

Пространственное распределение рентгеновских спайков в магнитоактивной плазме солнечной вспышки 03 июля 2017

© Ю.Е. Чариков,¹ В.И. Шувалова,² Е.М. Склярова,¹ А.Н. Шабалин^{1,3}

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия

² Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,
196140 Санкт-Петербург, Россия

³ Институт космических исследований РАН,
117997 Москва, Россия
e-mail: Yuri.Charikov@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 28 мая 2024 г.

В окончательной редакции 27 февраля 2025 г.

Принято к публикации 3 марта 2025 г.

Проанализировано пространственное распределение источников миллисекундных всплесков (спайков) жесткого рентгеновского излучения, зарегистрированных во время солнечных вспышек спектрометрами RHESSI и Fermi GBM. Анализ временной структуры жесткого рентгеновского излучения 10 залимбовых событий не выявил спайков в восьми из них. В частично затененной вспышке SOL2017-07-03T16:13:22 (класс M1.3) на стадии роста потока в диапазоне энергий от 11 до 100 keV спектрометром Fermi GBM были зарегистрированы отдельные спайки, длительность которых составляет порядка 300–700 ms. Анализ пространственных изображений источников в экстремальных ультрафиолетовых линиях 171, 94, 131 Å и данных RHESSI 3–100 keV в этом событии позволил определить их местоположение в корональной части низколежащей петельной структуры вспышечного магнитного поля.

Ключевые слова: вспышки, рентгеновское излучение, ультрафиолетовое излучение, спайки, ускорение.

DOI: 10.61011/JTF.2025.07.60648.194-24

Введение

Несмотря на возрастающий объем наблюдательных данных, проблема энерговыделения и ускорения частиц во время солнечных вспышек остается одной из нерешенных задач физики Солнца. Жесткое рентгеновское (ЖР) излучение, генерируемое ускоренными во вспышке электронами, потенциально может отражать самые малые временные масштабы процесса(-сов) ускорения. В настоящей работе будем анализировать сверхтонкую временную структуру ЖР излучения вспышек. Первая регистрация миллисекундных рентгеновских спайков во время солнечных вспышек связана с запуском в 1980 г. Solar Maximum Mission (SMM) и функционированием спектрометра Hard X-ray Burst Spectrometer (HXRBS). Спектрометр HXRBS был примечателен тем, что мог производить относительно быстрые спектральные измерения и стал первым прибором, наблюдавшим субсекундные импульсы потока ЖР излучения солнечной вспышки [1,2]. В 1990-х годах изучение сверхтонкой временной структуры рентгеновского излучения продолжилось в связи с запуском космической обсерватории Compton Gamma-Ray Observatory (CGRO) [3]. Спектрометр полного Солнца Burst And Transient Source Experiment (BATSE) позволял проводить измерения рентгеновского потока с высоким, 16-миллисекундным, временным разрешением, но не позволял получать

пространственные данные о локализации источников излучения. Аналогичные исследования проводились с использованием данных других космических аппаратов, таких, как SMM [4], Konus-Wind [5] и Fermi [6]. Для изучения пространственного распределения источников рентгеновского излучения использовались данные с Yohkoh [7] и Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager (RHESSI) [8]. Следует заметить, что временная структура вспышечного ЖР излучения, зарегистрированного с разрешением 16, 64 ms, представляет собой нестационарный ряд с наложенными друг на друга отдельными импульсами. Для выявления отдельных импульсов ms-длительности (в дальнейшем — „спайков“) была предложена методика, которая включает вычитание тренда, вычисление стандартного отклонения, а также критерии определения спайка, как ms-структуры рентгеновского излучения [9]. Рентгеновские спайки регистрировались во многих вспышках спектрометрами полного Солнца [3–6], однако пространственное распределение источников ЖР излучения спайков остается мало исследованным. Если исходить из предположения, что ЖР излучение спайков является тормозным излучением ускоренных электронов, эффективность которого определяется концентрациями плазмы и пучка, источники ЖР спайков должны быть локализованы в хромосферной части вспышечных петель, где концентрация

плазмы выше, по крайней мере, на три порядка, чем в корональной области магнитной петли.

Заметим, что изучение локализации ЖР спайков спектрометром RHESSI затруднено из-за необходимости демодуляции сигнала, связанной с вращением инструмента. Как показано в [10], процесс демодуляции вносит дополнительные систематические неопределенности, что ограничивает использование данных RHESSI для исследования быстрых временных вариаций излучения. Тем не менее анализ структуры ЖР излучения солнечных вспышек, зарегистрированных в 2002 г. спектрометром RHESSI, позволил авторам [11,12] заявить, что в некоторых вспышках ЖР спайки скорее всего генерируются в основаниях петель на расстоянии 40–50 arc sec друг от друга. Локализация источников в верхних частях петель в этих исследованиях не была выявлена. Мы применили альтернативный подход к изучению локализации ЖР спайков, основанный на данных, полученных спектрометрами полного Солнца для так называемых залимбовых (или частично залимбовых) вспышек, основания петель (оба или одно) которых затемнены для наблюдений с орбиты Земли. Следует заметить, что в данных наблюдениях не требуется применять сложную процедуру демодуляции ЖР сигнала. Высокое временное разрешение (16, 64 ms) спектрометров полного Солнца CGRO/BATSE, Konus-Wind, Fermi Gamma-ray Burst Monitor (Fermi GBM) открывает возможности для анализа сверхтонкой временной структуры (спайков) ЖР излучения вспышек. Для залимбовых событий возможно наблюдение источников излучения в верхней (корональной) части петельной структуры магнитного поля, видимой с орбиты Земли, в моменты появления (исчезновения) на восточном или западном краях диска (лимбе) Солнца.

Цель настоящей работы — проанализировать миллисекундную структуру ЖР излучения в корональных частях магнитных петель в залимбовых или частично затемненных вспышках, основания (оба или одно) которых скрыты для наблюдений с земной орбиты.

Следует заметить, что число зарегистрированных залимбовых событий невелико по сравнению с общим числом вспышек. По данным каталога Konus-Wind [13] зарегистрировано всего 14 вспышек в триггерном режиме в период с 2001 по 2015 гг. Из них 9 частично затемненных и только 5 залимбовых. Прежде всего, это связано с малой вероятностью происхождения вспышек в момент появления верхней части петель из-за лимба на восточном краю диска или ухода нижних частей петель на западном краю. Прежде чем перейти к рассмотрению структуры ЖР излучения вспышек, обсудим вопрос пространственной локализации источников излучения.

Общепринято, что вспышечные процессы происходят в активных областях (АО), структура которых определяется конфигурацией магнитного поля. Для нелиimbusовых

событий геометрию магнитного поля в хромосфере — короне удается получить в модели нелинейного бессилового поля (NLFFF), используя данные измерений Helioseismic and Magnetic Imager на спутнике Solar Dynamic Observatory (SDO/HMI) в качестве граничных условий [14,15]. Магнитные силовые линии, а точнее магнитные трубки с сечением, определяемым масштабом магнитных неоднородностей в пятне, представляют собой вытянутые петли сложной геометрии с широм. Магнитные трубки заполнены плазмой, параметры которой отличаются от температуры и концентрации окружающей среды. Потеря устойчивости подобной структуры может приводить к эруптивным процессам — вспышкам, корональным выбросам плазмы, волнам различных типов, ускорению частиц и т.д. Эволюцию магнитного поля напрямую наблюдать не удастся, о ней судят по изменению структуры излучения, в первую очередь по экстремальному ультрафиолетовому (ЭУФ) излучению. В рассматриваемых в настоящей работе событиях вспышечное ЭУФ излучение в 9 длинах волн наблюдалось прибором The Atmospheric Imaging Assembly (SDO/AIA) с высоким пространственным разрешением ~ 1 arc sec и представляло собой систему петель различной высоты с разнотемпературной плазмой. Именно подобное распределение соотносилось с конфигурацией магнитного поля и в дальнейшем сопоставлялось с дискретными источниками ЖР излучения. Таким образом, производилась локализация рентгеновских источников по отношению к ЭУФ — петлям, а значит и конфигурации магнитного поля.

