

Институт Космических Исследований РАН

На правах рукописи

Лысенко Александра Львовна

**ИМПУЛЬСНОЕ УСКОРЕНИЕ ЧАСТИЦ В
СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШКАХ И ИХ РОЛЬ В
НАГРЕВЕ ПЛАЗМЫ**

Специальность 01.03.03 —

«физика Солнца»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

д. ф.-м. н.

Флейшман Григорий Давидович

Москва — 2020

Содержание

Введение	6
Солнечные вспышки	6
Актуальность темы диссертации	13
Цели работы	15
Научная новизна	15
Достоверность полученных результатов	16
Научная и практическая значимость	16
Основные положения, выносимые на защиту	17
Апробация работы и публикации	17
Личный вклад	19
Структура диссертации	20
1 Инструменты и методы	21
1.1 Введение	21
1.2 Инструмент <i>Konus-Wind</i> в жёстком рентгеновском и мягком гамма-диапазоне	21
1.3 Инструмент <i>GOES</i> в мягком рентгеновском диапазоне	24
1.4 Инструменты в микроволновом диапазоне	24
1.5 Инструменты, предоставляющие пространственную информа- цию	25
1.6 Спектральный анализ	26
1.7 Статистические методы	26
1.7.1 Функция правдоподобия	27
1.7.2 Метод наименьших квадратов	27
1.7.3 Метод максимизации правдоподобия	29
1.7.4 Байесовский анализ	30

1.8	Трёхмерное моделирование солнечных вспышек	31
1.8.1	Методы реконструкции магнитного поля в короне	32
1.8.2	GX Simulator	33
2	Статистика солнечных вспышек, зарегистрированных в эксперименте <i>Konus-Wind</i> в триггерном режиме	35
2.1	Введение	35
2.2	Наблюдения солнечных вспышек в эксперименте <i>Konus-Wind</i> .	37
2.3	База данных KW-Sun солнечных вспышек, зарегистрированных <i>Konus-Wind</i>	38
2.4	Свойства солнечных вспышек, зарегистрированных <i>Konus-Wind</i> в триггерном режиме	39
2.4.1	Статистические распределения солнечных вспышек в жёстком рентгеновском диапазоне	39
2.4.2	Распределения солнечных вспышек в мягком гамма-диапазоне	41
2.5	Заключение	44
3	Статистическое исследование «холодных» ранних импульсных солнечных вспышек в рентгеновском и микроволновом диапазонах	45
3.1	Введение	45
3.2	Отбор событий	47
3.2.1	Отбор ранних импульсных вспышек	47
3.2.2	Отбор опорных вспышек	48
3.2.3	Отбор холодных вспышек	48
3.3	Локализация холодных ранних импульсных вспышек	56
3.4	Спектральные и временные характеристики холодных ранних импульсных вспышек в жёстком рентгеновском и микроволновом диапазонах	57
3.4.1	Жёсткий рентгеновский диапазон	57
3.4.2	Микроволновый диапазон	68

3.4.3	Соотношение между длительностями холодных вспышек в жёстком рентгеновском и микроволновом диапазонах	82
3.5	Обсуждение результатов	82
3.6	Заключение	86
4	Физическая модель «холодной» вспышки SOL2002-03-10 с задержкой нагрева	87
4.1	Введение	87
4.2	Наблюдения	88
4.2.1	Временные профили	90
4.2.2	Спектральный анализ	92
4.2.3	Наблюдения с пространственным разрешением	98
4.3	Моделирование	99
4.3.1	Подтверждение модели с помощью трёхмерного моделирования	102
4.4	Обсуждение результатов	109
4.5	Заключение	112
5	Солнечные вспышки с гамма-излучением и ускорение ионов	113
5.1	Введение	113
5.2	Солнечная вспышка 6 сентября 2017 г. класса X9.3	117
5.2.1	Наблюдения	117
5.2.2	Спектральные компоненты	118
5.2.3	Спектральный анализ	120
5.2.4	Временные задержки между спектральными компонентами	123
5.2.5	Степенной индекс ускоренных ионов и рождение нейтронов	125
5.2.6	Энергетика ускоренных ионов	131
5.2.7	Обсуждение результатов	131
5.3	Солнечная вспышка 9 июля 1996 г. класса X2.6	133
5.3.1	Наблюдения	134

5.3.2	Спектральный анализ	134
5.3.3	Обсуждение результатов	140
5.4	Гамма-линии в солнечных вспышках со спектрами протонов, измеренными в эксперименте PAMELA	140
5.4.1	Наблюдения	141
5.4.2	Спектральный анализ	144
5.4.3	Обсуждение результатов	144
5.5	Заключение	146
Заключение		148
Благодарности		151
Литература		152

Введение

Солнечные вспышки

Наблюдения Солнца – ближайшей к нам звезды – уходят корнями в древние времена. Ещё в 800 г. до н. э. учёные Древнего Китая описали одно из проявлений солнечной активности, солнечные пятна [1] – локальные потемнения поверхности Солнца. После изобретения оптических телескопов изучение солнечной активности стало регулярным. Первое описанное наблюдение солнечной вспышки было проведено английским астрономом Робертом Каррингтоном 1 сентября 1859 г. [2]. Эта вспышка, названная впоследствии «Каррингтоновским» событием, стала одной из самых мощных солнечных вспышек в истории наблюдений и вызвала наиболее сильную геомагнитную бурю, которая даже привела к пожарам на телеграфных станциях.

Ставшие возможными во второй половине XX века многоволновые астрономические наблюдения показали, что солнечные вспышки не ограничиваются только оптическим диапазоном, а проявляют себя на всей шкале электромагнитных волн: от метровых радиоволн до рентгеновского, а в некоторых случаях и до гамма-диапазона [3]. Нередко вспышки сопровождаются эрупциями (выбросами) макроскопических объёмов солнечной плазмы – корональными выбросами массы (КВМ) [4], высокоэнергичными частицами в межпланетном пространстве – солнечными космическими лучами (СКЛ) [5] и пр.

Согласно современным представлениям, солнечная вспышка происходит в результате магнитного пересоединения – перестроения структуры коронального магнитного поля, приводящего к выделению свободной магнитной энергии [4]. В 60х-70х годах XX века была предложена так называемая «стандартная модель» солнечной вспышки [6, 7, 8, 9] для объяснения электромагнитного излучения вспышки и сопровождающих её явлений. В этой модели (см. Рис. 1) точка магнитного пересоединения располагается в короне в вершине

вспышечной петли. Пересоединение может быть инициировано подъёмом филамента (магнитного жгута) [6] или же перекручиванием силовых магнитных линий вследствие перемещения оснований петли [7]. В результате происходит отрыв плазмоида (объёма корональной плазмы, ограниченного закрученными силовыми линиями), который впоследствии преобразуется в КВМ.

Резкое изменение конфигурации магнитного поля при пересоединении приводит к возникновению вихревого электрического поля и ускорению заряженных частиц, электронов и ионов. Последние результаты [11], основанные на микроволновых наблюдениях с высоким пространственным и спектральным разрешением, показали, что область наиболее резкого уменьшения магнитного поля и, как следствие, наиболее эффективного ускорения частиц соответствует области между точкой магнитного пересоединения и послевспышечной петлёй (красная петля на Рис. 1).

Часть ускоренных электронов и ионов двигаются вверх от поверхности Солнца и могут его покинуть. Впоследствии эти частицы могут быть зарегистрированы в межпланетном пространстве как солнечные космические лучи [5, 12].

Другая часть ускоренных электронов движется вниз, к Солнцу, по спиралям вдоль магнитных силовых линий и порождает гиротронное излучение, наблюдаемое в микроволновом диапазоне. Потом эти электроны достигают более плотной солнечной атмосферы, где теряют свою энергию за счёт торможения на ионах окружающей плазмы. Спектр тормозного излучения ускоренных электронов приходится на жёсткий рентгеновский и гамма-диапазоны, ~ 20 кэВ – 10 МэВ [13, 3].

За счёт потерь энергии ускоренных электронов плазма у оснований петель нагревается, расширяется и заполняет вспышечные петли, которые начинают светиться в мягком рентгеновском, крайнем ультрафиолетовом и оптическом диапазонах [14]. Однако, плазма может нагреваться и непосредственно при магнитном пересоединении [15], механизмы такого нагрева на данный момент ещё не ясны [16]. Для многих вспышек наблюдается высокая корреляция между временными профилями излучения в жёстком рентгеновском и микроволновом диапазонах и производной по времени от профиля в мягком рентгеновском диапазоне [17]. Этот эффект был назван «эффектом Ньюпер-

