

04

Реконструкция энергетического спектра электронов, ускоренных во время солнечной вспышки 15 апреля 2002 г., на основе измерений рентгеновским спектрометром ИРИС

© Г.Г. Моторина,¹ И.В. Кудрявцев,^{2,1} В.П. Лазутков,² М.И. Савченко,² Д.В. Скородумов,² Ю.Е. Чариков^{2,3}

¹ Главная (Пулковская) Астрономическая обсерватория РАН, 196140 Санкт-Петербург, Россия

² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия

³ Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, 195251 Санкт-Петербург, Россия

e-mail: Igor.Koudriavtsev@mail.ioffe.ru

(Поступило в Редакцию 2 сентября 2015 г.)

Проведено восстановление энергетических распределений электронов, ускоренных во время солнечной вспышки 15 апреля 2002 г., на основе данных рентгеновского спектрометра ИРИС, установленного на спутнике КОРОНАС-Ф. Получено решение интегральных уравнений, описывающих трансформацию спектра рентгеновских квантов в процессе регистрации и восстановление спектра ускоренных электронов в источнике генерации тормозного излучения, с использованием методов случайного поиска и метода регуляризации Тихонова. В данном событии выявлена особенность в спектре электронов, связанная с наличием локального минимума в области энергий 40–60 keV, которая не может быть выявлена прямым методом.

Введение

Жесткое рентгеновское излучение (ЖРИ), генерируемое во время солнечных вспышек, является тормозным излучением высокоэнергичных электронов. В последнее десятилетие получены многочисленные результаты регистрации ЖРИ во время вспышек на Солнце с высоким пространственным, временным и энергетическим разрешениями (см. [1–3]), позволяющие детально исследовать структуру ЖРИ вспышек. Параметры ЖРИ — спектр, поток, направленность и поляризация несут непосредственную информацию о функции распределения ускоренных электронов в области источника излучения, знание которой с учетом процессов переноса в плазме магнитной петли необходимо для решения вопроса о механизме ускорения частиц (см., например, [4,5]). В настоящей работе рассмотрен вопрос реконструкции спектра ускоренных электронов непосредственно в области источника ЖРИ.

Задача восстановления спектра ускоренных электронов традиционно решалась в приближении толстой-тонкой мишени (прямая задача): энергетический спектр высокоэнергичных электронов определяется на основе вида спектра жесткого рентгеновского излучения вспышек, который с учетом ошибок измерений аппроксимируется либо степенной функцией от энергии, либо законом квазитеплого излучения с заданными значениями температуры и меры эмиссии. Для нерелятивистского сечения тормозного излучения показатели степенного спектра ЖРИ и ускоренных электронов в этих моделях однозначно связаны — $\gamma = \delta \pm 1$. На самом деле это упрощенная процедура, она возможна для жесткой части спектра (или даже отдельных поддиапазонов энергии), в целом для спектра в широкой области энергий

от 10 keV до 10 MeV такое приближение невозможно. Более корректным, но и более трудоемким, является метод решения обратной задачи, связанный с решением интегрального уравнения и не требующий задания модели излучения. Аналитическое решение интегральных уравнений практически невозможно из-за сложной зависимости ядер уравнений от энергии электрона и рентгеновского кванта. Поэтому в обратной задаче используется численный метод на основе метода регуляризации Тихонова. Как показывают результаты подобных реконструкций [6,7], в переходной области энергетического спектра возможны его уплощения и даже возрастания, которые невозможно получить прямым методом. Кроме того, как показывают последние измерения [1–3], ЖРИ во время вспышек неоднородно распределено вдоль вспышечных петель. Спектры ЖРИ из оснований и вершины также различны. Поэтому анализ интегрального рентгеновского излучения со всей петли может выявить особенности в спектре (если они имеют место), которые проявляются даже для интегральной интенсивности ЖРИ. На первом этапе следует восстановить спектр рентгеновского излучения, трансформируемый в процессе регистрации детектором ИРИС. Далее на основе „истинного“ спектра ЖРИ необходимо решить задачу реконструкции спектров ускоренных электронов.