Следует заметить, что петельная структура (ее верхняя часть в первую очередь) в рентгеновском излучении наблюдается редко по причине специфики тормозного механизма (bremsstrahlung) ускоренных электронов, которые преимущественно теряют энергию в плотной плазме (толстая мишень), т.е. в хромосфере, и из-за относительно малого динамического диапазона рентгеновских спектрометров. В ряде событий были зарегистрированы достаточно яркие локальные ЖР источники (2–3 пятна), разнесенные на расстояния порядка 10 и более угловых секунд [16]. Причина возникновения третьего источника объяснялась накоплением ускоренных электронов в верхней части структуры, которая негласно стала ассоциироваться с петлями ЭУФ излучения, а значит и с магнитными петлями (аркадами) [17]. Отметим, что при сопоставлении ЖР источников с ЭУФ картами необходимо учитывать ряд причин, не позволяющих строго локализовать ЖР источники по отношению к ЭУФ петлям:

- 1) длины ЭУФ петель могут быть сравнимы с размерами ЖР источников;
- 2) существует погрешность при совмещении карт изображений в ЭУФ и ЖР диапазонах;
- 3) возникает вопрос о правомерности сравнения локальных ЖР источников с непрерывно излучающей ЭУФ петлей.

Исследованные вспышки

Вспышка	Рентгеновский класс	Наличие спайков
SOL2002-04-21T01:15:00	X1.5	нет
SOL2002-08-03T19:04:05	X1.0	нет
SOL2003-10-23T19:54:46	X1.1	нет
SOL2004-08-18T17:31:03	X1.8	нет
SOL2012-08-06T04:35:40	M1.6	есть
SOL2013-05-13T02:08:16	X1.7	нет
SOL2014-02-25T00:42:44	X4.9	нет
SOL2015-03-02T15:25:28	M3.7	нет
SOL2015-06-14T00:55:04	M2.0	нет
SOL2017-07-03T16:13:22	M1.3	есть

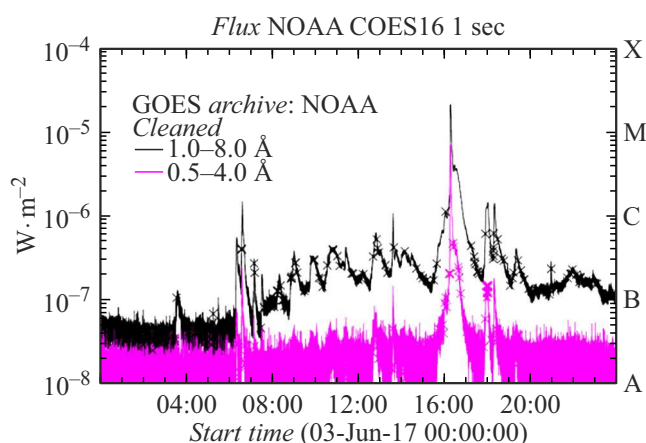


Рис. 1. Временная история солнечного рентгеновского излучения, зарегистрированного спутником GOES 16 03 июля 2017 г.

1. Пространственная и временная структура ЖР излучения вспышки SOL2017-07-03

В таблице приведен список частично затененных и заливочных вспышек, жесткое рентгеновское излучение которых анализировалось с целью выявления спайковой временной структуры. Как следует из таблицы, в 80 % событий ms-структура не была обнаружена.

Рассмотрим одно из событий (см. таблицу), в структуре ЖР излучения которого были обнаружены субсекундные импульсы. На рис. 1 показана временная история солнечного рентгеновского излучения, зарегистрированного спутником GOES 03 июля 2017 г.

Вспышка класса M1.3 произошла в активной области на западном краю солнечного диска с координатами [945,52] arc sec 3 июля 2017 г. в 15:54:45 UTC. Следует

заметить, что в предыдущие дни солнечная активность была на довольно низком уровне — фоновое излучение соответствовало уровню, не превышающему рентгеновский класс B, т.е. 10^{-7} W/m^2 в диапазоне (1–8) Å, а последняя вспышка класса C была зарегистрирована 7 июня 2017 г., т.е. вспышечная активность данной АО практически отсутствовала при прохождении по диску Солнца, и только за 9 h до рассматриваемого события резко возросла, произошло 8 вспышек, одна из которых была класса C1.0, остальные класса B (рис. 1), которые можно отнести к предвспышечным индикаторам (проявлениям) эволюции магнитного поля.

На рис. 2 показаны временные профили рентгеновского излучения вспышки SOL2017-07-03, зарегистрированного Fermi GBM. На верхней панели — общий временной профиль вспышки в четырех энергетических каналах. На средней панели приведен профиль излучения в канале 26–50 keV до вычитания тренда, показанного голубым цветом, на нижней — после вычитания тренда. Излучение 4.3–11 keV, скорее всего, квазипепловое (тормозное излучение электронов с максвелловским распределением по скоростям с возможным вкладом линий высокоионизованных элементов), временной профиль кривой монотонно возрастающей–убывающей. Излучение с энергией выше 25 keV — тормозное излучение (bremsstrahlung) высокоэнергичных электронов, причем временные профили на интервале первых 30 s представляют импульсную структуру секундной длительности, в пиках каждого импульса выявлена более тонкая миллисекундная структура — спайки. Что касается структуры излучения 11–26 keV, то возможна суперпозиция квазипеплового и тормозного излучений.

Детали временной структуры обсудим ниже, а сейчас рассмотрим возможную пространственную локализацию источников излучения. Поскольку АО расположена на краю диска, рассчитать структуру хромосферно-корональной части магнитного поля методом NLFFF не удастся из-за отсутствия данных SDO/HMI. Частично обойти эту проблему можно, если использовать изображения, полученные телескопом SDO/AIA в 9 линиях ЭУФ диапазона с высоким пространственным разрешением ~ 1 угловой секунды. Анализ ЭУФ изображений (рис. 3), полученных SDO/AIA во время вспышки в различных линиях, позволил выявить систему петель как высоких — (20–30) arc sec с температурой плазмы выше 10^6 K , так и низких ($< 10 \text{ arc sec}$), которые медленно эволюционировали от момента начала регистрации в 16:04:06 UTC вплоть до начала резкого увеличения яркости низких петель в 16:13:18 UTC.

Отметим, что для канала 171 Å пик функции отклика приходится на ионизационную стадию Fe IX при температуре около 0.63 MK. Для канала 131 Å основной вклад вносят линии Fe VIII и Fe XXI с максимумами около 0.4 и 10 MK соответственно. Взаимодействие высокой петли (петель) с нижележащей системой петель привело к потере устойчивости и ее подъему (рис. 3, нижняя панель, слева). Возможно,