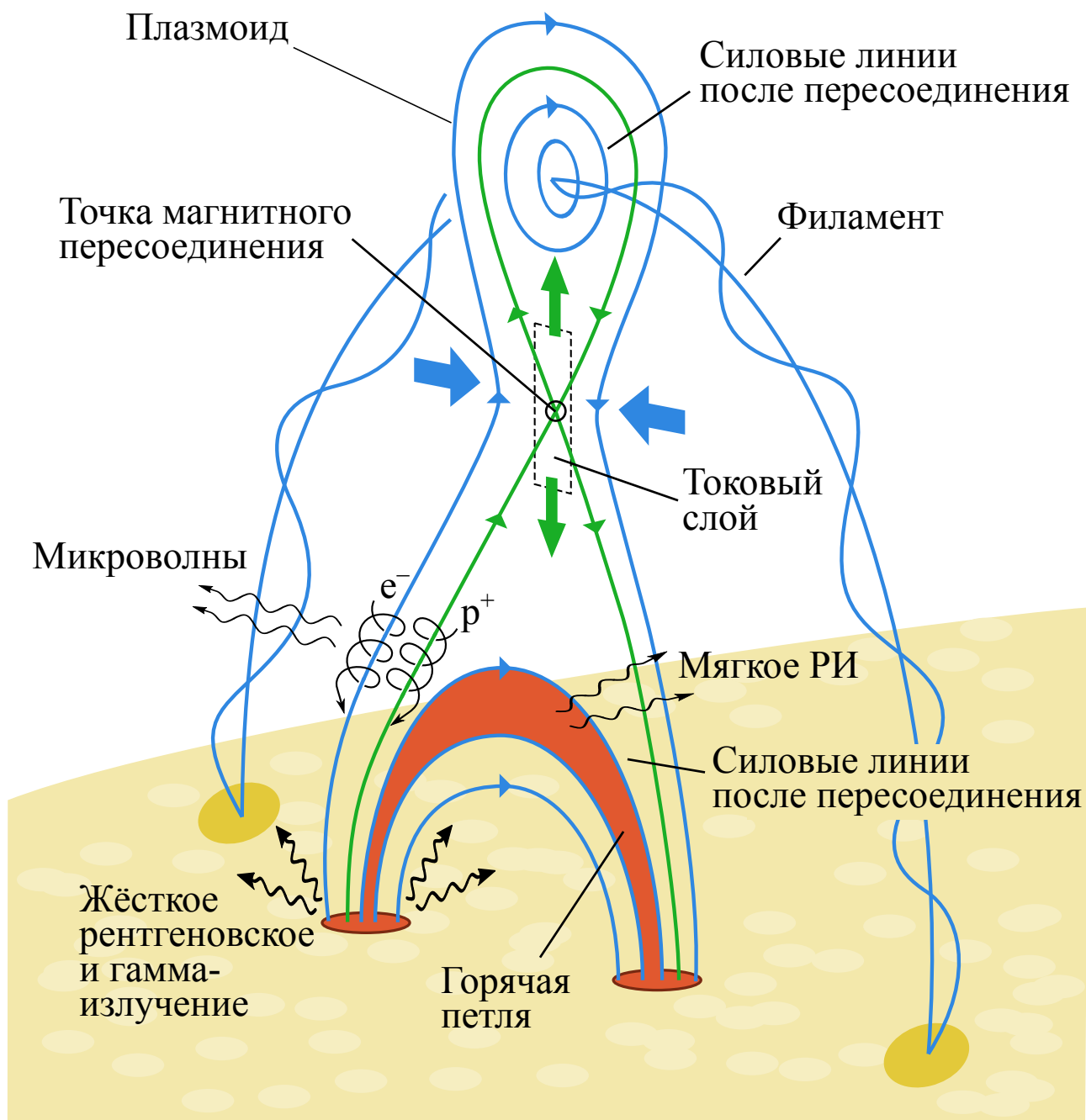


Рисунок 1: Стандартная модель солнечной вспышки, рисунок адаптирован из [10]. Вспышку инициирует подъём филамента, в результате чего происходит магнитное пересоединение, приток холодной плазмы с боков петли (синие горизонтальные стрелки) и отток горячей плазмы вверх и вниз (зелёные вертикальные стрелки). Спиралями показано движение по силовым линиям ускорившихся в результате пересоединения электронов и ионов к основаниям петель, где они порождают жёсткое рентгеновское и гамма-излучение. В результате торможения ускоренных частиц плазма атмосферы Солнца нагревается, испаряется, заполняет собой вспышечные петли после пересоединения и излучает в мягком рентгеновском диапазоне.

та». Стандартное объяснение его заключается в том, что в таких событиях плазма нагревается благодаря ускоренным электронам, а остывание плазмы происходит медленнее, чем её нагрев; таким образом, нетепловая энергия сначала накапливается в плазме, а затем постепенно высвечивается в мягком рентгеновском и ультрафиолетовом диапазонах.

Спектр жёсткого рентгеновского излучения вспышки зависит от спектра ускоренных электронов и характеристик среды, где происходит их торможение. Теоретические расчёты показывают, что спектры ускоренных электронов хорошо согласуются с феноменологической степенной моделью [4, 3, 18, 19, 20]. Однако, во многих случаях электронные спектры описываются различными разновидностями степенного закона: двойным степенным законом либо с уплощением либо с укрупнением на высоких энергиях, степенными законами с резким обрывом выше некоторой энергии и др. [21]. Связь между степенным спектральным индексом электронов δ и спектральным индексом наблюдаемых фотонов γ определяется условиями генерации тормозного излучения, в первую очередь тем, какая доля энергии излучающего электрона теряется в процессе формирования рентгеновского спектра. Поскольку основная часть жёсткого рентгеновского излучения исходит из оснований вспышечных петель, то чаще всего рассматривают приближение «толстой мишени», где электроны в столкновениях теряют всю свою энергию, и степенной индекс фотонного спектра связан со спектральным индексом инжектируемых электронов как $\gamma_{\text{thick}} = \delta - 1$ [22, 23].

Излучение менее энергичных тепловых электронов наблюдается в ультрафиолетовом и мягком рентгеновском диапазоне и его параметры определяются температурой электронов и их количеством – мерой эмиссии. Помимо континуума, генерируемого за счёт тормозного механизма, нагретая плазма излучает в линиях ионов [24, 25, 26].

Интенсивность тормозного излучения ионов в атмосфере Солнца крайне мала вследствие их большой массы. Ускоренные ионы проявляют себя посредством ядерных реакций, в которые вступают с ионами окружающей плазмы. В результате порождается излучение в гамма-линиях (энергии $\sim 1\text{--}10$ МэВ) и в высокоэнергичном континууме (энергии $\gtrsim 10$ МэВ) [27, 28]. Этот вопрос подробно будет рассмотрен в Главе 5.

Электроны, двигающиеся под большими углами относительно локального вектора магнитного поля (питч-углами), могут отражаться от области более сильного магнитного поля над хромосферой и, таким образом, захватываться в магнитные ловушки [29]. Захваченные в ловушки электроны тратят свою энергию на гиротронное излучение и столкновения с ионами плазмы вспышечных петель и в результате либо тормозятся до тепловых скоростей в петле, либо из-за столкновений могут уменьшить питч-углы и в конце концов выпадать в основаниях петли. В случае захвата электронов в ловушки микроволновое излучение вспышки запаздывает относительно жёсткого рентгеновского и величина задержек может достигать нескольких минут [29].

Стандартная модель представляет собой далеко не единственную возможную топологию петель, приводящую к вспышке. Среди всего многообразия как альтернативных, так и дополняющих стандартную модель стоит выделить модели вспышек, происходящих из-за взаимодействия двух и более близкорасположенных магнитных петель [30, 31, 32]. Подобные модели описывают многие «компактные» вспышки, не сопровождающиеся выбросами [33].

Течение солнечной вспышки достаточно условно разделяют на «импульсную» и «плавную» фазы [34]. Импульсная фаза характеризуется более резкими временными профилями, короткими длительностями от нескольких секунд до нескольких минут. Примером импульсной фазы может служить жёсткое рентгеновское излучение или микроволновое излучение, порождённое ускоренными электронами. Плавная фаза может длиться до десятков минут. Примером плавной фазы является, например, мягкое рентгеновское излучение плазмы, нагретой в импульсной фазе. Однако, плавная фаза может сопровождаться жёстким рентгеновским и даже жёстким гамма-излучением [35, 36].

На основании временных, спектральных и пространственных характеристик жёсткого рентгеновского излучения в работах [37] и [38] была предложена классификация, которая разделяет солнечные вспышки на три типа.

- Тип А представляет собой горячие вспышки, характеризующиеся плавными временными профилями и компактными петлями (< 5 Мм). Рентгеновский спектр таких вспышек представляет собой тормозное излу-

чение нагретой плазмы, температура которой может достигать 50 МК. Примеры вспышек типа А можно найти в работах [39, 40]. Предполагается, что в этих случаях нагрев плазмы происходит непосредственно при магнитном пересоединении, не сопровождающемся ускорением частиц.

- Тип В составляют вспышки с импульсной фазой, наблюдаемой в жёстком рентгеновском диапазоне на энергиях до сотен кэВ, и плавной фазой в мягком рентгеновском диапазоне. Длительность импульсной фазы варьируется от нескольких секунд до нескольких минут, высота вспышечных петель составляет около 20 Мм. Характерной особенностью этого типа вспышек является спектральная эволюция жёсткого рентгеновского излучения «мягкий-жёсткий-мягкий», то есть степенной фотонный индекс антикоррелирует (по модулю) с интенсивностью излучения. В [41, 42] показано, что такая эволюция является скорее всего свойством самого механизма ускорения, а не следствием особенностей распространения частиц.
- Тип С, к которому относятся плавные нетепловые вспышки со сложной системой высоких (~ 50 Мм) петель и длительностями порядка десятков минут [43, 44, 45, 46]. Спектральная эволюция излучения в жёстком рентгеновском диапазоне описывается законом «мягкий-жёсткий-ещё жёстче». Ужестчение спектра с течением вспышки объясняют захватом ускоренных электронов в ловушки, последующим торможением и рассеянием в конус потерь менее энергичных электронов до тепловых скоростей в сочетании с плавным доускорением более энергичных [43, 45].

В работе [47] оценена, хотя и с большими неопределённостями, полная энергетика 38 мощных вспышек и энергия, приходящаяся на отдельные вспышечные компоненты, среди которых кинетическая энергия КВМ, энергия ускоренных электронов и ионов, энергия теплового излучения плазмы в мягком рентгеновском диапазоне и пр. Результаты исследования показали, что во время мощных вспышек выделяется энергия, достигающая $(1-30) \times 10^{32}$ эрг. В среднем по выборке, среди каналов диссипации энергии, основная часть

($\sim 20\%$) приходится на КВМ, энергия ускоренных частиц составляет $\sim 6\%$, а энергия теплового излучения плазмы в мягком рентгеновском диапазоне всего около 1% . Но при этом соотношения между энергией, приходящейся на различные компоненты вспышки, очень сильно варьируется от события к событию.

Несмотря на десятилетия экспериментальных и теоретических исследований, современные представления о физике солнечных вспышек далеко не полны и содержат немало пробелов и противоречий [3]. Например, как стабильная конфигурация магнитного поля переходит в нестабильную? Какова максимальная возможная энергия, выделяющаяся при вспышке и чем она определяется? Также до сих пор неясны конкретные механизмы ускорения частиц в солнечных вспышках, работает ли во вспышках один универсальный механизм ускорения, или для разных временных и пространственных масштабов и для различных частиц (электронов или ионов) доминируют различные механизмы. Нерешённой проблемой является распределение энергии между компонентами вспышки, в частности, неясно, чем определяется соотношение между энергией, уходящей на ускорение частиц, и энергией, расходуемой на непосредственный нагрев плазмы [15]. Для ответов на эти вопросы (а также множество других вопросов физики солнечных вспышек) необходимо сочетать наблюдательные данные с моделированием и теоретическими исследованиями.

Данные в жёстком рентгеновском и гамма-диапазонах предоставляют информацию о спектрах ускоренных частиц и их временной эволюции [18, 28], что позволяет оценивать условия в области ускорения [48]. Спектры солнечных вспышек в микроволновом диапазоне отражают особенности распространения частиц во вспышечных петлях и очень чувствительны к величине магнитного поля и концентрации плазмы [49, 11]. Излучение в мягком рентгеновском диапазоне позволяет оценить такие параметры горячей плазмы, как температуру и объёмную меру эмиссии излучающих электронов [25].

Актуальность темы диссертации

Солнечная вспышка – локальное увеличение светимости Солнца, наблюдаемое на всей шкале электромагнитных волн от радиоволн до гамма-излучения. Наблюдения солнечных вспышек продолжаются около полутора веков, при этом начиная с 1940-1960х годов помимо оптического стали доступны радио- и рентгеновский диапазоны. Солнечная вспышка происходит в атмосфере Солнца, где над газокINETической энергией доминирует энергия магнитного поля. Считается, что солнечная вспышка является следствием магнитного пересоединения – резкого перестроения структуры магнитного поля в атмосфере Солнца, в результате чего выделяется значительная энергия [4]. Выделенная энергия может расходоваться на ускорение частиц, электронов и ионов, нагрев солнечной плазмы, выброс макроскопического объёма плазмы (корональный выброс массы) и пр.