Восстановление энергетического спектра жесткого рентгеновского излучения вспышки

В настоящей работе приводятся результаты восстановления спектров электронов, ускоренных во время солнечной вспышки 15 апреля 2002 г., на осно-

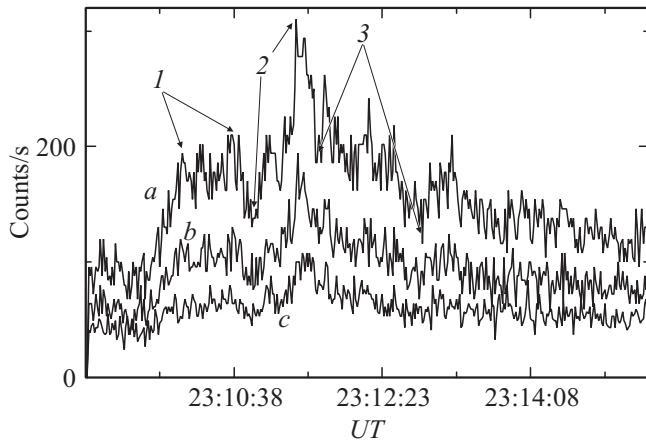


Рис. 1. Временной ход ЖРИ вспышки 15 апреля 2002 г. в 11- (a), 12- (b) и 13-м (c) энергетических каналах со средней энергией регистрируемых квантов 28.5, 32.9, 37.3 keV соответственно. Стрелками выделены временные интервалы, для которых проводилась реконструкция спектров: 1 — 23:10:01–23:10:41 UT, 2 — 23:10:52–23:11:22 UT, 3 — 23:11:37–23:12:51 UT.

ве ЖРИ вспышки, полученного в результате измерений спектрометром ИРИС во время полета спутника КОРОНАС-Ф [8,9]. Вспышка 15 апреля 2002 г. началась в рентгеновском диапазоне в 23:05 UT и имела рентгеновский класс M 1.2. Временная структура ЖРИ вспышки представляет довольно сложную структуру — она состоит из многочисленных импульсов излучения секундной длительности (рис. 1), что свидетельствует о возможном импульсном характере ускорения электронов. В настоящей работе мы реконструируем спектры электронов для отдельных временных интервалов, отмеченных на рис. 1 (интервалы 1–3). Следует отметить, что спектрометр ИРИС начал регистрацию ЖРИ данной вспышки с момента времени 23:09 UT, излучение начальной фазы вспышки и фоновое излучение перед вспышкой не регистрировалось. Значения скорости счета фонового рентгеновского излучения были взяты из данных ЖРИ на предыдущем витке в подобных магнитосферных условиях в отсутствие вспышек. Энергетический спектр излучения, регистрируемый детектором, искажается в результате конечного энергетического разрешения детекторов и зависимости эффективной площади детекторов от энергии квантов. Количество отсчетов ΔN_i за интервал времени $\Delta t = t'' - t'$ в энергетическом канале с номером i определяется выражением

$$\Delta N_i = \int_{t'}^{t''} dt \int_{\epsilon_{\min}}^{\epsilon_{\max}} \int_{A_i}^{A_{i+1}} p(a, \epsilon) J(\epsilon, t) da d\epsilon \quad (1)$$

где $\epsilon_{\min} = 6.4$ keV — минимальная регистрируемая энергия квантов, ϵ_{\max} — максимальная энергия ЖРИ, для данной вспышки $\epsilon_{\max} = 152$ keV, что совпадает со средней энергией последнего энергетического канала; A_i и

A_{i+1} — амплитуды сигналов детекторов, соответствующие нижней и верхней границам каналов с номером i , $i = 8, \dots, 39$; $p(A, \epsilon)$ — приборная функция, учитывающая изменение эффективной площади детекторов, их энергетическое разрешение и вероятность того, что при регистрации кванта с энергией ϵ амплитуда сигнала, вырабатываемая детекторами, будет иметь величину A ; $J(\epsilon)$ — интенсивность падающего на детектор излучения, измеряемая в photons/(cm² keVs). Средняя энергия регистрируемых квантов в канале i определяется выражением $\epsilon_i = (i/0.227 - 20)$ keV.