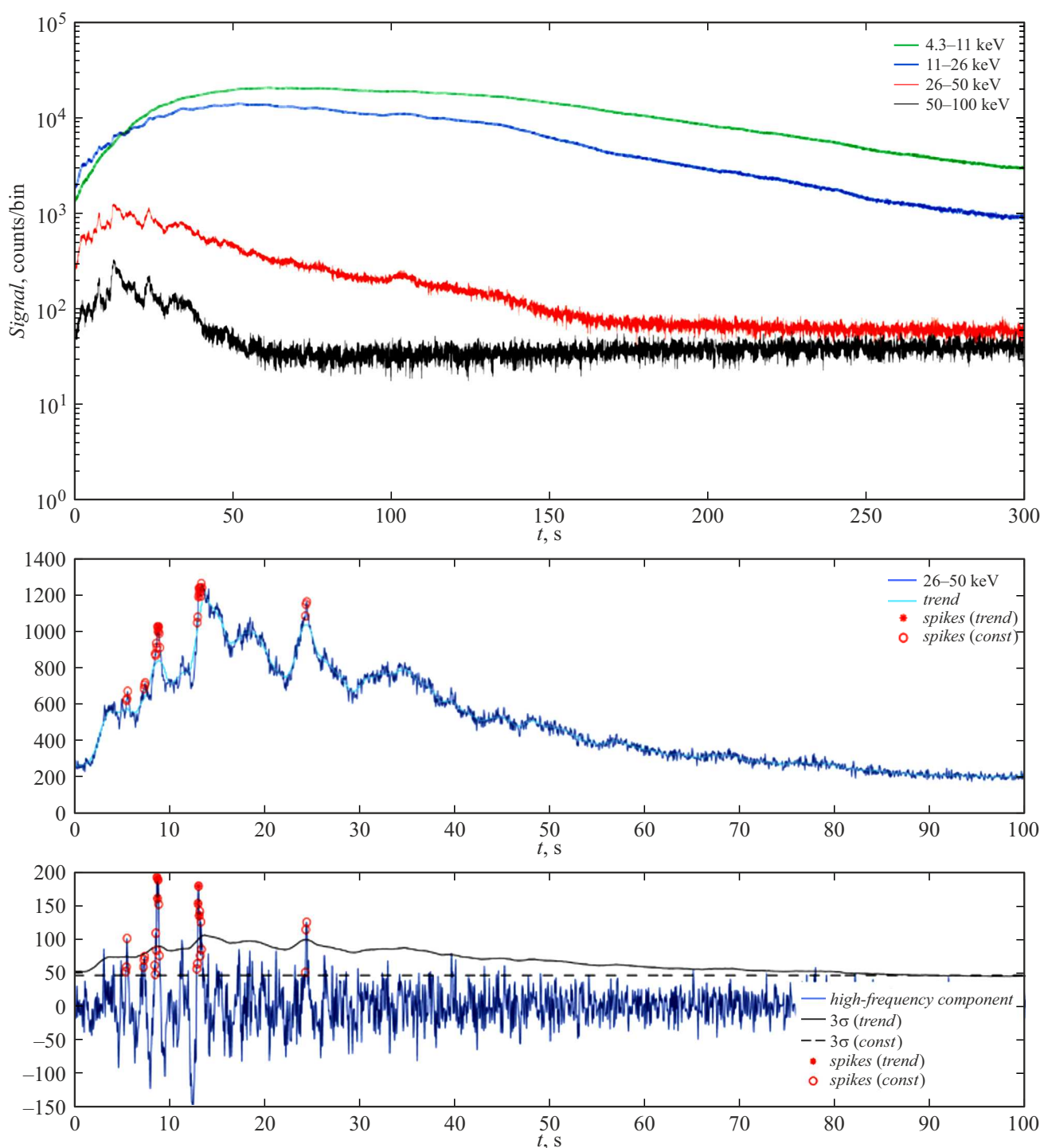


Рис. 2. Сверху — временные профили ЖР излучения события SOL2017-07-03 — данные Fermi GBM. Снизу — фрагмент ЖР излучения 26–50 keV при наличии тренда (голубая кривая) и без него. Красными маркерами отмечены моменты времени регистрации спайков. Время $t = 0$ s соответствует мировому времени 16:13:18 UTC.

такая перестройка (подъем) привела к вспышке низкой системы петель, видимых в ЭУФ линиях (рис. 3, панели справа), которое сменилось в 16:13:18 UTC взаимодействием с уже существовавшей ранее петельной структурой, приведшим к резкому изменению конфигурации магнитного поля. Перестройка конфигура-

ции магнитного поля способствовала возникновению индукционного электрического поля, ускорению электронов до энергий 100 keV и их тормозному рентгеновскому излучению. Следует учесть, что разрешение RHESSI 11.8 arc sec (детектор 4F) намного хуже, чем разрешение SDO/AIA — ~ 1 arc sec. Поэтому площадь

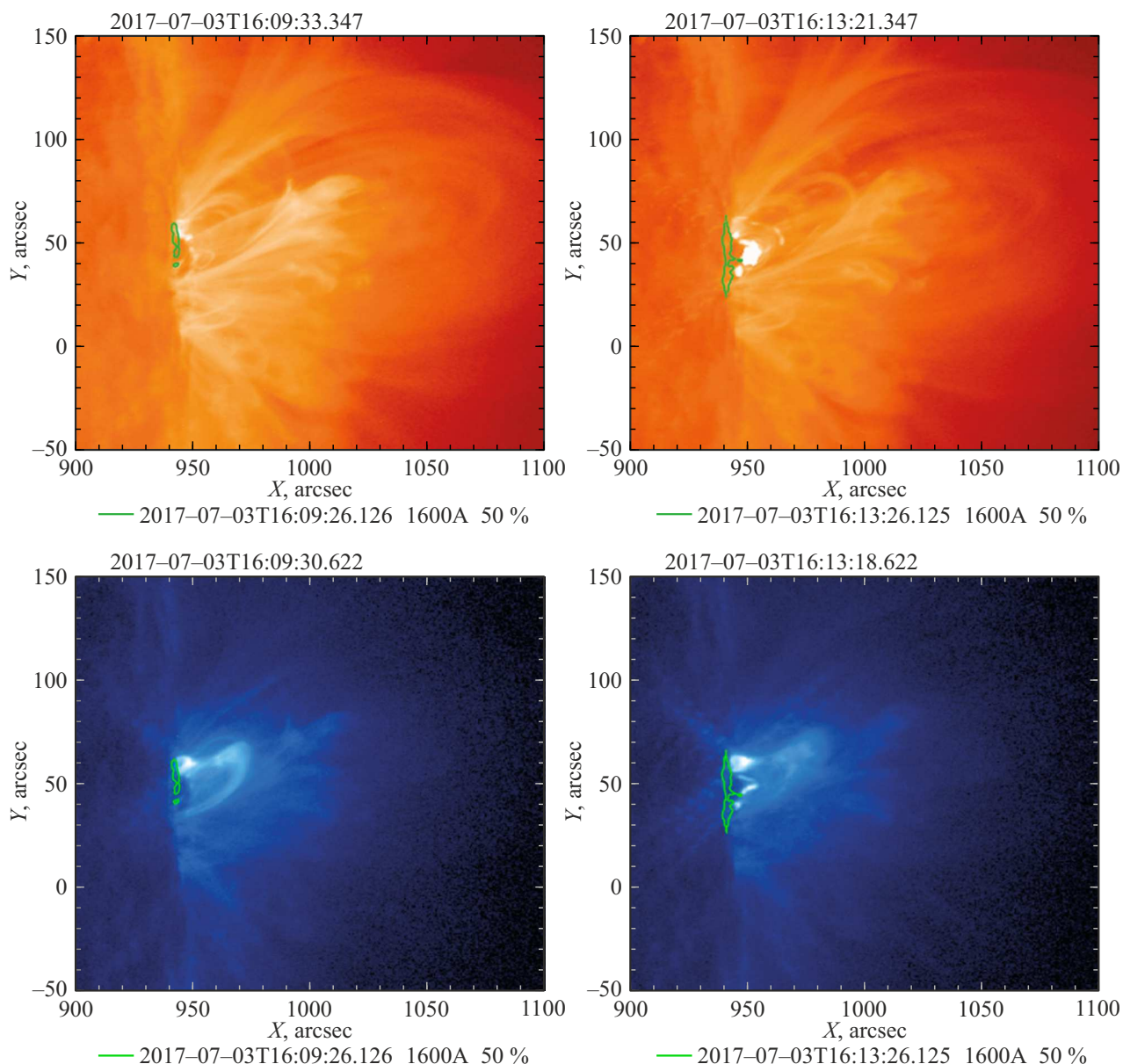


Рис. 3. ЭУФ изображения SDO/AIA в линии 171 Å —верху и 131 Å —внизу; приведены для указанных двух моментов времени до начала вспышки. Зеленый контур соответствует излучению в линии 1600 Å на уровне 50 %.