Магнитное пересоединение, сопровождаемое нагревом плазмы и ускорением частиц, происходит во многих астрофизических объектах [50, 51], но именно исследования Солнца позволяют изучить данные явления в динамике с высоким временным, спектральным и пространственным разрешением.

Несмотря на многолетние наблюдения и теоретические исследования солнечных вспышек, в их физике остаётся ещё немало нерешённых вопросов. В частности, до сих пор неясно, какой механизм или механизмы задействованы в ускорении частиц при магнитном пересоединении, отвечает ли за ускорение один и тот же механизм или на различных пространственных и временных масштабах работают различные механизмы, есть ли различия в ускорении электронов и ионов и каковы они. Также открытым остаётся вопрос, чем обусловлено распределение энергии, выделенной при пересоединении, между различными компонентами солнечной вспышки, в частности, между непосредственным нагревом плазмы и ускорением частиц.

Основным источником наблюдательных данных, использованных в работе, является эксперимент по исследованию космических гамма-всплесков *Konus-Wind*. Он проводится с 1994 г. по настоящее время и предоставляет уникальный массив наблюдения солнечных вспышек в жёстком рентгеновском и мягком гамма-диапазонах, активное использование которого в фи-

зике Солнца началось относительно недавно. *Konus-Wind* работает в двух режимах – триггерном и фоновом. В фоновом режиме доступны временные профили жёсткого рентгеновского излучения в трёх широких энергетических каналах в диапазоне ~ 20 – 1200 кэВ с разрешением ~ 3 с. В триггерном режиме проводится запись временных профилей в тех же трёх каналах, но с высоким временным разрешением (до 2 мс) в течение ~ 4 минут, одновременно с накоплением многоканальных спектров в диапазоне 20 кэВ–15 МэВ. Широкий энергетический диапазон прибора предоставляет информацию об ускоренных во вспышке электронах и ионах, а высокое временное разрешение в триггерном режиме позволяет оценить характеристики ускорения до малых временных масштабов. За 25 лет наблюдений *Konus-Wind* зарегистрировал более 1000 вспышек в триггерном режиме и более 13000 – в фоновом. Преимуществом инструмента *Konus-Wind* является его положение вблизи точки Лагранжа L1 системы Земля-Солнце, благодаря чему он наблюдает Солнце практически непрерывно, без затенений Землёй и влияния зон захваченной радиации. Сочетание этих факторов делает *Konus-Wind* источником непрерывных данных, исключительно важным как для статистических исследований солнечных вспышек, так и для изучения отдельных вспышек в сочетании с наблюдениями в других диапазонах электромагнитного излучения.

Уникальный набор данных, накопленных инструментом *Konus-Wind* более чем за два полных цикла солнечной активности, был систематизирован и стал доступен для исследований в области физики Солнца в первую очередь благодаря представленной работе. Возросшие за последние десятилетия вычислительные мощности и усовершенствованные алгоритмы и методики позволяют проводить сложные теоретические расчёты и моделирование, что, в сочетании с доступными наблюдательными данными высокого временного, пространственного и спектрального разрешения, позволяет количественно исследовать нерешённые вопросы физики Солнца. Таким образом, задача исследования ускорения частиц в солнечных вспышках и теплового отклика плазмы с привлечением данных нового для физики Солнца эксперимента *Konus-Wind*, данных других диапазонов электромагнитного излучения и моделирования, является актуальной.

Цели работы

Первая цель работы заключается в исследовании солнечных вспышек с низким тепловым откликом относительно нетеплового излучения, «холодных вспышек», анализе параметров ускоренных электронов и нагрева плазмы за их счёт. Вторая цель работы состоит в определении характеристик электронов и ионов, ускоренных в мощных солнечных вспышках X-класса.

Для достижения поставленной цели решаются следующие задачи:

1. Сформировать открытую базу данных солнечных вспышек, зарегистрированных *Konus-Wind* в триггерном режиме.
2. По данным наблюдений *Konus-Wind* сформировать выборку вспышек с низким тепловым откликом относительно излучения ускоренных электронов, «холодных вспышек».
3. Для индивидуальных «холодных» вспышек выяснить, какая доля в общем нагреве плазмы обеспечивается исключительно ускоренными частицами, без прямого нагрева плазмы.
4. Исследовать свойства холодных вспышек в рентгеновском и микроволновом диапазонах, определить, в чём заключаются их отличия от опорных вспышек по морфологии и характеристикам ускоренных частиц.
5. Исследовать энергетику и спектральные параметры электронов и ионов, ускоренных в солнечных вспышках X-класса, сопровождавшихся гамма-излучением.

Научная новизна

Следующие исследования проведены впервые:

1. Статистический анализ холодных вспышек как отдельной группы событий.
2. Создание физической модели холодной вспышки с задержкой нагрева, которая объясняет наблюдательные особенности вспышки.

3. Спектральный анализ гамма-излучения солнечных вспышек на коротких временных интервалах (~ 8 с) для выявления эволюции отдельных компонентов излучения, в частности, жёсткого компонента континуума.
4. Оценка спектральной эволюции ускоренных протонов на малом временном масштабе (~ 30 с).

Достоверность полученных результатов

Достоверность полученных результатов подтверждается использованием данных широко известных и надёжных астрофизических инструментов, обоснованным выбором методов обработки экспериментальных данных и использованием стандартных программ обработки. Все основные результаты работы подтверждены публикациями в рецензируемых изданиях из перечня ВАК и индексируемых базами Scopus, Web of Science, РИНЦ.

Научная и практическая значимость

Представленная работа вносит вклад в решение фундаментальных проблем физики солнечных вспышек и связанных с ними явлений.

Созданная база данных солнечных вспышек, зарегистрированных в эксперименте *Konus-Wind*, используется в исследованиях ускорения частиц, солнетрясений, квазипериодических пульсаций вспышечного излучения (напр. [52, 53, 54]).

Результаты, полученные при изучении холодных вспышек, важны для понимания распределения энергии между компонентами вспышки. Набор холодных вспышек, выделенный в этой работе, используется для анализа энергетики ускоренных частиц и нагрева ими окружающей плазмы [55].

Полученные оценки быстрой эволюции спектра излучения в гамма-диапазоне и спектра ускоренных протонов накладывают ограничения на механизмы ускорения ионов в солнечных вспышках и важны для построения и уточнения параметров их моделей.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Вспышки со слабым тепловым откликом, «холодные» вспышки, статистически значимо отличаются по своим свойствам от опорных вспышек, они характеризуются более жёсткими спектрами, меньшими длительностями в жёстком рентгеновском и микроволновом диапазонах.
2. Холодные вспышки состоят из двух групп: часть вспышек характеризуется высокими пиковыми частотами гиротронного спектра в микроволновом диапазоне и ассоциируется с компактными петлями с высоким магнитным полем, а другая часть, напротив, очень низкими пиковыми частотами и связана с протяжёнными разреженными петлями.
3. Для холодной вспышки 2002-03-10, показано, что, несмотря на значительную задержку теплового излучения относительно нетеплового, которая достигает нескольких минут, весь наблюдаемый нагрев плазмы обеспечен исключительно энергией, запасённой в ускоренных электронах, без привлечения других механизмов нагрева.
4. Быстрая, на масштабе времени ~ 30 с, спектральная эволюция ускоренных протонов в мощной солнечной вспышке класса X9.3 6 сентября 2017 г., которая позволяет получить ограничения на параметры ускорения.
5. Корреляция спектральной эволюции ускоренных протонов с эволюцией континуума гамма-излучения, порождённого тормозным излучением ускоренных электронов нерелятивистских и среднерелятивистских энергий.

Апробация работы и публикации

Результаты, вошедшие в диссертацию, получены в период с 2015 по 2020 годы и опубликованы в пяти статьях в реферируемых журналах, и в одной статье, принятой к публикации.

Статьи в рецензируемых изданиях:

1. A. L. Lysenko et al., Statistics of “Cold” Early Impulsive Solar Flares in X-Ray and Microwave Domains // *Astrophys. J.* 2018, Vol. 856, Issue 2, article id. 111;
2. G. D. Fleishman, . . . , A. L. Lysenko et al., A Cold Flare with Delayed Heating // *Astrophys. J.* 2016, Vol. 822, Issue 2, article id. 71;
3. A. L. Lysenko et al., Gamma-Ray Emission from the Impulsive Phase of the 2017 September 6 X9.3 Flare // *Astrophys. J.* 2019. Vol. 877, Issue 2, article id. 145;
4. A. L. Lysenko et al., Gamma-ray lines in solar flares with proton spectra measured by PAMELA experiment // *Journal of Physics: Conference Series*, 2019, Volume 1400, Issue 2, article id. 022042;
5. А.Л. Лысенко и др., Рентгеновское и гамма-излучение солнечных вспышек // *Успехи Физических Наук*, 2020, Том 190, Выпуск 8, стр. 878-894.

Результаты докладывались на всероссийских и международных конференциях:

1. The 4th RadioSun Workshop and Summer School, Irkutsk, Russia, 8-12 June, 2015 (устный доклад);
2. CESRA 2016: Solar radio physics from the chromosphere to near Earth, Orleans, France, 13-17 June, 2016 (устный доклад);
3. 15th RHESSI Workshop, Graz, Austria, 26-30 July, 2016 (устный доклад);
4. Good Hope for Earth Sciences, Cape Town, South Africa, 27 August-1 September, 2017 (устный доклад);
5. European Solar Physics Meeting (ESPM'15), Budapest, Hungary, 4-8 September, 2017 (стендовый доклад);
6. Солнечная и солнечно-земная физика-2017, Санкт-Петербург, Россия, 9-13 октября 2017 года (устный доклад);

7. Физика плазмы в солнечной системе, Москва, Россия, 1-16 февраля, 2018 (устный доклад);
8. 17th RHESSI Workshop, Dublin, Ireland, 18-23 June, 2018 (устный доклад);
9. 18th RHESSI Workshop, Minneapolis, USA, 28 May - 1 June, 2019 (устный доклад);
10. 234th meeting of the American Astronomical Society, St. Louis, USA, 9-13 June, 2019 (устный доклад);
11. Ioffe Workshop on GRBs and other transient sources: 25 Years of Konus-Wind Experiment, St. Petersburg, Russia, 9-13 September, 2019 (устный доклад).
12. PhysicA.SPb/2019, St. Petersburg, Russia, 22 - 24 октября, 2019 г. (стендовый доклад).

Личный вклад

Основные результаты, вошедшие в диссертацию, были получены соискателем лично или соавторами при непосредственном участии соискателя.