Таким образом, задача определения „истинного“ спектра ЖРИ — $J(\epsilon, t)$ сводится к решению интегрального уравнения Фредгольма 1-го рода (1). Однако при решении уравнения (1) методом квадратурных формул может получаться ложное, знакопеременное решение даже для положительно определенной функции $J(\epsilon)$ [10,11]. Для устранения данной проблемы используют методы регуляризации, например, метод регуляризации Тихонова [12]. Однако в этом случае решение „регуляризованного“ уравнения будет отличаться от истинного, к тому же отсутствует однозначный критерий выбора параметра регуляризации, что приводит к различным решениям исходного уравнения. Поэтому для нахождения решения уравнения (1) мы будем использовать другой метод — метод случайного поиска (см., например, [13]) в комбинации с методом наименьших квадратов. При этом будем искать положительную и не возрастающую функцию $J(\epsilon, t)$. Опишем процедуру нахождения решения (1) применительно к временному интервалу 2 (рис. 1), соответствующему абсолютному максимуму интенсивности ЖРИ во время вспышки. Будем искать решение для функции $J(\epsilon)$ методом последовательных приближений. На рис. 2 приведены найденные данным методом функции $J(\epsilon)$ и рассчитанные согласно (1) ΔN_i . На первом шаге находим (кривая 1 на рис. 2, a) методом случайного поиска приближенное решение (1) в интервале энергий больше 15.2 keV при фиксированном отношении интенсивностей излучения с энергиями 6.4 и 10.8 keV к излучению с энергией 15.2 keV. Эти соотношения мы получаем на основе данных мягкого рентгеновского излучения, полученных спектрометром ИРИС в диапазоне 2.9–14.3 keV. На втором шаге для „улучшения“ спектра в высокоэнергичной части спектра мы фиксируем значения $J(\epsilon)$ на низких энергиях (11 первых значений), решаем уравнение (1) и находим спектр в целом (кривая 2 на рис. 2, a). Фиксация найденных значений на малых энергиях возможна, так как вклад квантов высоких энергий в данный диапазон достаточно мал при спадающей функции $J(\epsilon)$. На третьем этапе все значения $J(\epsilon_i)$ варьировались в интервале от 0.5 $J(\epsilon_i)$ до 1.5 $J(\epsilon_i)$ для нахождения приближенного решения с еще меньшим среднеквадратичным отклонением (кривая 3 на рис. 2, a). Нам удастся еще уменьшить среднеквадратичное отклонение, зафиксировав первые 15 точек и разыграв оставшиеся точки (кривая 4 на рис. 2, a). Дальнейшее продолжение данной процедуры