локальных источников ЖР излучения при наложении на ЭУФ изображения перекрывает последние, и потому сопоставление изображений, особенно для лимбовых событий, не приводит к строгой взаимной локализации источников (рис. 4). Для вспышки SOL2017-07-03 центроиды рентгеновских изображений, построенные по данным RHESSI для момента времени 16:13:03 UTC, расположены практически на лимбе: причем центроиды изображений 3–6 и 6–12 keV несколько смещены вверх, в корону (рис. 5), что соответствует, скорее всего, верхней части низких магнитных петель, видимых в ЭУФ линиях (рис. 4, 5). Источники ЖР излучения в каналах 11–26 и 25–50 keV локализованы несколько ниже, ближе к переходной области корона–хромосфера. Опираясь на численные кинетические расчеты распро-

странения ускоренных электронов во вспышечных петлях [18], можно утверждать, что генерация спайков короче 1 s невозможна в плазме с концентрацией менее $\sim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, кроме случая сильно анизотропных пучков электронов, излучение которых, впрочем, наблюдать будет невозможно в силу недостаточного динамического диапазона ЖР спектрометров. Таким образом, есть все основания предположить, что источник 11–26 keV локализован в нижней короне с концентрацией плазмы в пределах от $\sim 10^{11}$ до $\sim 5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Что касается источников более жесткого излучения ($> 50 \text{ keV}$), то их локализации имеет место на лимбе, в одном из видимых оснований ЭУФ петель. Как видно, распределение по высоте источников ЖР излучения разных энергий не превышает нескольких угловых секунд, что

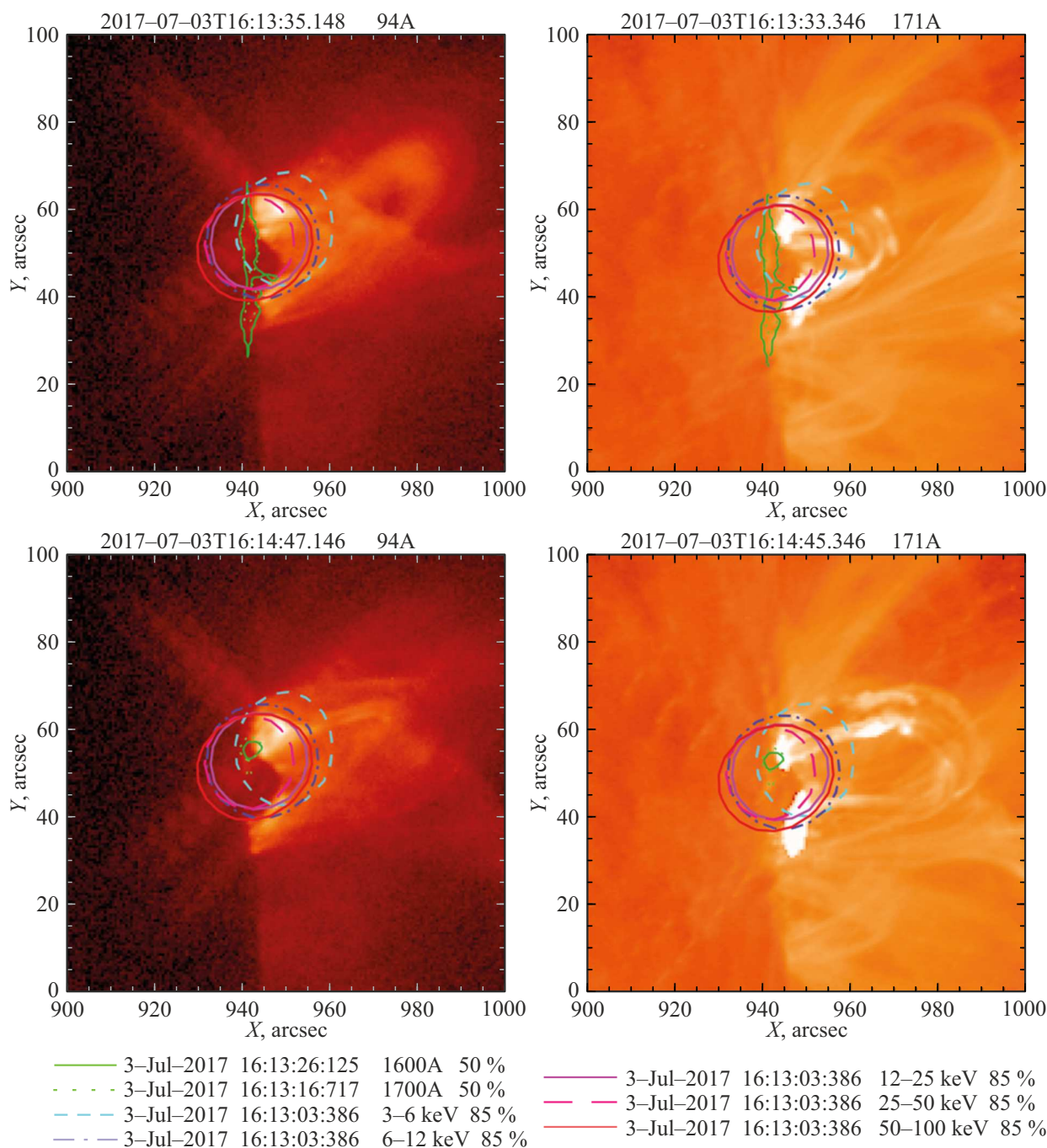


Рис. 4. Пространственная локализация источников ЖР излучения вспышки SOL2017-07-03 (данные RHESSI). ЭУФ изображения SDO/AIA 94 Å (панели слева) и 171 Å (панели справа) приведены в два момента времени (показаны сверху над панелями). Контур в ЭУФ линиях 1700, 1600 Å приведены для уровня 50 %, контур ЖР излучения — для уровня 85 %. ЖР контур на всех панелях даны для момента времени, который соответствует пика излучения вспышки.

намного меньше высоты видимого превышения вершины вспыхивающих петель над основаниями $\sim (1-3) \cdot 10^9$ см (14.3–42.9 arc sec). Таким образом, данная вспышка по высотному расположению источников ЖР излучения может быть отнесена к типу частично затененных событий.

Взрывная фаза вспышки началась в 16:13:22 UTC и совпала с эрупцией плазмы, видимой в ЭУФ линиях

(рис. 4). Причиной подобного выброса плазмы и началом взрывной фазы вспышки, по всей видимости, являлось изменение конфигурации магнитного поля, что подтверждается изменением структуры ЭУФ петель. Энергетический спектр в момент пика излучения аппроксимируется степенным законом с показателем 3.66 [19] в диапазоне энергий 15–100 keV и является спектром тормозного излучения ускоренных электронов.

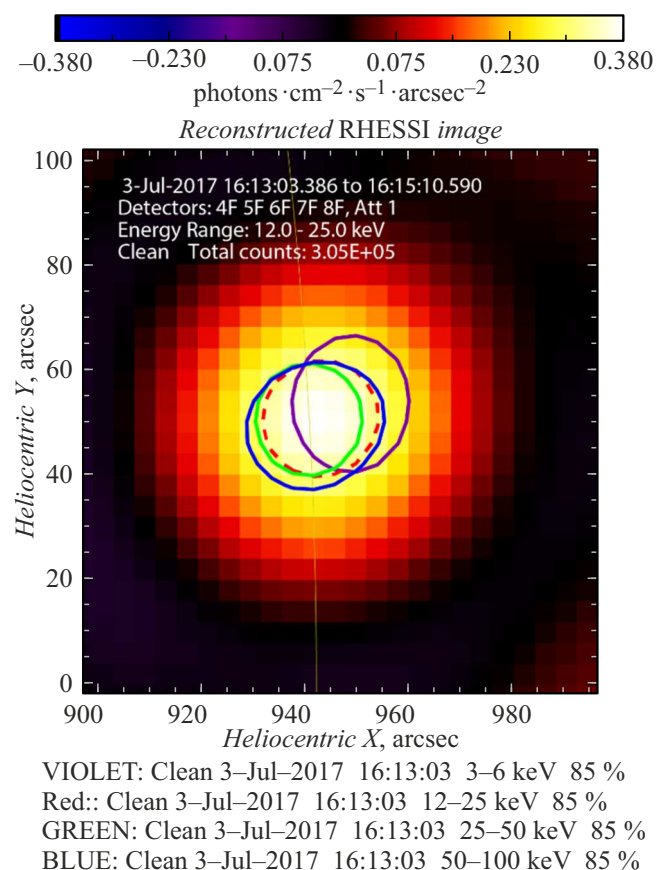


Рис. 5. ЖР изображение RHESSI, полученное методом Clean на энергиях: 3–6 (фиолетовый контур), 12–25 (фон и красная штриховая линия), 25–50 (зеленый контур), 50–100 keV (синий контур). Контурные линии соответствуют уровню 85%.