Соискатель внёс основной вклад в создание базы данных KW-Sun, которая содержит более 1000 солнечных вспышек, зарегистрированных в эксперименте *Konus-Wind*. Соискателем разработаны методики корректировок данных *Konus-Wind* от искажений вследствие инструментальных эффектов при больших загрузках (переполнения в каналах, наложения импульсов, насыщения детектора).

Соискателем был проведён поиск «холодных» вспышек среди триггерных событий, зарегистрированных *Konus-Wind*. Получены характеристики холодных вспышек в рентгеновском диапазоне, проведено сравнение между характеристиками в микроволновом и рентгеновском диапазонах.

Соискатель внёс основной вклад в анализ вспышки класса X9.3 6 сентября 2017 г., основываясь на данных эксперимента *Konus-Wind*: были предложены

спектральные модели излучения вспышки в гамма-диапазоне, оценены характеристики ускоренных во вспышке ионов, проведено моделирование, которое позволило оценить быструю спектральную эволюцию ускоренных протонов.

Структура диссертации

Диссертация состоит из введения, **пяти** глав, заключения и библиографии. Общий объем диссертации **166** страниц, включая **46** рисунков, **11** таблиц. Библиография включает **169** наименований на **15** страницах.

Глава 1

Инструменты и методы

1.1 Введение

Основным инструментом, использованным в данной работе, является разработанный в ФТИ им. А. Ф. Иоффе инструмент *Konus* [56], размещённый на американском космическом аппарате (КА) *Wind* [57]. Этот эксперимент непрерывно работает с ноября 1994 г. по настоящее время, наблюдая космические гамма-всплески, солнечные вспышки и прочие источники галактического и внегалактического происхождения в жёстком рентгеновском и мягком гамма-диапазонах [58]. Помимо спектральных данных эксперимента *Konus-Wind* используются спектры в микроволновом диапазоне, пространственная информация в рентгеновском, микроволновом и ультрафиолетовом диапазонах и магнитограммы. Анализ данных дополняется трёхмерным моделированием вспышки.

1.2 Инструмент *Konus-Wind* в жёстком рентгеновском и мягком гамма-диапазоне

КА *Wind* находится в межпланетном пространстве, с июля 2004 г. – вблизи точки либрации L1, так что благодаря своему положению *Konus-Wind* наблюдает Солнце практически непрерывно без затенений Землёй и обладает исключительно стабильным фоном.

Инструмент *Konus-Wind* представляет собой два сцинтилляционных детектора NaI(Tl) S1 и S2 цилиндрической формы диаметром 13 см и высотой 7.5 см в алюминиевом контейнере с входным окном, изготовленным из бериллия. Регистрация оптических фотонов, рождённых в кристаллах, осу-

ществляется фотоэлектронным умножителем (ФЭУ) через свинцовое стекло толщиной 19 мм, после ФЭУ электрический сигнал подаётся на цепь регистрации. Детекторы S1 и S2 располагаются по одному на противоположных сторонах аппарата и наблюдают южную и северную полусферы эклиптики соответственно, так что излучение Солнца проникает в детекторы через боковую поверхность (Рис. 1.1).

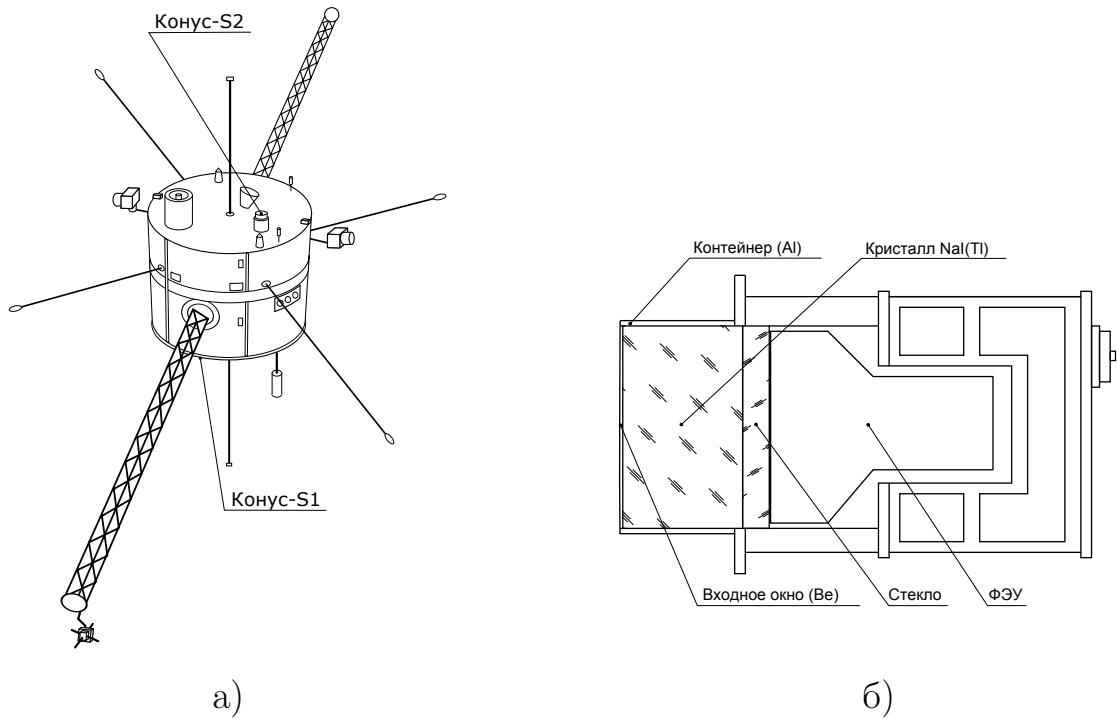


Рисунок 1.1: Схематическое изображение КА *GGS-Wind* (а) и детектора *Конус* (б).

Konus-Wind проводит измерения в двух режимах – в фоновом и в триггерном. В фоновом режиме производится запись временных профилей в трёх широких энергетических каналах – G1 (~20–80 кэВ), G2 (~80–300 кэВ) и G3 (~300–1200 кэВ) с временным разрешением 2.944 с¹. Переключение в триггерный режим происходит по статистически значимому превышению над фоном в жёстком канале G2 на одном из двух временных масштабов – 140 мс или 1 с. Таким образом, в триггерном режиме регистрируются достаточно жёсткие события с быстрым нарастанием сигнала. В триггерном режиме доступны временные профили в тех же трёх широких каналах G1, G2, G3, но с высоким временным разрешением, которое составляет 2 мс для временного

¹На части начального периода наблюдений фоновая запись велась с временным разрешением 1.477 с.

интервала -0.512 с и 0.512 с относительно триггерного времени, 16 мс для периода от 0.512 с до 33.280 с, 64 мс для интервала 33.280 – 98.816 с после триггера и 256 мс в течение остальной триггерной записи, общая продолжительность которой составляет 229.632 с. При этом параллельно продолжается фоновая запись, которая доступна в течение ~ 250 с после триггерного времени.

Помимо временных профилей с высоким разрешением в триггерном режиме измеряются 64 многоканальных спектра в двух частично перекрывающихся энергетических интервалах – РНА1 (~ 20 – 1200 кэВ) и РНА2 (~ 400 кэВ– 15 МэВ). РНА1 содержит 63 канала, РНА2 – 60 каналов в псевдологарифмическом масштабе. Времена накопления спектров составляют 64 мс для первых четырёх спектров и 8.192 с для последних 8 спектров, времена накопления оставшихся 52 спектров варьируются в зависимости от скорости счёта в канале G2: с увеличением интенсивности излучения времена накопления спектров уменьшаются. После окончания накопления многоканальных спектров и временных профилей *Konus-Wind* переходит в режим перезаписи данных в бортовую память КА, длящийся примерно час. В течение этого времени доступна только запись в канале G2 с грубой дискретизацией и временным разрешением ~ 3.68 с.

За время работы *Konus-Wind* границы энергетических каналов менялись в сторону больших энергий за исключением коррекций по командам с Земли на ранних этапах эксперимента. Это связано с накоплением радиационных дефектов в детекторе под воздействием космических лучей и деградацией фотокатода ФЭУ. Калибровка каналов по энергиям проводится, основываясь на положении фоновых линий в многоканальных спектрах. Наиболее интенсивной является фоновая линия 1460 кэВ, которую порождает радиоактивное ядро ^{40}K . Фитирование положения этой линии методом наименьших квадратов позволяет получить реальные границы каналов для диапазона РНА2, диапазон РНА1 калибруется по перекрытию с РНА2.

1.3 Инструмент *GOES* в мягком рентгеновском диапазоне

Аппараты серии *GOES* (Geostationary Operational Environmental Satellite) проводят непрерывные наблюдения интегрального потока Солнца с 1975 г. Для оценки теплового отклика солнечной плазмы в мягком рентгеновском диапазоне использовались данные инструмента X-ray Sensors (XRS) [25] в двух канклах – 1–8 Å и 0.5–4.0 Å с временным разрешением, менявшимся для различных периодов наблюдений от 3 с до 2.046 с.

1.4 Инструменты в микроволновом диапазоне

Помимо рентгеновского диапазона в работе использованы данные микроволнового диапазона, полученные радиотелескопами Nobeyama Radio Polarimeters (NoRP) [59], Owens Valley Solar Array (OVSA) [60, 61], Kislovodsk Mountain Astronomical Station of the Pulkovo Observatory (KMAS) [62], радиоантеннами Solar Radio Spectropolarimeter (SRS) [63] и Badary Broadband Microwave Spectropolarimeters (BBMS) [64] и сетью Radio Solar Telescope Network (RSTN) со станциями, находящимися в Лермонте, Палехуа, Сан Вито и Сагамор Хилл [65]. Основные характеристики этих инструментов, такие как наблюдаемые частоты, временное разрешение и доступное для наблюдений время суток, приведены в Таблице 1.1.

Таблица 1.1: Характеристики инструментов, использованных в микроволновом диапазоне

Инструмент	Частоты, ГГц	Время набл., UT	Врем. разрешение (макс./мин.), с
OVSA	1.2–18; 40 каналов	~16:00–24:00	4/8 ^a
NoRP	1, 2, 3.75, 9.4, 17, 35, 80 ^b	~23:00–07:00	0.1/1
SRS	2–24; 16 каналов	~00:00–10:00	1.6/1.6
BBMS	4–8; 26 Каналов	~00:00–10:00	0.01/0.01
RSTN	0.6, 1.4, 2.7, 4.995, 8.8, 15.4	24 часа	1/1
KMAS	6.1, 9.0	~08:00–20:00	1/1

Примечания:

^aВ некоторые периоды временное разрешение OVSA было выше за счёт уменьшения количества наблюдаемых частот.

^bДанные на 80 ГГц доступны только в триггерном режиме.