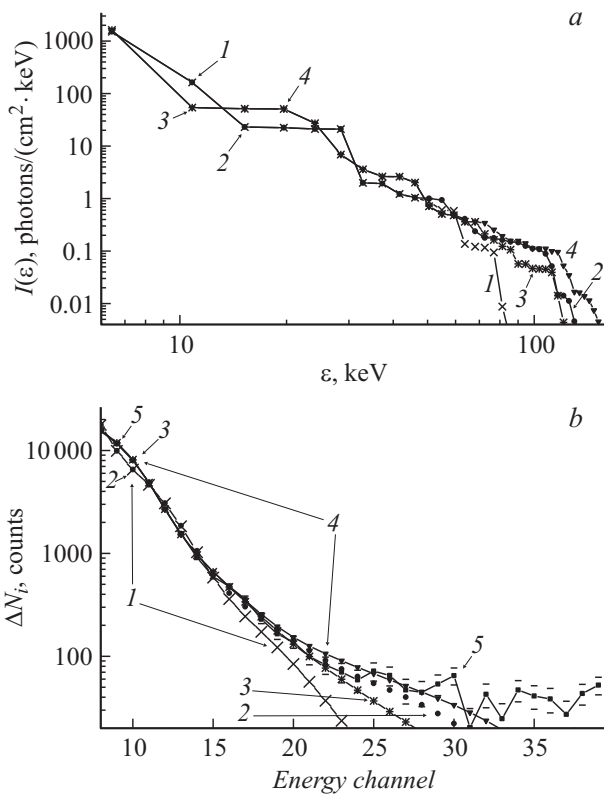


Рис. 2. *a* — спектр ЖРИ, реконструированный для временного интервала 2; *b* — рассчитанные (1–4) и исходный после вычитания фона (5) спектры. $I(\varepsilon)$ — интегральный по времени спектр ЖРИ для данного временного интервала.

не приводит к повышению точности решения. Как видно из рис. 2, *a*, восстановленный спектр рентгеновского излучения с энергиями, превышающими 20 keV, не может быть описан степенным законом. Характерной особенностью данной реконструкции является наличие уплощения спектра в диапазоне энергий 10–20 keV. Данная особенность в спектре, возможно, связана с двумя причинами. Во-первых, в этой области энергии производится, как отмечено выше, „сшивку“ данных различных детекторов жесткого и мягкого рентгеновских излучений. И во-вторых, в этой области энергий возможна суперпозиция теплового излучения горячей плазмы с нетепловым тормозным излучением быстрых электронов.

На рис. 2, *b* приведены „аппаратурные“ спектры ЖРИ, рассчитанные, согласно (1) с функциями $J(\varepsilon)$, представленными на кривых 1–4 (рис. 2, *a*) соответственно, и экспериментальный после вычитания фона (кривая 5). Как видно из рис. 2, *b*, рассчитанный спектр (кривая 4) согласуется с экспериментальным, за исключением высокоэнергичной области (> 25 канала), которая не может быть описана как тормозное излучение. Форма спектра этой высокоэнергичной области искажена фоновым излучением, изменяющимся во времени. Перейдем к рассмотрению задачи реконструкции спектра ускоренных электронов.

Реконструкция энергетического спектра надтепловых электронов

Энергетический спектр фотонов, излучаемых при столкновении быстрых электронов с частицами солнечной плазмы, может быть описан следующим выражением [7]:

$$J(\varepsilon, t) = \frac{\bar{n}V}{4\pi R^2} \int_{\varepsilon}^{\varepsilon_{\max}} \bar{F}(E, t) Q(E, \varepsilon) dE, \quad (2)$$

где $J(\varepsilon, t)$ — поток рентгеновских квантов, $\bar{n} = \int n(\mathbf{r}) dV / V$ — среднее значение концентрации частиц плазмы в источнике, V — объем излучающей области, $n(\mathbf{r})$ — концентрация плазмы излучающей области, $Q(E, \varepsilon)$ — сечение тормозного излучения кванта энергии ε электроном с энергией E , R — расстояние от Солнца до места регистрации излучения, $\bar{F}(E, t) = \int F(E, \mathbf{r}, t) n(\mathbf{r}) dV / \int n(\mathbf{r}) dV$, F — плотность потока быстрых электронов ($\text{electrons cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{keV}^{-1}$), которая, как известно, связана с функцией распределения электронов $f(v, \mathbf{r}, t)$ выражением $F(E, \mathbf{r}, t) dE = v f(v, \mathbf{r}, t) dv$, v и \mathbf{r} — скорость и координаты электрона. В расчетах мы использовали тормозное сечение в борновском приближении [2,14], рассматривая нерелятивистскую область энергий

$$Q(E, \varepsilon) = C \sigma(E, \varepsilon);$$

$$\sigma(E, \varepsilon) = \frac{1}{E\varepsilon} \ln \left(\frac{1 + \sqrt{1 - \frac{\varepsilon}{E}}}{1 - \sqrt{1 - \frac{\varepsilon}{E}}} \right), \quad (3)$$

где $C = 7.9 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2\text{keV}$ для водородной плазмы.