2. Характеристики спайков в ЖР излучении вспышки SOL2017-07-03

Как следует из рис. 2, миллисекундные возрастания скорости счета (спайки) регистрировались на стадии роста и пика излучения. Рассмотрим структуру отдельных ЖР спайков. Прежде всего, обсудим вопрос выявления спайков во временных рядах ЖР излучения. Для вспышки SOL2017-07-03 стандартное отклонение σ было определено несколькими способами:

- (1) — постоянное по всему высокочастотному временному ряду значение;
- (2) — переменное значение, равное квадратному корню из значения тренда в каждом бине;
- (3) — значение, вычисленное в скользящем окне шириной 30 и 60 s (рис. 2).

Подчеркнем, что спайки зафиксированы для случаев постоянного значения уровня σ и вычисленного на основе корня из тренда. Второй вариант определения стандартного отклонения представляется более обоснованным, так как учитывает зависимость величины шума от фазы вспышки. Кроме критерия превышения уровня 3σ , важным критерием отбора спайков является

многоточечный профиль и повторяемость профиля в разных энергетических диапазонах. Из анализа ЖР профилей (рис. 6) следует, что в указанном временном интервале можно выделить 4 спайка, хотя не все из них удовлетворяют всем предложенным критериям.

Первое, что стоит отметить, — в диапазоне энергий 4–11 keV спайки не выявлены, что подтверждает вывод о квазитепловом механизме излучения. На рис. 6 представлены фрагменты скорости счета вспышки SOL2017-07-03 в диапазонах 11–26, 26–50 и 50–100 keV, зарегистрированные в узком временном интервале 16:13:24–16:13:31 UTC спектрометром Fermi GBM. Особо отметим подобие временных профилей ЖР спайков в разных диапазонах энергии в момент времени 16:13:26 UTC, что свидетельствует о

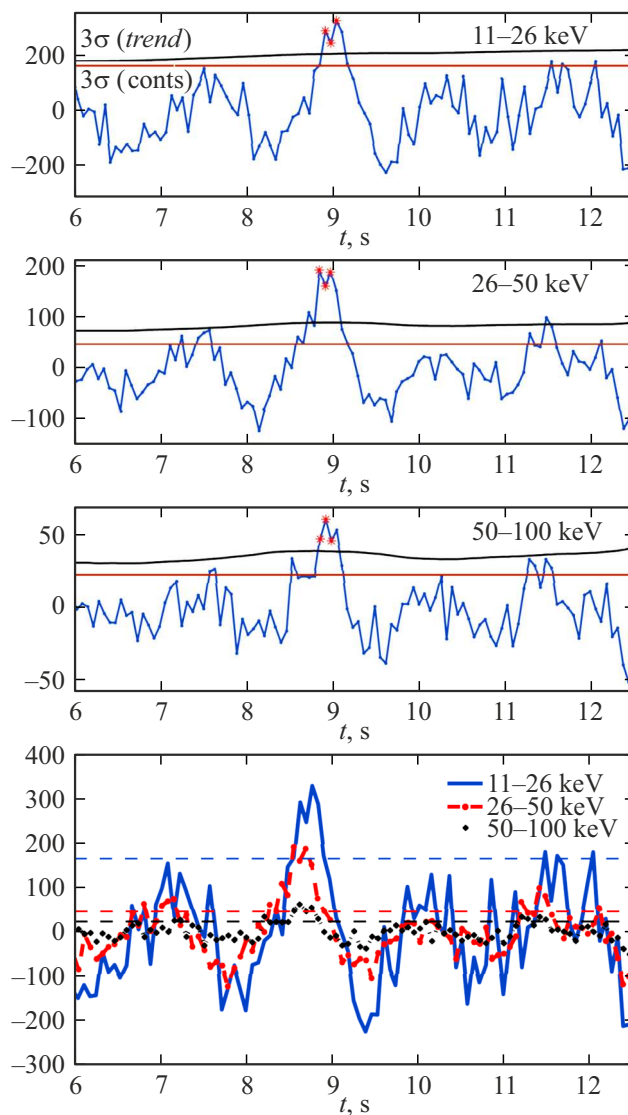


Рис. 6. На трех панелях сверху показаны фрагменты скорости счета вспышки SOL2017-07-03 в диапазонах 11–26, 26–50 и 50–100 keV, зарегистрированные в интервале времени 16:13:24–16:13:31 UTC. Внизу — те же фрагменты, объединенные в одной панели.

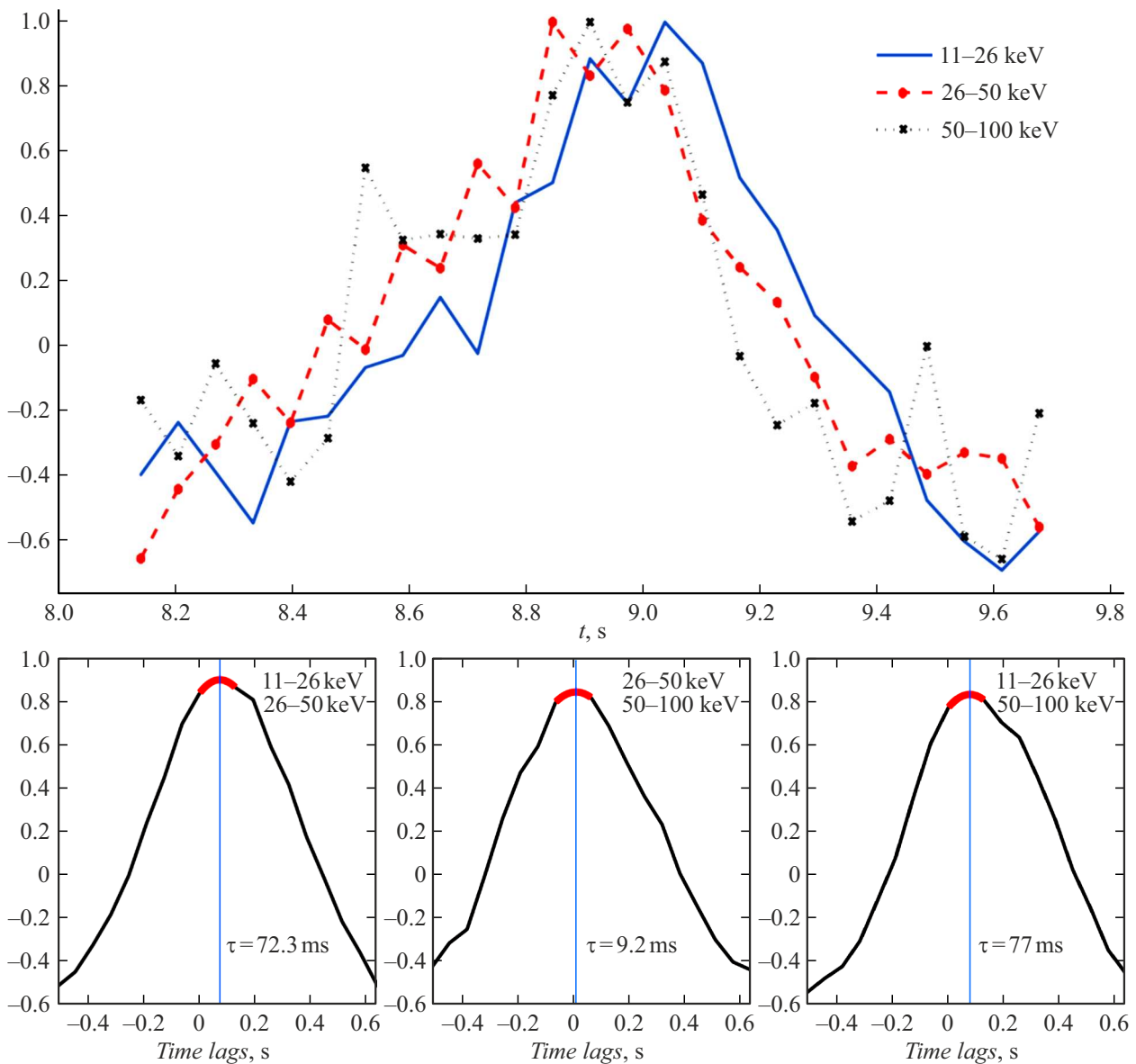


Рис. 7. Сверху — основной спайк в ЖР излучении вспышки SOL2017-07-03 с нормированными значениями отсчетов в трех энергетических каналах. Снизу — попарные корреляционные функции временных рядов ЖР излучения.