1.5 Инструменты, предоставляющие пространственную информацию

Для определения местоположений вспышек на диске Солнца использовались данные ряда инструментов в жёстком рентгеновском, микроволновом и ультрафиолетовом диапазонах. Среди них обсерватория Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager (*RHESSI*) [66], которая предоставляет изображения Солнца в широком диапазоне энергий от ~3 кэВ до ~15 МэВ с угловым разрешением, варьирующимся от 2.3'' до 36'' в зависимости от энергии. Изображения в микроволновом диапазоне были получены радиообсерваторией Nobeyama RadioHeliograph (NoRH) [67] и Сибирским Солнечным Радиотелескопом (SSRT) [68]. NoRH строит изображения Солнца в интенсивности и поляризации на частоте 17 ГГц и интенсивности на частоте 34 ГГц. SSRT проводил сканирование солнечного диска в направлениях север-юг и запад-

восток и предоставляет одномерные сканы-изображения Солнца и двумерные изображения интенсивности и поляризации Солнца на частоте 5.7 ГГц. Источником информации о тепловой плазме во вспышечной области служили изображения Солнца в ультрафиолетовом диапазоне инструмента *SoHO/EIT* [69]. Изображения доступны на 4 длинах волн 171, 195, 284, 304 Å с временным разрешением 12 минут и угловым разрешением 2.6". В работе использовались магнитограммы на уровне фотосферы по лучу зрения, полученные инструментом *SoHO/MDI* [69].

1.6 Спектральный анализ

Детекторы ионизирующего излучения измеряют так называемый аппаратный спектр, число отсчётов $\{C(i)\}$ в $\{i\}$ каналах детектора. Число отсчётов $C(i)$ в i -ом канале связано с физическим спектром источника $f(E)$ через соотношение

$$C(i) = \int_0^{\infty} f(E)R(E, i)dE, \quad (1.1)$$

где $R(E, i)$ – функция отклика детектора, которая пропорциональна вероятности фотону с энергией E дать отсчёт в канале с номером i . В работе моделирование матрицы отклика *Konus-Wind* проводилось с использованием библиотеки *Geant4* [70], подробно процедура изложена в [71]. В общем случае задача восстановления спектра источника $f(E)$ по аппаратному спектру $C(i)$ не решается, и часто для оценки спектра источника используется модельный спектр, полученный аппроксимацией (фитированием) инструментального спектра.

1.7 Статистические методы

Разнообразные задачи, которые решаются статистическими методами, можно свести к оценке параметров и проверке гипотез [72]. При оценке параметров исследователь задаётся какой-либо физической моделью и подбирает параметры модели, наиболее подходящие наблюдениям. В дальнейшем те-

стирование гипотезы позволяет оценить, насколько выбранная модель хорошо описывает данные, выбрать из нескольких возможных моделей наиболее подходящую и пр. Ниже рассмотрим некоторые методы, используемые для этих целей.

1.7.1 Функция правдоподобия

Одним из основных понятий, которое используется в математической статистике, является функция правдоподобия. Предположим, данные содержат n точек $\{x_i\}$, которые являются случайными величинами и распределение которых нужно выяснить. Зададимся моделью M , которая содержит набор k параметров θ . Введём *функцию правдоподобия*, характеризующую вероятность того, что данные $\{x_i\}$ были получены из распределения, описываемого моделью M с параметрами θ . Если наблюдения независимы, то её можно представить как произведение вероятностей [73]:

$$L \equiv p(\{x_i\}|M(\theta)) = \prod_{i=1}^n p(x_i|M(\theta)) \quad (1.2)$$

Определённая таким образом функция правдоподобия не является вероятностью, поскольку не нормирована на 1.

Величина L может быть очень мала, поэтому часто рассматривают её натуральный логарифм:

$$\ln L = \sum_{i=1}^n \ln[p(x_i|M(\theta))] \quad (1.3)$$

Вид функции правдоподобия в каждом конкретном случае определяется формой распределения, погрешностями данных и пр. Оценка параметров распределения и выбор модели проводится путём максимизации функции правдоподобия различными методами или же, что часто математически удобнее, минимизацией величины $-\ln L$.

1.7.2 Метод наименьших квадратов

Наиболее распространённым методом для оценки параметров распределения является метод наименьших квадратов (минимизация χ^2).

Возьмём измеренный спектр $\{C_i\}$, где погрешности в каждом канале i (будь то плотность потока, как в случае микроволновых измерений, так и число отсчётов, как в случае жёстких рентгеновских и гамма-спектров²⁾ подчиняются закону Гаусса³⁾. Тогда функция правдоподобия принимает вид

$$L = \prod_i^n \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} \exp \left[-\frac{(C_i - M_i)^2}{2\sigma_i^2} \right] \quad (1.4)$$

где C_i – наблюдаемые значения в канале, M_i – предсказание модели, а σ – погрешности. Для логарифма правдоподобия получаем

$$\ln L \propto - \sum_i^n \left[\frac{(C_i - M_i)}{\sigma} \right]^2 = - \sum_i^n \chi^2 \quad (1.5)$$

Величины χ называются невязками, отражающими отклонения данных от модели с учётом погрешностей, и задача нахождения наиболее правдоподобных параметров, фитирование, сводится к минимизации суммы их квадратов. Вероятность того, что наблюдаемые данные действительно описываются выбранной моделью с полученными параметрами, оценивается из распределения χ^2/ν . Параметром этого распределения является число степеней свободы ν , которое равно разности между числом наблюдательных точек n и числом параметров модели k .

Выбор предпочтительной модели при использовании метода χ^2 осуществляется при помощи F -теста, основанного на изменении суммарного χ^2 относительно уменьшения числа степеней свободы [74]. Такое сравнение корректно только в случае выбора между «вложенными» моделями, то есть когда одна модель переходит в другую, если взять предел по одному или нескольким параметрам. Примером вложенных моделей являются, например, степенной закон и двухстепенной закон с изломом.

Главным преимуществом метода наименьших квадратов, метода χ^2 , является простота вычислений.

²⁾Предполагается, что в случае рентгеновского и гамма-спектров требуется свёртка с функцией отклика детектора

³⁾В случае инструментального спектра жёсткого рентгеновского излучения число отсчётов в канале подчиняется распределению Пуассона, которое в случае большого числа отсчётов ($\gtrsim 10$ отсчётов на канал) переходит в распределение Гаусса.

Метод χ^2 имеет множество ограничений. Во-первых, его нельзя применять для случаев, когда погрешности в каждой точке не описываются законом Гаусса⁴. Другие принципиальные ограничения метода наименьших квадратов связаны с тем, что он даёт точечные оценки значений параметров [72], а не исследует всё пространство параметров модели. Вследствие этого сравнения моделей разной природы или тестирование на наличие того или иного компонента в спектре при помощи метода наименьших квадратов невозможно [76]. Эти вопросы будут рассмотрены ниже.

1.7.3 Метод максимизации правдоподобия

Ещё одним методом оценки параметров распределения является метод максимизации правдоподобия.

Предположим, что набор n независимых экспериментальных данных $\{X_i\}$ получен из одного и того же распределения $f(\theta)$ с одними и теми же параметрами θ . Тогда наиболее вероятные параметры распределения должны соответствовать максимуму функции правдоподобия [72]:

$$L(\theta) = \prod_{i=1}^n f(X_i, \theta) \quad (1.6)$$

Или минимуму $-\ln(L)$ (см. Раздел 1.7.1):

$$-\ln L = -\sum_{i=1}^n \ln f(X_i, \theta) \quad (1.7)$$

Применение этого метода по сравнению с методом наименьших квадратов не ограничивается только случайными величинами с гауссовскими погрешностями. Также метод максимизации правдоподобия позволяет избежать построения экспериментальной функции плотности вероятности – гистограммы, где разбиение на столбцы также вносит свои неточности, что особенно существенно в случае небольшого числа данных.

Проверка, насколько модель хорошо описывает данные, может проводиться с использованием метода Монте-Карло и статистики Колмогорова-

⁴Функция подобия, аналогичная 1.4 для случая пуассоновских погрешностей в каждой точке выведена в [75].

Смирнова [77]. Сначала вычисляется величина статистики Колмогорова-Смирнова для экспериментальных данных и модели с полученными параметрами. Затем из модели генерируется большое число синтетических наборов данных, каждый из них фитируется и для каждого вычисляется своя величина статистики Колмогорова-Смирнова. Доля случаев, когда статистика для синтезированных данных окажется больше, чем для экспериментальных, и будет означать вероятность модели с полученными параметрами. Сравнение двух моделей возможно также по соотношению их функций правдоподобий – более вероятной будет та, у которой правдоподобие больше [77].

1.7.4 Байесовский анализ

Наиболее универсальным является использование байесовского подхода [76, 78, 72, 73]. Его отличие от предыдущих методов заключается, во-первых, в том, что сами параметры модели рассматриваются как случайные величины и в ходе анализа для них вычисляются распределения вероятностей. Во-вторых, при анализе используются *априорные* знания о параметрах и моделях, которые основаны на предыдущих экспериментах или теоретических представлениях.

Рассмотрим набор экспериментальных данных $\{X\}$ и модель M с параметрами θ .

Апостериорные распределения плотностей вероятности параметров модели $P(\theta|D, M)$ могут быть вычислены, исходя из теоремы Байеса:

$$P(\theta|X, M) = \frac{P(X|\theta, M)P(\theta)}{P(X|M)}, \quad (1.8)$$

где $P(\theta)$ – *априорные* распределения параметров, которые включают априорные знания о параметрах, $P(X|\theta, M)$ – функция правдоподобия, означающая, что данные получены из модели M с параметрами θ .

Нормировочная константа в знаменателе Уравнения 1.8 носит название *байесовского свидетельства*:

$$Z = P(X|M) = \int P(X|\theta, M)P(\theta)d\theta. \quad (1.9)$$

Количественно сравнить две модели M_1 и M_2 можно на основании *байесовского фактора* – отношения их свидетельств:

$$B_{12} = \frac{P(X|M_1)}{P(X|M_2)}. \quad (1.10)$$

Величины B_{12} больше 3, 20 и 150 интерпретируются как соответственно положительное, сильное и очень сильное предпочтение модели M_1 перед M_2 .

В случае нескольких конкурирующих моделей M_i со свидетельствами Z_i , вероятность P_i i -ой модели может быть вычислена как:

$$P_i = P(M_i|X) = \frac{P(X|M_i)P(M_i)}{P(X)}, \quad (1.11)$$

где $P(M_i)$ априорная вероятность модели M_i , а $P(D)$ нормировочная постоянная, определяемая как:

$$P(D) = \sum_{j=1}^{N_M} P(D|M_j)P(M_j),$$

где N_M – полное число конкурирующих моделей.

Для расчёта апостериорных распределений используется ряд численных методов. Наиболее распространённым является генерация марковских цепей методом Монте-Карло (МСМС) [72]. Расчет начинается с начального вычисления распределения вероятностей из случайного или выбранного местоположения в пространстве параметров. Цепи Маркова – это случайные блуждания, зависящие только от предыдущего положения в пространстве. Цель состоит в том, чтобы спроектировать цепь Маркова, которая бы эффективно сходилась к желаемому апостериорному распределению. При всех своих достоинствах байесовский анализ является крайне ресурсоёмким по вычислительным мощностям. По этой причине такой подход получил широкое распространение только в последнее время.

