$ . Как уже говорилось ранее, в плазме с такой низкой концентрацией частиц невозможно формирование рентгеновских импульсов длительностью сотни миллисекунд. Ранее высказанное утверждение [Leach and Petrosian, 1983] о том, что высокополяризованное рентгеновское излучение происходит в верхней части магнитной петли, в то время как излучение с малой степенью поляризации имеет место в подножиях, вполне подтверждается в нашей модели, но при условии отсутствия миллисекундной временной структуры.

Вернемся к вопросу влияния угла зрения на величину степени поляризации. Утверждение о том, что во время лимбовых вспышек скорее может обнаруживаться высокая степень поляризации рентгеновского излучения, чем во вспышках около центра диска, основано на предположении о постоянстве плоскости магнитной петли по отношению к лучу зрения. Однако петли магнитного поля могут осциллировать относительно плоскости, проходящей через подножия петли и локальную солнечную вертикаль, причем временной масштаб осцилляций изменяется от сотен миллисекунд до десятков минут. На многих фотографиях в различных диапазонах длин волн можно отметить “развал” петель в активной области: они не обязательно лежат в одной плоскости; более того, угол наклона плоскости петли меняется во времени. Эффект наклона вспышечных петель и его влияние на величину степени поляризации ранее широко не обсуждался. Легко понять, что наклон петли на лимбе может привести только к уменьшению угла наблюдения, а значит и степени поляризации рентгеновского излучения. Ситуация в центре диска, наоборот, может увеличить угол наблюдения и при этом условии степень поляризации излучения должна возрасти. Поэтому оптимистичные выводы в отношении высокой степени поляризации для вспышек, локализованных на лимбе, не всегда могут быть оправданы.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Ахизер А.И., Берестецкий В.Б. Квантовая электродинамика. М.: Наука, 432 с. 1981.
- Гузман А.Б., Кудрявцев И.В., Чариков Ю.Е. Эволюция ускоренных в солнечных и звездных вспышках электронов и импульсная структура жесткого рентгеновского излучения // Астрон. журн. Т. 73. № 2. С. 273–279. 1996.
- Дмитриев П.Б., Кудрявцев И.В., Лазутков В.П., Матвеев Г.А., Савченко М.И., Скородумов Д.В., Чариков Ю.Е. Особенности рентгеновского излучения солнечных вспышек, зарегистрированных спектрометром “ИРИС” во время полета станции “КОРОНАС-Ф” // Астрон. вестн. Т. 40. № 2. С. 160–170. 2006.
- Кельнер С.Р., Скрынников Ю.И. Поляризация и направленность жесткого рентгеновского излучения в солнечных вспышках // Астрон. журн. Т. 62. С. 760–767. 1985.
- Чариков Ю.Е. Временная структура, направленность и поляризация рентгеновского излучения вспышек // Тр. Всероссийской ежегодной конф. по физике Солнца. Ред. А.В. Степанов, Ю.А. Наговицын. 5–11 июля 2009 г. Пулково. С. 411–415. 2009.
- Aschwanden M.J., Wills M.J., Hudson H.S., Kosugi T., Schwartz R. A. Electron time-of-flight distances and flare loop geometries compared from CGRO and YОНКОН observations // Astrophys. J. V. 468. P. 398–417. 1996.
- Aschwanden M. Particle acceleration and kinematics in solar flares // Space Sci. Revs. V. 101. № 1. P. 1–227. 2002.
- Brown J.C. The directivity and polarization of thick target X-ray bremsstrahlung from solar flares // Solar Phys. V. 26. P. 441–459. 1972.
- Charikov Yu.E., Guzman A.B., Koudriavtsev I.V. Hard X-ray emission of solar flares and non-stationary kinetics of electron beams // Astron. Astrophys. V. 308. P. 924–928. 1996.
- Elwert T., Haug E. On the polarization and anisotropy of solar X-radiation during flares // Solar Phys. V. 15. P. 234–248. 1970.
- Kiplinger A.L., Dennis B.R., Frost K.J., Orwig L.E., Emslie G. Millisecond time variations in hard X-ray solar flares // Astrophys. J. V. 265. P. L99–L104. 1983.
- Leach J., Petrosian V. The impulsive phase of solar flares. II — Characteristics of the hard X-rays // Astrophys. J. V. 269. P. 715–727. 1983.
- McConnell M.L., Ryan J.M., Smith D.M., Lin R.P., Emslie A.G. RHESSI as a Hard X-Ray Polarimeter // Solar Phys. V. 210. P. 125–142. 2002.
- McConnell M.L., Smith D.M., Emslie A.D., Hurford G. J., Lin R. P., Ryan J. M. Hard X-ray solar flare polarimetry with RHESSI // Adv. Space Res. V. 34. № 2. P. 462–466. 2004.
- Suarez-Garcia E., Hajdas W., Wigger C., Arzner K., Güdel M., Zehnder A., Grigis P. X-Ray Polarization of Solar Flares Measured with RHESSI // Solar Phys. V. 239. P. 149–172. 2006.
- Tindo I.P., Ivanov V.D., Mandelstam S.I., Shuryghin A.I. On the polarization of the emission of X-ray solar flares // Solar Phys. V. 14. P. 204–207. 1970.
- Tindo I.P., Ivanov V.D., Mandelstam S.I., Shuryghin A.I. New measurements of polarization of X-Ray solar flare // Solar Phys. V. 24. P. 429–433. 1972.
- Zharkova V.V., Brown J.C., Syriavskii D.V. Electron beam dynamics and hard X-ray bremsstrahlung polarization in a flaring loop with return current and converging magnetic field // Astron. Astrophys. V. 304. P. 284–295. 1995.
- Zhitnik I.A., Logachev Yu.I., Bogomolov A.V. et al. Polarization, temporal, and spectral parameters of solar flare hard X-rays as measured by the SPR-N instrument onboard the CORONAS-F satellite // Solar System Res. V. 40. № 2. P. 93–103. 2006.