подобии временных профилей ускоренных электронов и параметров вспышечной плазмы в источнике излучения.

Рассмотрим временную структуру наиболее отчетливого спайка в 16:13:26 UTC. Отметим, что профили спайков разных энергий — симметричные, в отличие от профилей элементарных всплесков с более продолжительным спадом. Длительность спайков по уровню FWHM составляет 500–700 ms, а временное разрешение (длительность одного бина) — 0.064 s. Обратим внимание, что временные профили спайков в каналах 11–26 (средневзвешенное по спектру значение энергии $E_1 = 13.5$ keV, скорость $v_1 = 6.9 \cdot 10^9$ cm/s) и 26–50 ($E_2 = 33.3$ keV, скорость $v_2 = 10.9 \cdot 10^9$ cm/s) (рис. 6) подобны по структуре и несколько отличаются от профиля в канале 50–100 ($E_3 = 66.6$ keV, скорость

$v_3 = 15.4 \cdot 10^9$ cm/s). Отметим, что полученная нами средневзвешенная по спектру энергия в низкоэнергетичном канале ($E_1 = 13.5$ keV) была вычислена, исходя из степенного распределения, без учета квазипереплюса. Это может приводить к искажению интерпретации реальной энергетической структуры электронов, формирующих это излучение. Анализ временных задержек излучения наиболее отчетливого спайка в разных каналах, проведенный вычислением попарных корреляционных функций, показал (рис. 7), что опережение излучения 50–100 ($E_3 = 66.6$ keV) составляет: по отношению к 11–26 ($E_1 = 13.5$ keV) 77 ms, а к каналу 25–50 ($E_2 = 33.3$ keV) — 9 ms. Для определения времени задержки между сигналами проводилась интерполяция трех точек вблизи максимума корреляционной функции

полиномом второй степени (красная штриховая линия, рис. 7). Как видно, спектр временных задержек $\tau(E)$, спадающий с ростом энергии, близок к степенному закону $E^{-1/2}$, характерному для свободного пролета ускоренных электронов в магнитной петле.

Заметим, что для реализации модели свободного пролета должно одновременно выполняться несколько условий: одновременность ускорения и инжекции на одной высоте, при этом электроны не теряют энергию и не испытывают кулоновского рассеяния при распространении вдоль магнитной петли и др. Несмотря на достаточно жесткие условия, закон $E^{-1/2}$ приближенно наблюдался во многих вспышках [19]. Как следует из величин задержек спайкового излучения, в событии SOL2017-07-03 закон $E^{-1/2}$ строго не выполняется, хотя спадающий спектр временных задержек предполагает, что высокоэнергичные электроны ($E_3 = 66.6 \text{ keV}$) излучают первыми, опережая на десятки ms излучение меньших энергий.

Полученные нами значения субсекундных задержек в рентгеновском излучении требуют осторожной интерпретации в свете оценок статистической погрешности. Как показано в работах [20,21], погрешность определения временных задержек, обусловленная шумом и статистикой фотонов, может достигать величин, сравнимых с временным разрешением прибора (около 64 ms в нашем случае). Проведенное нами дополнительное моделирование по методу Монте-Карло подтвердило подобные оценки. Таким образом, хотя обнаруженные задержки согласуются с ожидаемыми физическими процессами ускорения электронов и формирования вспыхечного рентгеновского излучения, следует учитывать возможное влияние статистических флуктуаций при количественной интерпретации полученных результатов.

3. Обсуждение результатов

Тормозное рентгеновское излучение наиболее эффективно генерируется в плотной плазме вспыхечных петель. Мера эмиссии пропорциональна концентрациям плазмы и пучка ускоренных электронов. Поэтому следует ожидать локализации наиболее ярких источников ЖР излучения в хромосферной части вспыхечных петель, где концентрация плазмы максимальна. В вершине петли ЖР источники также могут иметь место, но их яркость, как правило, невелика из-за более низкой концентрации плазмы по сравнению с основаниями петель, и потому они реже регистрируются в наблюдениях. Однако, как показано выше, спайки ЖР излучения частично затененной вспышки SOL2017-07-03 генерируются не только в основании, но и в вершинах системы низких петель, видимых в горячих и холодных ЭУФ линиях. Это вызывает вопросы о параметрах плазмы (в первую очередь о значении концентрации плазмы) в вершине петли (петель), о модели ускорения и инжекции электронов с энергией порядка (и выше) 100 keV на миллисекундном

временном масштабе. Обычно значение концентрации плазмы в вершинах вспыхечных петель на момент начала вспышки не превышает $10^{10} - 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ [22]. Для эффективного рассеяния ускоренных электронов на ms-временах концентрации 10^{10} cm^{-3} недостаточно, поэтому должно иметь место накопление как ускоренных электронов, так и тепловых протонов в источнике излучения. ЭУФ изображения вспышки SOL2017-07-03 в различных линиях показывают, что перед моментом излучения ЖР спайков во взрывной фазе вспышки в 16:13:26 UTC (рис. 3,4) сформировалась система петель — как высоких с горячей плазмой (линии 131, 94 Å), так и низких с холодной плотной плазмой (171 Å). Т.е. возможно, что на момент 16:13:26 UTC в области взаимодействия петель концентрация плазмы в вершинах могла быть достаточно высокой ($> 10^{10} \text{ cm}^{-3}$). Дополнительное увеличение концентрации плазмы может быть связано с накоплением вещества в результате хромосферного испарения, вызванного нагревом хромосферной плазмы ускоренными электронами [23]. Однако следует учесть, что процесс испарения плазмы — достаточно медленный по сравнению с длительностью отдельного спайка. Помимо высокой концентрации плазмы, для генерации ЖР спайков в вершине петли необходимо также накопление ускоренных электронов. В связи с этим возникает вопрос о локализации процесса ускорения электронов и их инжекции в замкнутую систему магнитных петель. В стандартной модели солнечной вспышки [24] процесс ускорения электронов имеет место высоко в короне, в области каспа, а инжекция в вершины замкнутой системы магнитных петель происходит значительно ниже, хотя тоже в короне. Магнитное отражение от областей сильного поля и возможное отражение (обратное рассеяние) ускоренных электронов при рассеянии на электрических полях различных мод турбулентности способствуют их накоплению в верхней части вспыхечных петель [25]. Такое накопление электронов в вершине петли может компенсировать их потери из-за высыпания в основания петли и обеспечить достаточную концентрацию для генерации наблюдаемых ЖР спайков.