1.8 Трёхмерное моделирование солнечных вспышек

Доступные сейчас наблюдения солнечных вспышек предоставляют двумерное изображение, усреднённое вдоль луча зрения, в то время как солнеч-

ная вспышка, очевидно, является трёхмерным явлением. Задача получения трехмерной картины солнечной вспышки решается при помощи комбинирования наблюдений и моделирования (см, например, [79, 80]).

1.8.1 Методы реконструкции магнитного поля в короне

Конфигурация магнитного поля в короне имеет первостепенное значение при построении моделей солнечных вспышек.

Непосредственное измерение магнитного поля в короне возможно, в частности, благодаря наблюдениям в радиодиапазоне: например, свободно-свободного излучения электронов над солнечными пятнами [81, 82] или гиротронного излучения ускоренных во вспышках электронов [61, 83, 11]. Применение метода, основанного на гиротронном излучении ограничено как наличием радиотелескопов с высоким пространственным и спектральным разрешением, так и ограничением их разрешения и чувствительности. Поэтому распространённым подходом является реконструкция коронального поля на основании магнитограмм на уровне фотосферы или хромосферы и дальнейшей экстраполяции фотосферного магнитного поля в область короны.

Экстраполяции предполагают нахождение магнитного поля как результат решения дифференциального уравнения с граничным условием на уровне фотосферы и с условием равенства нулю поля на бесконечности. Дифференциальные уравнения, описывающие магнитное поле, могут быть выведены, исходя из различных предположений [4].

1. Потенциальное поле предполагает отсутствие токов $\vec{j} = 0$ и определяется уравнением

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = 0 \tag{1.12}$$

2. Бессилое поле предполагает отсутствие магнитной силы Лоренца, т. е. $\vec{j} \times \vec{B} = 0$, и определяется уравнениями

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \times \vec{B} &= \alpha \vec{B} \\ \vec{B} \cdot \vec{\nabla} \alpha &= 0, \end{aligned} \tag{1.13}$$

где α – скалярная величина, называемая скрученностью поля.

Линейные бессиловые экстраполяции магнитного поля предполагают, что α постоянно [84, 85, 86, 87], и позволяют получить решение, основываясь на магнитограммах вдоль луча зрения [88].

Однако, предположение о постоянстве α является грубым приближением [89], и в таких случаях нужно проводить нелинейные бессиловые экстраполяции [90, 91], для которых необходимы векторные фотосферные магнитограммы или другая дополнительная пространственная информация [4].

1.8.2 GX Simulator

В данной работе для моделирования использовался пакет GX Simulator [92], предоставляемый вместе с широкоиспользуемым пакетом solarsoft. Блок-схема работы GX Simulator, адаптированная из [92], представлена на Рис. 1.2. В качестве входных данных GX Simulator принимает информацию о магнитном поле на уровне фотосферы и информацию об ускоренных электронах, их спектре, пространственном и угловом распределениях. Далее следует задать параметры плазмы во вспышечных петлях и параметры магнитного поля, например, в случае линейных экстраполяций параметр скрученности магнитного поля α . Далее на основании входных наблюдательных данных и свободных параметров, задаваемых вручную, GX Simulator рассчитывает спектры в микроволновом, рентгеновском и ультрафиолетовом диапазонах и строит соответствующие пространственные карты. На этом этапе полученные модельные результаты сравниваются со всеми имеющимися наблюдениями, и в случае расхождения свободные параметры корректируются. Эти итерации повторяются до тех пор, пока не будет достигнуто желаемое согласие между наблюдениями и результатами моделирования. Таким образом, GX Simulator позволяет получить трёхмерную картину вспышки с заданный момент времени.



Рисунок 1.2: Блок-схема, иллюстрирующая принцип работы GX Simulator. Схема адаптирована из [92].

Глава 2

Статистика солнечных вспышек, зарегистрированных в эксперименте *Konus-Wind* в триггерном режиме

2.1 Введение

Солнечные вспышки представляют собой стохастический процесс. Поэтому статистические исследования энергетических, временных и спектральных характеристик солнечных вспышек, позволяют установить характерные параметры солнечных вспышек и их разброс, что помогает ответить на ряд вопросов. К их числу относится, например, сколько энергии может быть запасено в ускоренных электронах [93]? Каковы минимальные [94, 95] и максимальные [96] возможные интенсивности солнечных вспышек? Возможны ли на Солнце «супервспышки» [97], подобные наблюдаемым на звёздах солнечного типа, когда выделяемая энергия превышает 10^{35} эрг [98]?

Исследования, проведённые к настоящему времени, показали, что многие характеристики солнечных вспышек в жёстком рентгеновском диапазоне распределены по степенному закону, $dN/dE \propto E^{-\alpha}$. К числу таких характеристик относятся пиковые скорости счёта [38, 93, 99], интегральное число отсчётов [93, 99] и длительности вспышек [93, 99, 96], пиковые потоки энергии ускоренных электронов [93]. Степенным распределением характеризуются и потоки излучения в гамма-диапазоне [100].

Степенные распределения широко распространены: таким законам подчиняются, например, распределения населения городов, благосостояния людей, частоты использования слов, диаметры лунных кратеров и пр., хотя, для

каждой конкретной величины механизмы возникновения степенного распределения могут быть совершенно различны [101].

Для объяснения степенных распределений параметров солнечных вспышек предложено две основных модели. Первая модель [102] рассматривает степенное распределение пиковых потоков как результат суперпозиции двух экспоненциальных распределений, а именно – пуассоновского распределения временных интервалов между вспышками и экспоненциальной зависимости накопления свободной магнитной энергии от времени. Другая модель [103] предполагает, что возникновение солнечных вспышек является лавинообразным процессом для системы, находящейся в самоорганизующемся критическом состоянии, где в качестве такой системы выступает корональное магнитное поле.

В отличие от мягкого рентгеновского диапазона, где на протяжении десятков лет доступны однородные данные инструментов серии *GOES*, наблюдения Солнца в жёстком рентгеновском и особенно гамма-диапазоне имеют множество пробелов. Эти пробелы связаны с перерывами в работе миссий или же с нахождением околоземных аппаратов в тени Земли.

На настоящий момент *Konus-Wind* является единственным экспериментом в жёстком рентгеновском и мягком гамма-диапазонах, которых наблюдал два полных солнечных цикла практически непрерывно благодаря своему положению в точке Лагранжа, поэтому наблюдения этого инструмента позволяют дополнить недостающие данные касательно многих солнечных вспышек. Ещё одним преимуществом *Konus-Wind* является широкий энергетический диапазон (~ 20 кэВ-15 МэВ), что, в сочетании с длительным временем наблюдений, позволяет получить распределения характеристик вспышек в различных энергетических диапазонах: в интервале 20-1200 кэВ, где жёсткий рентгеновский спектр формируется в основном тормозным излучением ускоренных электронов и на энергиях 1-15 МэВ, которые соответствуют излучению, формируемому за счёт ускоренных ионов. Полученные характеристики могут использоваться в качестве опорной группы для других исследований.

2.2 Наблюдения солнечных вспышек в эксперименте *Konus-Wind*

Пространственная информация, предоставляемая *Konus-Wind* ограничена оценкой исходной эклиптической широты на небесной сфере по соотношению потоков в детекторах S1 и S2. Поскольку детекторы *Konus-Wind* ориентированы перпендикулярно к плоскости эклиптики, то солнечное излучение приходит в боковую стенку детектора и регистрируется двумя детекторами S1 и S2, при этом триггер может произойти только в одном детекторе, а в другом продолжается фоновая запись. Выработано несколько критериев, чтобы классифицировать рентгеновское событие, зарегистрированное *Konus-Wind*, как солнечную вспышку. Во-первых, скорости счёта в детекторах S1 и S2 близки друг к другу. Во-вторых, максимум излучения наблюдается в более мягком канале G1. В-третьих, на момент триггера *Konus-Wind* зарегистрирована солнечная вспышка в списке событий GOES¹ или наблюдается повышение потока в каналах GOES 1–8 Å и 0.5–4 Å². Также для совместных наблюдений может быть использован список событий Fermi-GBM³.

Наблюдение солнечных вспышек в триггерном режиме *Konus-Wind* имеет некоторые особенности. Поскольку триггер срабатывает на превышение над фоном в жёстком канале G2 ($\sim 80\text{--}300\text{ keV}$) на коротком временном масштабе (140 ms или 1 s), то в триггерном режиме могут регистрироваться только достаточно жёсткие вспышки с резким нарастанием потока, т. е. для триггерного режима существует селекция по пиковому потоку в канале G2. Мягкие и плавные события регистрируются в фоновом режиме. Триггерная запись *Konus-Wind* ограничена $\sim 230\text{ s}$ для кривых блеска, а для многоканальных спектров длительность записи варьируется в зависимости от интенсивности событий, но не может превышать 492 s, так что для длительных событий запись обрывается до окончания вспышки [104].

¹Список событий GOES <ftp://ftp.swpc.noaa.gov/pub/indices/events/>.

²Солнечные вспышки, зарегистрированные *Konus-Wind*, но при этом отсутствующие в списке событий GOES обсуждаются в Главе 3.

³Информация о триггерных событиях Fermi <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/W3Browse/fermi/fermigbrst.html>

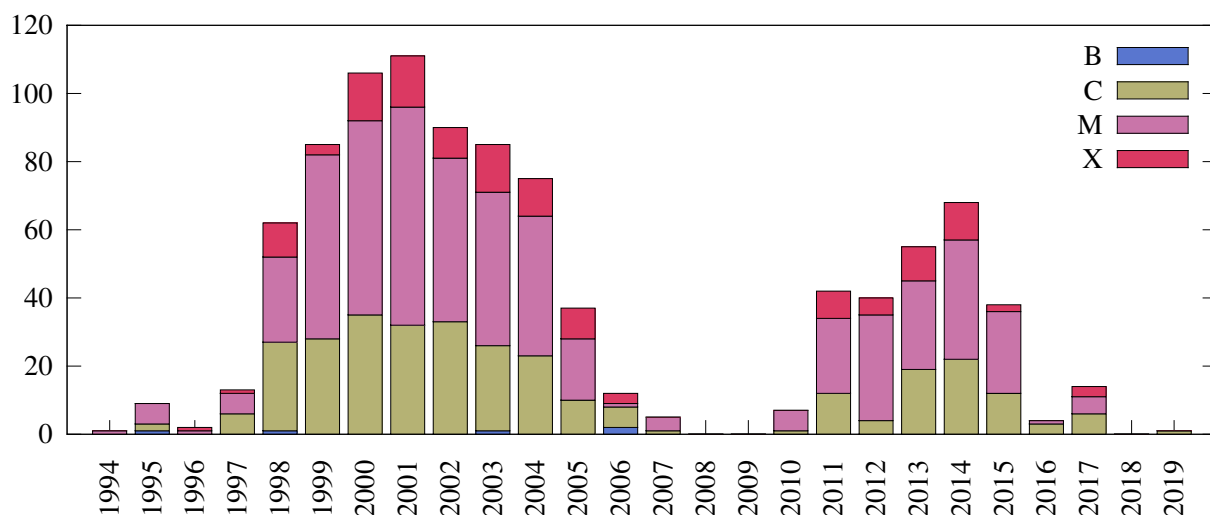


Рисунок 2.1: Годичное распределение количества солнечных вспышек, зарегистрированных *Konus-Wind* в триггерном режиме.