Из рис. 2, *b* следует, что величина фонового излучения с энергией 90 keV (25-й канал) становится сравнимой с излучением вспышки. И как следствие этого, будем считать, что для данной вспышки $\varepsilon_{\max} = 152 \text{ keV}$, что соответствует последнему 39-му каналу регистрации. При решении уравнения Вольтерра 1-го рода (2) необходимо учитывать, что функция $F(E, t)$ уже не обязательно должна быть монотонно спадающей. Поэтому для нахождения приближенного решения этого уравнения удобнее использовать метод регуляризации Тихонова [11,12] и рассматривать решения для различных параметров регуляризации.

Как было отмечено выше, не существует однозначного критерия выбора параметра регуляризации α . Выбор параметра регуляризации — это результат компромисса между желанием получить более гладкую функцию и точностью решения. Увеличение этого параметра ведет к получению более гладкой функции в ущерб точности решения. Уменьшение же α позволяет выявлять особенности решения, но может приводить к появлению отрицательных значений искомой функции. Поэтому для выявления особенностей спектра электронов мы будем приводить результаты решения уравнения (2) для

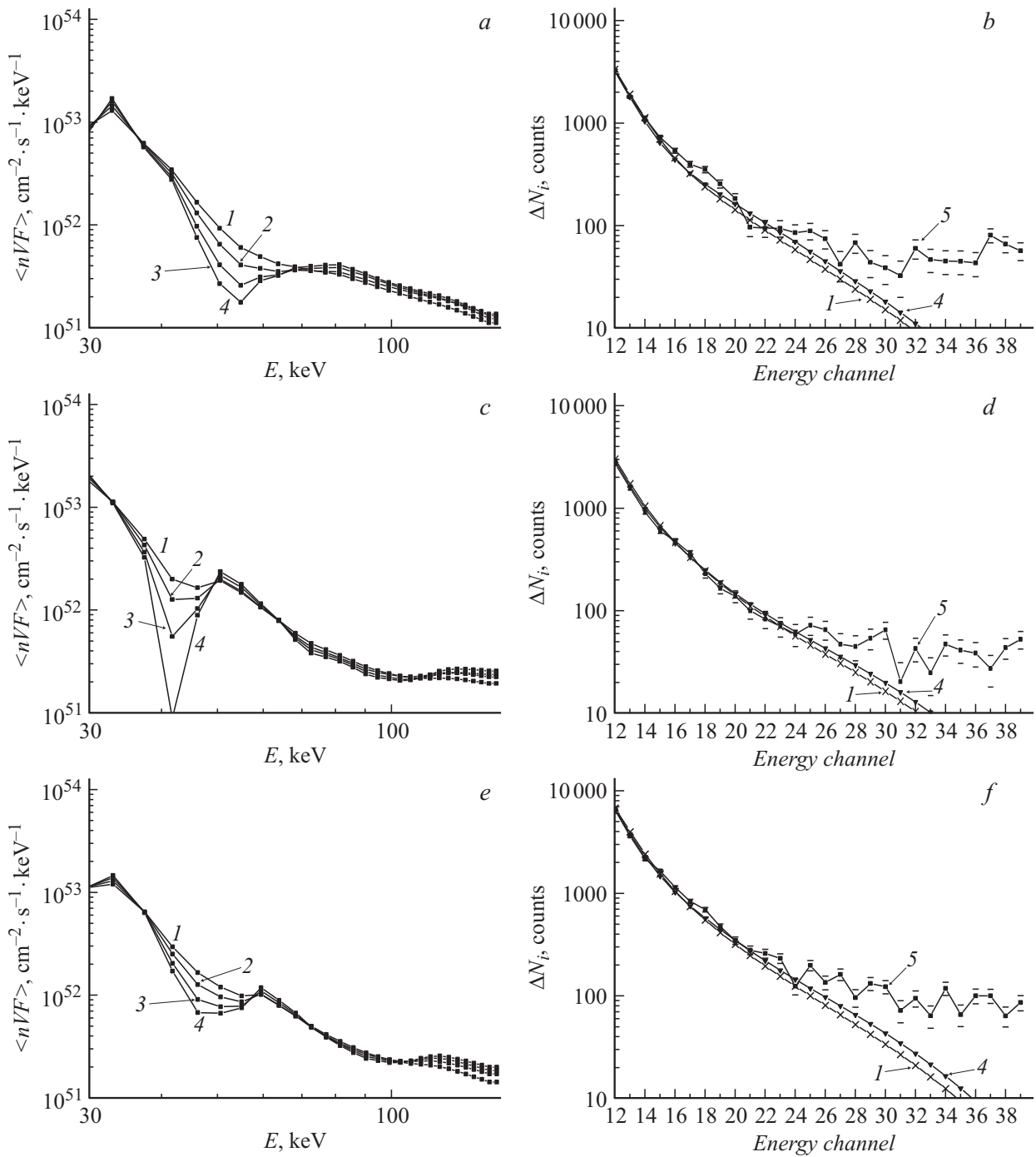


Рис. 3. Восстановленные энергетические спектры электронов (*a, c, e*) для различных параметров регуляризации α , расчетные аппаратные (*b, d, f*, кривые 1 и 4) и измеренные с учетом вычитания фона (кривая 5) спектры ЖРИ для рассматриваемых временных интервалов: 1 — $\alpha = 1 \cdot 10^{-5}$, 2 — $\alpha = 7 \cdot 10^{-6}$, 3 — $\alpha = 5 \cdot 10^{-6}$, 4 — $\alpha = 4 \cdot 10^{-6}$; $\langle nVF \rangle$ — среднее значение $\bar{nV}\bar{F}$ по времени для рассматриваемых временных интервалов.

различных значений параметра α . Возможные отрицательные значения искомой функции при некоторых значениях энергии E будем считать нулевыми.