Наряду с накоплением частиц в вершине петли не менее важным является вопрос о временном масштабе ускорения электронов. Для генерации наблюдаемых ЖР спайков на F временах необходимо ускорение электронов до энергий $\sim 100 \text{ keV}$ за время, сопоставимое или меньшее, чем длительность спайков. Существуют различные механизмы ускорения электронов до высоких энергий вплоть до десятков MeV за миллисекундные промежутки времени. Например, подобное ускорение может происходить в модели лавины небольших событий с магнитным пересоединением коронального магнитного поля в состоянии так называемой самоорганизованной критичности [26]. Вопрос ускорения частиц требует отдельного рассмотрения. В настоящей работе ограничимся оценкой величины напряженности индукционного электрического поля, возникающего при изменении магнитного поля. Согласно закону Фарадея,

уравнение электромагнитной индукции выглядит так

$$\oint \mathbf{E} d\mathbf{l} = -\frac{1}{c} \int \left(\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} d\mathbf{S} \right),$$

где $\mathbf{E}$ — напряженность электрического поля, $\mathbf{B}$ — индукция магнитного поля, интеграл слева берется по границе L контура S , а справа — по самой поверхности S , c — скорость света. Получим оценку величины вихревого поля $\mathbf{E}$ и сравним с полем Драйсера [27]. Используя ЭУФ изображения, в качестве контура выберем круговое сечение с радиусом R , сопоставимым с пространственным масштабом изменения магнитного поля во время взрывной фазы вспышки, а граница L будет соответствовать длине окружности контура S . Циркуляцию вектора $\mathbf{E}$ оценим как $E2\pi R$, а производную от магнитного потока оценим как $(1/c)(\partial B/\partial t)\pi R^2$. Оценка величины поля E определяется скоростью изменения индукции магнитного поля B и радиусом кругового контура R , $E = (\partial B/\partial t)R/2c$, где c — скорость света. Сначала оценим электрическое поле Драйсера, воспользуемся определением $E_{Dr} = \lambda e/r_D^2$, где λ — кулоновский логарифм, примем равным 20, e — заряд электрона, r_D — дебаевский радиус электрона. Поскольку изменение магнитного поля происходит в корональной области, будем полагать значение температуры равным 10^6 К, а концентрации — 10^{10} см $^{-3}$. В этом случае $r_D = 0.07$ см, а $E_{Dr} = 2 \cdot 10^{-6}$ СГСЭ единиц. Для скорости изменения магнитного поля ~ 1 Г/с [28] в контуре с радиусом 10^{8-9} см получим оценку величины индукционного электрического поля $E \simeq (10^{-3} - 10^{-2})$ СГСЭ единиц. Как показано в [29], ускорение электронов в супердрайсеровских полях до энергий 100 кеВ и выше может иметь место в токовых слоях небольшой длины ~ 100 м. При этом режим impulsive bursty reconnection в токовом слое реализуется в результате tearing-mode неустойчивости на субсекундных временах [30].

Отметим, что классическая формула для поля Драйсера, используемая в рамках простых моделей, носит условный характер. Как показали более детальные расчеты [31], фактическое критическое поле может отличаться от формального выражения до пяти раз, особенно при рассмотрении динамического трения и взаимодействий между ускоренными и тепловыми электронами. Поэтому использование традиционного определения должно сопровождаться явным указанием его ограничений — в частности, предположения о стационарности распределения частиц и отсутствия турбулентности. В контексте реальных условий солнечных вспышек корректировка классической формулы представляется необходимой в случае детального моделирования процессов ускорения.

Приведем оценку характерной длины петли и максимального потенциала для ускорения электронов при поле порядка поля Драйсера, опираясь на наблюдаемые задержки Δt между высоко- и низкоэнергетическими каналами рентгеновского излучения и используя стандартную методику TOF [32].

Пусть $\Delta t_{ij} \approx 77$ ms — разность во временах прихода излучения при энергиях $E_i \approx 13.5$ кеВ и $E_j \approx 66.6$ кеВ (рис. 7). Скорости электронов соответствующих энергий составляют $v_i = 6.9 \cdot 10^9$ см/с и $v_j = 15.4 \cdot 10^9$ см/с. Тогда, используя формулу $L_{TOF} = \Delta t_{ij}(1/v_i - 1/v_j)^{-1}$, получаем оценку $L_{1,3} \approx 10^9$ см. Подчеркнем, что эта величина служит лишь примерной оценкой „длины пролета“ (или эффективной длины петли) для данных субсекундных импульсов. Для корональной плазмы с $n \sim 10^{10}$ см $^{-3}$ и $T \sim 10^6$ К, величина поля Драйсера E_{Dr} , как показано выше, может достигать единиц 10^{-6} statV/cm, а с учетом уточнений [31] $E_D \approx 0.2E_{Dr}$. В наших условиях возьмем $E_{Dr} \approx 2 \cdot 10^{-6}$ statV/cm. Тогда суммарный потенциал при прохождении длины $L_{TOF} \sim 10^9$ см составит: $\Phi_{max} = E_{Dr} L_{TOF} \approx 2 \cdot 10^{-6}$ statV/cm $\cdot 10^9$ см. Переводя из статвольт в вольты (1 statV ≈ 300 V), получаем $\Phi_{max} \approx 6 \cdot 10^5$ V $\equiv 600$ кеВ. Если же принять, что реальное E_{Dr} может быть меньше указанного примерно в 4–5 раз [31], то максимальный „порог“ энергии падает до значений порядка 120–150 кеВ.

Таким образом, для петли длиной $\sim 10^9$ см в рамках „классической“ субдрайсеровской модели (при однородной плазме и стационарной конфигурации поля) получается предельная энергия электронов около 100–600 кеВ. На практике же в реальной вспышке ускорение может происходить в гораздо меньших по протяженности и сильно неоднородных областях (сверхдрайсеровские поля, турбулентные накачки и т.д.). Поэтому данная оценка служит лишь ориентиром, демонстрируя, что модель с субдрайсеровским электрическим полем вряд ли способна обеспечить ускорение частиц до нескольких сотен кеВ и выше, если не учитывать дополнительные механизмы или локальные усиления поля. Отметим, что в настоящей работе рассматривались энергии электронов менее 100 кеВ.

Заключение

В работе исследовалось пространственное распределение источников миллисекундных всплесков жесткого рентгеновского излучения (спайков) во время солнечных вспышек. Основная сложность в изучении спайков заключается в их малой интенсивности и кратковременности. Традиционно считалось, что спайки генерируются в плотной плазме хромосферы ускоренными электронами, однако моделирование и наблюдения вспышек, основания которых скрыты за лимбом Солнца, указывают на возможность формирования спайков и в верхних корональных частях петель.

В качестве примера была рассмотрена залимбовая вспышка SOL2017-07-03 класса M1.3, в которой были обнаружены спайки в жестком рентгеновском излучении. Анализ ультрафиолетовых изображений позволил локализовать источники излучения в верхней части низкой петельной структуры. Центроиды рентгеновских

изображений RHESSI в диапазоне 11–26 keV расположены в вершине низкой магнитной петли. На стадии роста потока ЖР излучения спектрометром Fermi GBM были зарегистрированы отдельные спайки длительностью 300–700 ms в диапазонах энергий 11–26, 26–50 и 50–100 keV. Профили спайков — симметричные, в отличие от профилей элементарных всплесков длительностью > 1 s.

Предложена методика выявления спайков во временных рядах ЖР излучения на основе анализа стандартного отклонения и многоточечного профиля спайков в разных энергетических диапазонах.

Таким образом, показано, что ЖР спайки могут генерироваться не только в основаниях, но и в вершинах магнитных петель, либо в нижней короне на границе переходной области, где плотность плазмы ниже. Полученные результаты расширяют понимание процессов генерации жесткого рентгеновского излучения во время солнечных вспышек и подчеркивают важность дальнейшего исследования залимбовых событий для изучения механизмов ускорения частиц в короне и исследования параметров плазмы (температура и концентрация) в вершинах вспыхивающих магнитных петель.