На апрель 2020 года *Konus-Wind* зарегистрировал более 13000 вспышек в фоновом режиме и более 1000 – в триггерном. Статистика по годам и по классам вспышек, зарегистрированных в триггерном режиме, представлена на Рис. 2.1.

2.3 База данных KW-Sun солнечных вспышек, зарегистрированных *Konus-Wind*

Данные для всех вспышек (более 1000 на момент написания), зарегистрированных *Konus-Wind* в триггерном режиме доступны в базе данных KW-Sun по ссылке <http://www.ioffe.ru/LEA/kwsun/>. Эта база данных включает временные профили в каналах G1, G2, G3 с высоким временным разрешением в форматах IDL SAV и ASCII, а также файлы многоканальных спектров наряду с файлами отклика детектора в формате FITS.

При создании базы KW-Sun многоканальные спектры и временные профили в каналах G1, G2, G3 были откалиброваны и почищены инструментальные сбои. Для трёхканальных временных профилей определён и вычтен уровень фона. Для длительных вспышек, для которых недоступны фоновые многоканальные спектры, найдены фоновые многоканальные спектры из другого триггерного события со схожим уровнем фона. Для интенсивных

событий проведены корректировки потоков. Процедура для загрузки и обработки многоканальных спектров *Konus-Wind* в пакете OSPEX solarsoft [105] стала доступна в результате представленной работы.

2.4 Свойства солнечных вспышек, зарегистрированных *Konus-Wind* в триггерном режиме

Параметры распределения вспышек оценивались методом максимизации правдоподобия (см. Раздел 1.7.3) в применении к степенным распределениям [77, 106], реализованный в пакете *powerlaw* для языка *python* [107]. При помощи этого пакета определены границы распределения, где действует степенной закон, x_{min} и x_{max} , показатель степени распределения α и его погрешность $\Delta\alpha$, без разбиения распределений на гистограммы. Гистограммы далее построены для большей наглядности.

2.4.1 Статистические распределения солнечных вспышек в жёстком рентгеновском диапазоне

Мы оценивали следующие величины: пиковые скорости счёта и длительности. Пиковые потоки триггерных вспышек *Konus-Wind* оценивались по суммарной пиковой скорости счёта после вычитания уровня фона в каналах G1+G2+G3, что примерно соответствует диапазону энергий 20-1200 кэВ. Время пика определялось на временном масштабе 1.024 с. Поскольку для длительных вспышек время триггерной записи может заканчиваться до окончания вспышки, по непрерывной записи в канале G2 (см. Раздел 1.2) оценивался ход вспышки после триггера и из статистики исключались события, где фактический пик лежал вне трёхканальной записи.

Полученное распределение пиковых скоростей счёта представлено на Рис. 2.2. Серым обозначена гистограмма плотности вероятности для всех вспышек, наблюдавшихся *Konus-Wind* в триггерном режиме, чёрная прерывистая линия отражает степенную аппроксимацию распределения для всех

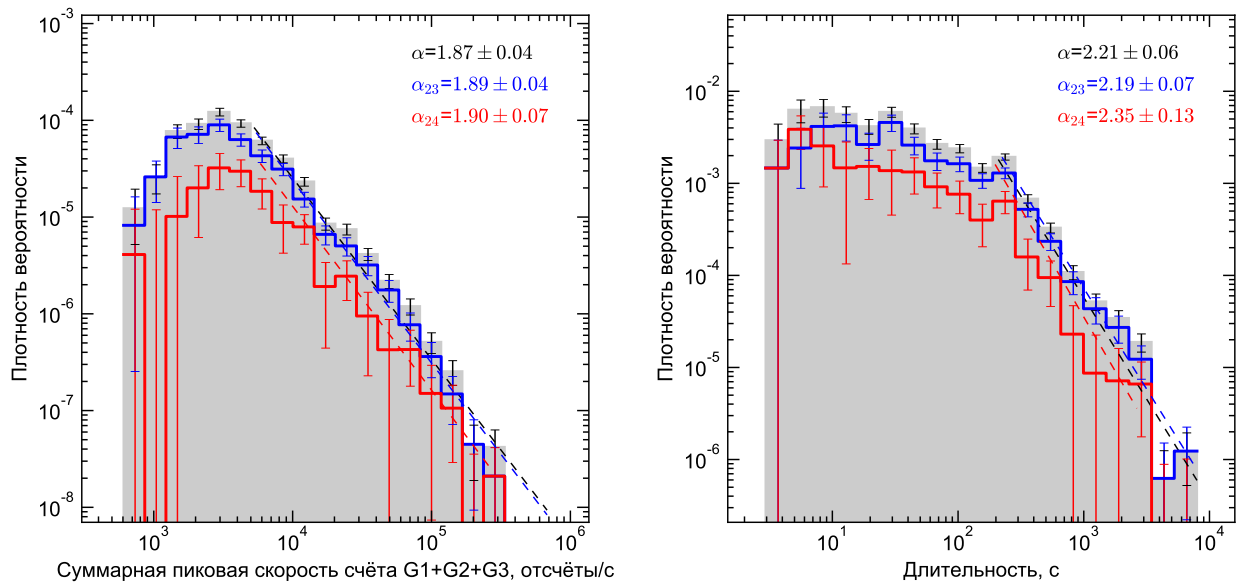


Рисунок 2.2: Справа: распределения суммарных пиковых скоростей счёта в каналах G1+G2+G3 для вспышек, зарегистрированных Konus-*Wind* в триггерном режиме. Серая гистограмма и чёрная прерывистая линия представляют плотность вероятности и степенную аппроксимацию распределения для всех вспышек соответственно, синяя непрерывная и синяя прерывистая линии – аналогично для цикла 23, красная непрерывная и прерывистая линии – аналогично для цикла 24. Чёрная, синяя и красная надписи обозначают показатель степени распределений для всех вспышек, для 23 цикла и для 24 цикла соответственно.

Слева: распределения длительностей вспышек, зарегистрированных Konus-*Wind* в триггерном режиме, в канале G2 (~20-300 кэВ). Серая гистограмма и чёрная прерывистая линия представляют плотность вероятности и степенную аппроксимацию распределения для всех вспышек соответственно, синяя непрерывная и синяя прерывистая линии – аналогично для цикла 23, красная непрерывная и прерывистая линии – аналогично для цикла 24. Чёрная, синяя и красная надписи обозначают показатель степени распределений для всех вспышек, для 23 цикла и для 24 цикла соответственно.

вспышек, показатель степени составляет 1.87 ± 0.04 . Синей и красной сплошной линиями обозначены распределения вспышек для 23 и 24 циклов солнечной активности соответственно. Показатели степени распределений пиковых скоростей счёта для 23 и 24 цикла очень близки между собой и составляют соответственно 1.89 ± 0.04 и 1.90 ± 0.07 . Результат для всего периода наблюдений согласуется в пределах погрешностей с показателем степени 1.78 ± 0.04 , полученным по данным *RHESSI* для 2002-2010 гг. [99]. Более крутые показатели степени, полученные *Konus-Wind*, могут быть связаны с ограниченным временем записи, и, как следствие, исключением из статистики более длительных мощных вспышек.

Длительности вспышек были оценены по непрерывной записи в канале G2 (~ 20 -300 кэВ) по превышению над фоном на уровне 5σ . Результаты представлены на Рис. 2.2. Показатель степени для аппроксимации распределения всех вспышек составляет 2.21 ± 0.06 , для вспышек 23 цикла – 2.19 ± 0.07 , для вспышек 24 цикла – 2.35 ± 0.13 , что согласуется с широким диапазоном значений от 1.76 до 2.73, полученных ранее [93, 99, 96]. Показатель степени распределения для 24 цикла активности чуть круче по сравнению с 23, то есть можно предположить, что в 24 цикле чуть меньше длительных вспышек, чем в 23 цикле, хотя эти различия находятся в пределах погрешностей.

2.4.2 Распределения солнечных вспышек в мягком гамма-диапазоне

Поскольку фоновая запись на энергиях выше 1 МэВ для *Konus-Wind* отсутствует, данные в этом диапазоне для каждой вспышки представляют собой эпизодическую триггерную запись, состоящую из многоканальных спектров. Поиск вспышек, для которых наблюдалось превышение над фоном в мэв-ной области, проводилось следующим образом. Отсчёты в многоканальных спектрах выше энергии 1 МэВ суммировались для каждого многоканального спектра, в результате чего из многоканальных спектров получался временной профиль в диапазоне ~ 1 -15 МэВ. Этот временной профиль при помощи разработанной для этого утилиты⁴ разбивался на «байесовские блоки» [108].

⁴Исходный код утилиты доступен по адресу https://github.com/dsvinkin/b_blocks

Байесовский блок представляет собой временной интервал, в течение которого интенсивность измеряемого сигнала (фон или фон+источник) не изменяется, а различия скоростей счёта в отдельных временных бинах обусловлены статистическим разбросом. Таким образом, это разбиение позволяет выделить статистически значимое превышение над фоном среди случайных флуктуаций, в данной работе был выбран уровень превышения над фоном 5σ . Для подавляющего большинства вспышек временной профиль $\sim 1-15$ МэВ представлял собой один байесовский блок, то есть, не наблюдалось ни значимых флуктуаций фона, ни высокоэнергичного вспышечного излучения. Из остальных вспышек были выделены вспышки, где временной профиль в мэВ-диапазоне коррелировал с профилями в каналах G1, G2, G3, а остальные вспышки, где вариации скоростей счёта были вызваны нестабильным фоном, были исключены.

Таким образом были выделены 93 вспышки, демонстрирующие излучение на энергиях выше 1 МэВ. Пространственные положения этих вспышек на солнечном диске представлены на Рис. 2.3, слева. Справа изображены гистограммы с распределениями вспышек по солнечной долготе (сверху) и широте (снизу). Для распределения по долготе наблюдается уярчение по направлению к лимбу, резкий провал около 50° восточной долготы, скорее всего, случаен. Распределение гамма-вспышек по широте согласуется с распределением по широте вспышек, наблюдаемых в других диапазонах (рентгеновском, оптической и пр.).