Рассмотрим реконструированные распределения электронов с энергиями, большими 30 keV, которые генерируют жесткое рентгеновское излучение на различных стадиях развития вспышки (рис. 3). Этот диапазон

энергий позволяет нам отступить от переходной области 10–20 keV между компонентами квазитеплого и жесткого рентгеновского излучения. На рис. 3, *a, c, e* приведены результаты реконструкции энергетических распределений электронов для временных интервалов 1, 2, 3 (рис. 1) соответственно и рассчитанные на их основе аппаратные спектры (рис. 3, *b, d, f*) для различных па-

параметров регуляризации α . Полученные реконструкции позволяют сделать несколько выводов. Во-первых, в области энергии, превышающей 100 keV, уменьшение параметра регуляризации α приводит к большим различиям в спектре, что говорит об искажении в этой области спектра ЖРИ фоновым излучением, которое не удается полностью исключить. Во-вторых, спектр электронов в области 30–100 keV явно отличается от степенного. В-третьих, при уменьшении параметра регуляризации α наблюдается инверсия спектра: на первом временном интервале с меньшей интенсивностью ЖРИ инверсия в энергетическом распределении электронов приходится на область энергий 50–60 keV. На следующем временном интервале потоки электронов возрастают и область инверсии спектра смещается к меньшим энергиям — 40–50 keV. Отметим, что при уменьшении интенсивности ЖРИ эта особенность смещается в область больших энергий. Подобная инверсия в реконструированном спектре электронов ранее была отмечена в работе [6] при анализе вспышки 23 июля 2002 г. Для ее описания в работе [7] было сделано предположение, что нетепловая составляющая функции распределения электронов для энергий, меньших 40 keV, может быть $\sim E^7$, для энергии больше 40 keV — спадающий по степенному закону. Такая сильная зависимость от энергии в данной переходной области и приводит к различию графиков при различных значениях параметра регуляризации, которые можно видеть на рис. 3.