Финансирование работы

Работа Ю.Е. Чарикова (постановка задачи, написание статьи), Е.М. Складовой (обработка данных) выполнена в рамках Государственной программы FFUG-2024-0002. Работа А.Н. Шабалина (написание статьи, обработка данных RHESSI, SDO) выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда № 20-72-10158.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] A.L. Kiplinger, B.R. Dennis, K.J. Frost, L.E. Orwig, A.G. Emslie. *Astrophys. J.*, **265**, 99 (1983). DOI: 10.1086/183966
- [2] A.L. Kiplinger, B.R. Dennis, K.J. Frost, L.E. Orwig. *Astrophys. J.*, **287**, 105 (1984). DOI: 10.1086/184408
- [3] G.J. Fishman, C.A. Meegan, R.B. Wilson, W.S. Paciesas, G.N. Pendleton. *NASA Conf. Publ.*, **3137**, 26 (1992).
- [4] L.E. Orwig, K.J. Frost, B.R. Dennis. *Sol. Phys.*, **65**, 25 (1980). DOI: 10.1007/BF00151382
- [5] R.L. Aptekar, D.D. Frederiks, S.V. Golenetskii, V.N. Il'ynskii, E.P. Mazets, V.N. Panov, Z.J. Sokolova, M.M. Terekhov, L.O. Sheshin, T.L. Cline, D.E. Stilwell. *Space Sci. Rev.*, **71**, 265 (1995). DOI: 10.1007/BF00751332
- [6] C. Meegan, G. Lichti, P.N. Bhat, E. Bissaldi, M.S. Briggs, V. Connaughton, R. Diehl, G. Fishman, J. Greiner, A.S. Hoover, A.J. Van Der Horst, A. Von Kienlin, R.M. Kippen, C. Kouveliotou, S. McBreen, W.S. Paciesas, R. Preece, H. Steinle, M.S. Wallace, R.B. Wilson, C. Wilson-Hodge. *Astrophys. J.*, **702** (1), 791 (2009). DOI: 10.1088/0004-637X/702/1/791
- [7] Y. Ogawara, T. Takano, T. Kato, T. Kosugi, S. Tsuneta, T. Watanabe, I. Kondo, Y. Uchida. *Sol. Phys.*, **136** (1), 1 (1991). DOI: 10.1007/BF00151692
- [8] R.P. Lin, B.R. Dennis, G.J. Hurford, D.M. Smith, A. Zehnder, P.R. Harvey, D.W. Curtis, D. Pankow, P. Turin, M. Bester, A. Csillaghy, M. Lewis, N. Madden, H.F. van Beek, M. Appleby, T. Raudorf, J. McTiernan, R. Ramaty, E. Schmahl, R. Schwartz, S. Krucker, R. Abiad, T. Quinn, P. Berg, M. Hashii, R. Sterling, R. Jackson, R. Pratt, R.D. Campbell, D. Malone, D. Landis, C.P. Barrington-Leigh, S. Slassi-Sennou, C. Cork, D. Clark, D. Amato, L. Orwig, T. Boyle, I.S. Banks, K. Shirey, A.K. Tolbert, D. Zarro, F. Snow, K. Thomsen, R. Henneck, A. Mchedlishvili, P. Ming, M. Fivian, John Jordan, Richard Wanner, Jerry Crubb, J. Preble, M. Matranga, A. Benz, H. Hudson, R.C. Canfield, G.D. Holman, C. Crannell, T. Kosugi, A.G. Emslie, N. Vilmer, J.C. Brown, C. Johns-Krull, M. Aschwanden, T. Metcalf, A. Conway. *Sol. Phys.*, **210**, 3 (2002). DOI: 10.1023/A:1022428818870
- [9] T. Knuth, L. Glesener. *Astrophys. J.*, **903** (1), 63 (2020). DOI: 10.3847/1538-4357/abb779
- [10] K. Arzner. *Sol. Phys.*, **210**, 213 (2002). DOI: 10.1023/A:1022417825577
- [11] J. Qiu, J.X. Cheng, G.J. Hurford, Y. Xu, H. Wang. *Astron. Astrophys.*, **547**, A72 (2012). DOI: 10.1051/0004-6361/201118609
- [12] J.X. Cheng, J. Qiu, M.D. Ding, H. Wang. *Astron. Astrophys.*, **547**, A73 (2012). DOI: 10.1051/0004-6361/201118608
- [13] Электронный ресурс. Каталог BTL вспышек Konus-Wind. Режим доступа: www.ioffe.ru/LEA/kw/wm/btl/index.html (retrieved on May 14, 2024)
- [14] W.D. Pesnell, B.J. Thompson, P.C. Chamberlin. *Solar Phys.*, **275**, 3 (2012). DOI: 10.1007/s11207-011-9841-3
- [15] T. Wiegmann, G.J.D. Petrie, P. Riley. *Space Sci. Rev.*, **210**, 249 (2017). DOI: 10.1007/S11214-015-0178-3
- [16] B.R. Dennis, M.A. Duval-Poo, M. Piana, A.R. Inglis, E.A. Gordon, J. Guo, Y. Xu. *Astrophys. J.*, **867**, 82 (2018). DOI: 10.3847/1538-4357/aae0f5
- [17] A.N. Shabalin, E.P. Ovchinnikova, Y.E. Charikov. *Astrophys. J.*, **954**, 58 (2023). DOI: 10.3847/1538-4357/acea5e
- [18] Y.E. Charikov, A.N. Shabalin, E.P. Ovchinnikova. *Geomagn. Aeron.*, **59** (7), 870 (2019). DOI: 10.1134/S0016793219070107
- [19] P. Zhang, W. Wang, Y. Su, S. Zhang, L. Song, F. Lu, S. Zhang. *Res. Astron. Astrophys.*, **22** (5), 055006 (2022). DOI: 10.1088/1674-4527/AC5958
- [20] M.J. Aschwanden, R. Schwartz. *Astrophys. J.*, **455**, 699 (1995). DOI: 10.1086/176617
- [21] Yu.T. Tsap, I.N. Myagkova, Yu.G. Kopylova, G.G. Motorina, A.V. Bogomolov, T.B. Gol'dvarg, M.I. Panasyuk, S.I. Svertilov, V.V. Bogomolov, I.V. Yashin, V.L. Petrov. *Cosmic Research*, **56** (6), 420 (2018). DOI: 10.1134/S0010952518060096
- [22] А.В. Степанов, В.В. Зайцев. *Магнитосферы активных областей Солнца и звезд* (Физматлит, М., 2018)
- [23] W. Liu, V. Petrosian, J.T. Mariska. *Astrophys. J.*, **702** (2), 1553 (2009). DOI: 10.1088/0004-637X/702/2/1553
- [24] K. Shibata, T. Magara. *Living Rev. Sol. Phys.*, **8**, 6 (2011). DOI: 10.12942/LRSP-2011-6
- [25] Ю.Е. Чариков, А.Н. Шабалин. *ЖТФ*, **91** (8), 1204 (2021). DOI: 10.21883/JTF.2021.08.51092.20-21 [Y.E. Charikov, A.N. Shabalin. *Tech. Phys.*, **66** (8), 1092 (2021). DOI: 10.1134/S1063784221080053]
- [26] E.T. Lu, R.J. Hamilton. *Astrophys. J. Lett.*, **380**, L89 (1991). DOI: 10.1086/186180

- [27] H. Dreicer. Phys. Rev., **115** (2), 238 (1959).
DOI: 10.1103/PhysRev.115.238
- [28] G.D. Fleishman, D.E. Gary, B. Chen, N. Kuroda, S. Yu, G.M. Nita. Science, **367** (6475), 278 (2020).
DOI: 10.1126/science.aax6874
- [29] Y.E. Litvinenko. Astrophys. J., **462**, 997 (1996).
DOI: 10.1086/177213
- [30] B. Kliem, M. Karlicky, A.O. Benz. Astron. Astrophys., **360** (2), 715 (2000). DOI: 10.48550/arXiv.astro-ph/0006324
- [31] Y.T. Tsap, A.V. Stepanov, Y.G. Kopylova. Res. Astronom. Astrophys., **24** (2), 025015 (2024).
DOI: 10.1088/1674-4527/AD1BD5
- [32] M.J. Aschwanden. *Physics of the Solar Corona* (Springer, Berlin, Heidelberg, 2006), DOI: 10.1007/3-540-30766-4