Инверсия энергетического спектра электронов отмечалась ранее в работах [6,15]. Возможные причины этого эффекта обсуждаются в работе [2]. Одной из них является формирования функции распределения надтепловых электронов при их распространении во вспышечной петле с учетом кулоновских столкновений с частицами окружающей плазмы. В этом случае на функции распределения формируется растущий с энергией участок [16] в результате зависимости частоты кулоновских столкновений от энергии частиц. При этом энергия, соответствующая локальному максимуму энергетического распределения электронов, может составлять десятки keV.

Другой возможной причиной появления минимума на энергетическом распределении электронов может быть то, что в спектрометр попадает не только первичное ЖРИ, но и часть отраженного от нижних слоев солнечной плазмы излучения [2]. Рассмотрение данного эффекта для ряда вспышек показало, в этом случае положение локального минимума приходится на диапазон энергий 13–19 keV [17]. Однако для рассматриваемой нами вспышки 15 апреля 2002 г. соответствующая локальному минимуму энергия находится в интервале между 40 и 60 keV. В пользу первого механизма свидетельствует то, что динамика электронов с энергией 40–60 keV отличается от динамики электронов более низких энергий. Так, на рис. 3 видно, что на втором временном интервале количество электронов с энергией 50–60 keV

в несколько раз больше чем на первом участке, а для электронов с энергией 30–40 keV различие гораздо меньше. Это говорит о том, что это разные популяции электронов: электроны тепловой плазмы и ускоренные во вспышке электроны.

Тем не менее однозначного ответа о причине такого локального минимума на энергетическом спектре электронов в настоящее время нет. В связи с этим необходимо проведение дальнейших исследований с привлечением большого количества вспышек различных рентгеновских классов, теоретическое изучение процессов ускорения и распространения частиц во вспышечной плазме с целью выяснения, является ли данная особенность спектра результатом того, что имеется нижняя граница энергии ускоренных во вспышках электронов (что носит фундаментальный характер), либо она связана с процессом распространения ускоренных электронов во вспышечной плазме, когда в область излучения проникают только частицы больших энергий. Также представляет интерес задача реконструкции спектров электронов, излучающих рентгеновские кванты из отдельных частей вспышечной петли, на основе данных других космических аппаратов, на которых установлены рентгеновские спектрометры с высоким пространственным разрешением.

Заключение

В работе проведена реконструкция энергетических спектров электронов, ускоренных во время вспышки 15 апреля 2002 г. на различных этапах развития вспышки, на основе данных, полученных рентгеновским спектрометром ИРИС на космической станции КОРОНАС-Ф. Для этого последовательно решались два интегральных уравнения, описывающих искажение спектра рентгеновских квантов во время их регистрации спектрометром и процесс генерации тормозного излучения быстрыми электронами. Полученные спектры электронов характеризуются локальным минимумом в области энергий 40–60 keV, при этом положение этого минимума не остается постоянным во время развития вспышки. Данный минимум может быть связан с тем, что существует нижняя граница ускоренных во вспышке электронов или с особенностями распространения быстрых электронов во вспышечной плазме. Однако выяснение конкретных причин и механизмов, приводящих к формированию этой особенности спектра, требует дальнейших экспериментальных и теоретических исследований.

Работа Г.Г. Моториной частично поддержана грантом РФФИ 14-02-00924 А, программой Marie Curie International Research Staff Exchange Scheme „RADIOSUN“ (PEOPLE-2011-IRLES-295272) и Программой Президиума РАН № 9. Работа Кудрявцева И.В. частично поддержана Программой Президиума РАН № 9 и грантом РФФИ 14-02-00924 А.

Список литературы

- [1] *Krucker S., Battaglia M., Cargill P.J., Fletcher L., Hudson H.S., MacKinnon A.L., Masuda S., Sui L., Tomczak M., Veronig A.L., Vlahos L., White S.M.* // *Astron. Astrophys. Rev.* 2008. Vol. 16. P. 155–208.
- [2] *Kontar E.P., Brown J.C., Emslie A.G., Hajdas W., Holman G.D., Hurford G.J., Kašparová J., Mallik P.C.V., Massone A.M., McConnell M.L., Piana M., Prato M., Schmahl E.J., Suarez-Garcia E.* // *Space Sci.Rev.* 2011. Vol. 159. N 1–4. P. 301–355.
- [3] *Holman G.D., Aschwanden M.J., Auras H., Battaglia M., Grigis P.C., Kontar E.P., Liu W., Saint-Hilaire P., Zharkova V.V.* // *Space Sci. Rev.* 2011. Vol. 159. N 1–4. P. 107–166.
- [4] *Charikov Yu.E., Melnikov V.F., Kudryavtsev I.V.* // *Geomagn. Aeronomy.* 2012. Vol. 52. N 8. P. 1021–1031.
- [5] *Melnikov V.F., Charikov Yu.E., Kudryavtsev I.V.* // *Geomagn. Aeronomy.* 2013. Vol. 53. N 7. P. 863–866.
- [6] *Piana M., Massone A.M., Kontar E.P., Emslie A.G., Brown J.C., Schwartz R.A.* // *Astrophys. J.* 2003. Vol. 595. L127–L130.
- [7] *Brown J.C., Emslie A.G., Holman G.D., Johns-Krull C.M., Kontar E.P., Lin R.P., Massone A.M., Piana M.* // *Astrophys. J.* 2006. Vol. 643. P. 523–531.
- [8] *Charikov Yu.E., Dmitrijev P.B., Koudriavtsev I.V., Lazutkov V.P., Matveev G.A., Savchenko M.I., Skorodumov D.V.* // *Proc. IAU Symposium 223.* Ed. by A.V. Stepanov, E.E. Benevolenskaya, A.G. Kosovichev. Cambridge University Press, 2004. P. 429–432.
- [9] *Дмитриев П.Б., Кудрявцев И.В., Лазутков В.П., Матвеев Г.А., Савченко М.И., Скородумов Д.В., Чариков Ю.Е.* // *Астрономический вестник.* 2006. Т. 40. № 2. С. 160–170.
- [10] *Верлань А.Ф., Сизиков В.С.* Методы решения интегральных уравнений с программами для ЭВМ. Киев: Наукова думка 1978. 292 с.
- [11] *Верлань А.Ф., Сизиков В.С.* Интегральные уравнения: методы, алгоритмы, программы. Киев: Наукова думка, 1986. 544 с.
- [12] *Тихонов А.Н., Арсенин В.Я.* Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1979. 286 с.
- [13] *Цыпкин Я.З.* Адаптация и обучение в автоматических системах. М.: Наука, 1968. 400 с.
- [14] *Koch H.W., Motz J.W.* // *Rev Mod. Phys.* 1959. Vol. 31. N 4. P. 920–955.
- [15] *Моторина Г.Г., Кудрявцев И.В., Лазутков В.П., Савченко М.И., Скородумов Д.В., Чариков Ю.Е.* // *ЖТФ.* 2012. Т. 82. Вып. 12. С. 11–15.
- [16] *Emslie A.G., Smith D.F.* // *Astrophys. J.* 1984. Vol. 279. P. 882–895
- [17] *Kontar E.P., Dickson E., Kašparová J.* // *So. Phys.* 2008. Vol. 252. P. 139–147