Для определения пиковых скоростей счёта в гамма-диапазоне скорость счёта в первом байесовском блоке принималась за уровень фона, и этот уровень фона вычитался из максимальной скорости счёта. Также, как и в случае жёстких рентгеновских пиков, из рассмотрения были исключены вспышки, для которых пик лежал вне триггерной записи *Konus-Wind*. Полученное распределение представлено на Рис. 2.4. Это распределение описывается степенным законом с показателем $\alpha = 1.70 \pm 0.09$. Это значение близко к показателю степени, полученному для жёсткого рентгеновского диапазона 1.87 ± 0.04 , и согласуется с полученным в работе [100] показателем ~ 1.8 для распределений пиковых скоростей счёта в диапазоне 100 кэВ–100 МэВ.

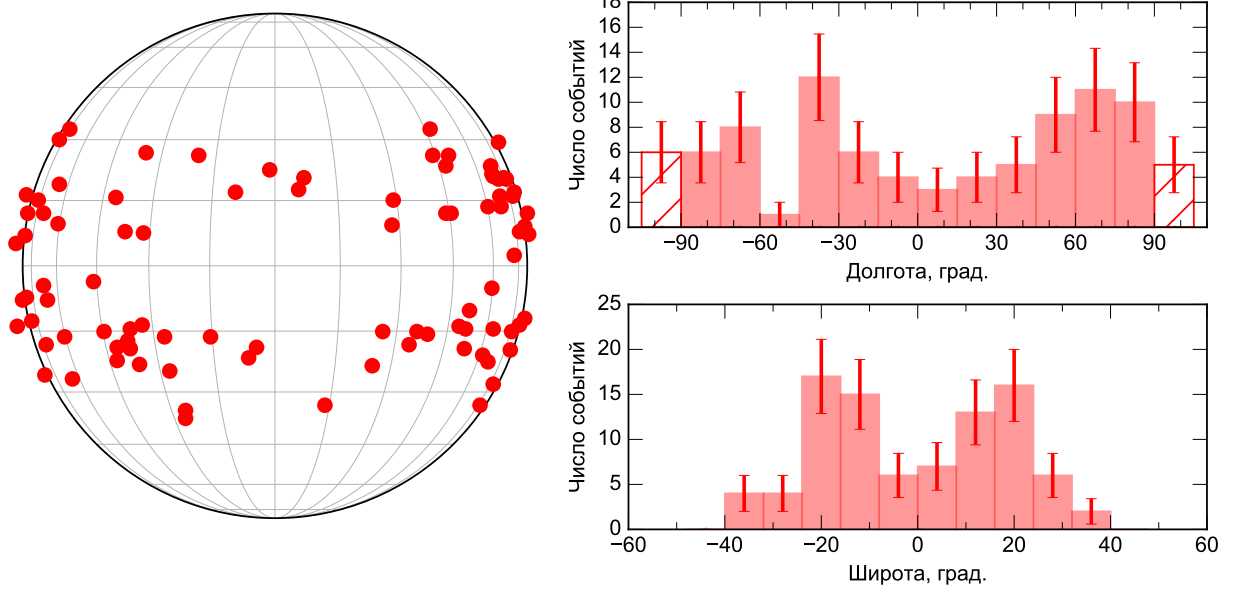


Рисунок 2.3: Положения вспышек на солнечном диске, зарегистрированных *Konus-Wind* в гамма-диапазоне. Верхняя гистограмма представляет собой распределение гамма-вспышек по долготе, штрихованные столбцы с левого и правого края гистограммы относятся ко вспышкам, произошедшим на лимбе или за лимбом. На нижней гистограмме изображено распределение гамма-вспышек по широте. На гистограммах отмечены погрешности в каждом столбце.

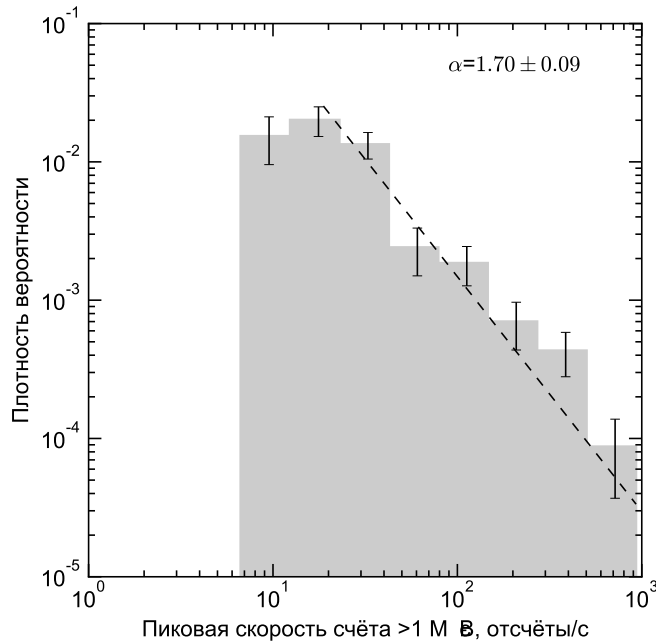


Рисунок 2.4: Распределения пиковых скоростей счёта вспышек на энергиях выше 1 МэВ. Серая гистограмма – экспериментальная плотность распределения, пунктирная линия – его аппроксимация степенным законом.

2.5 Заключение

В данной главе проведен обзор наблюдений солнечных вспышек инструментом *Konus-Wind*, представлены статистические распределения пиковых потоков солнечных вспышек в жёстком рентгеновском и мягком гамма-диапазонах, а также – распределение длительностей в жёстком рентгеновском диапазоне. Полученные распределения подчиняются степенному закону, что согласуется с предыдущими результатами. Значение показателя степени распределения согласуется с предыдущими исследованиями для периода 2002-2010 гг., основанными на данных *RHESSI*. Это позволяет использовать вспышки, зарегистрированные *Konus-Wind* в триггерном режиме, в качестве опорного набора вспышек для других исследований.

Глава 3

Статистическое исследование «ХОЛОДНЫХ» ранних импульсных солнечных вспышек в рентгеновском и микроволновом диапазонах

3.1 Введение

На основании наблюдений *RHESSI* в [109] выделяются три типа солнечных вспышек в зависимости от соотношения между тепловым и нетепловым излучением. Тип 1, «плавные вспышки» являются чисто тепловыми, аналогичными типу А в [37, 38] (см. Введение). Вспышки типа 2, называемые «импульсными вспышками», демонстрируют импульсное нетепловое излучение в жёстком рентгеновском диапазоне, наряду с более плавным тепловым излучением в мягком рентгеновском диапазоне. В случае со вспышками типа 3, «ранними импульсными вспышками», впервые предложенными в [110], за импульсной нетепловой фазой следует плавное тепловое излучение. Для импульсных вспышек, то есть вспышек типа 2 и 3, и для вспышек типа В из классификации [37, 38] часто наблюдается эффект Ньюперта. Отличие ранних импульсных вспышек от прочих заключается в отсутствии теплового излучения перед импульсной фазой, то есть в отсутствии преднагрева.

Тем не менее, нагрев ускоренными электронами может быть не единственным источником нагрева во время вспышки и наиболее распространённым является случай, когда во вспышке ускорение частиц сосуществует с прямым нагревом плазмы [15, 111].

На данный момент не выяснено, почему в некоторых вспышках значительная энергия расходуется на ускорение частиц, а в других практически вся энергия, выделившаяся при пересоединении, тратится на прямой нагрев плазмы, и чем обуславливается распределение энергии между ускорением и прямым нагревом.

Хотя ускорение заряженных частиц зачастую сопровождается и «прямым» нагревом плазмы, в литературе описаны события, в которых подавляющая часть энергии расходуется на ускорение частиц, тогда как прямой нагрев отсутствует или неизмеримо мал. Вероятнее всего, такие события являются подгруппой ранних импульсных вспышек, для которых, помимо отсутствия преднагрева, значительное нетепловое излучение сопровождается сравнительно слабым тепловым откликом [112, 113, 114, 115, 116]. Эти вспышки получили название «холодных». Анализ их энергетического баланса показывает, что для наблюдаемого нагрева плазмы достаточно только энергии, запасённой в ускоренных электронах, без привлечения других механизмов нагрева [55]. Изучение холодных вспышек позволяет, во-первых, понять, чем обусловлено распределение энергии во вспышке между тепловым и нетепловым компонентом, и, во-вторых, получить лучшую оценку параметров нетеплового рентгеновского излучения на низких энергиях ($\sim 5\text{--}20$ кэВ), поскольку в рассматриваемом случае доля теплового излучения на импульсной фазе мала.

Несмотря на обилие статистических исследований солнечных вспышек (см. Раздел 2.1), статистического исследования холодных вспышек не проводилось. Данная работа устраняет этот пробел и выясняет, в чём состоят общие и отличительные черты холодных вспышек и «обычных», как отличные черты холодных вспышек связаны с низким тепловым откликом, и представляют ли холодные вспышки однородную группу событий, или формальный критерий низкого теплового излучения объединяет события различной морфологии?

3.2 Отбор событий

С учетом того, что холодные вспышки встречаются относительно редко, статистическое изучение этих событий требует долгого периода наблюдений. Поэтому мы используем данные в жёстком рентгеновском диапазоне, полученные инструментом *Konus-Wind*, и данные в мягком рентгеновском диапазоне *GOES*; оба набора данных доступны в течение периода времени, превышающего два полных цикла солнечной активности.

Отбор холодных вспышек проводится среди ранних импульсных вспышек, чтобы исключить преднагрев плазмы до ускорения частиц.

3.2.1 Отбор ранних импульсных вспышек

Для отбора ранних импульсных вспышек среди событий, зарегистрированных *Konus-Wind* в триггерном режиме мы использовали следующий формальный критерий: на момент триггера *Konus-Wind* в списке событий *GOES* отсутствовало событие в мягком рентгеновском диапазоне. Это обозначает, что либо событие *GOES* началось позже, либо его не было зарегистрировано. Целью этого критерия было исключить события, сопровождавшиеся мягким рентгеновским излучением, связанным с преднагревом плазмы до ускорения электронов.

В результате был получен список, состоящий из 42 триггерных событий, которые удовлетворяют формальному критерию ранних импульсных вспышек из [110]: отсутствие превышения над фоном в мягком рентгеновском диапазоне за 30 с до события в жёстком рентгеновском диапазоне. Для ни одной из этих вспышек не было соответствующего события в списке *GOES*, так что выбранный критерий оказался весьма жёстким. Отсутствие вспышки в списке событий *GOES* может быть связано с невыполнением формального критерия: событие попадает в список при монотонном превышении фона в течение 1 минуты в канале 1-8 Å где за фон принимается уровень в течение предыдущих трёх минут. Таким образом, в списке могут отсутствовать короткие события и события с нестабильным фоном. Этот вопрос будет обсуждаться ниже.

3.2.2 Отбор опорных вспышек

Опорная группа вспышек была сформирована из набора других вспышек, зарегистрированных *Konus-Wind* в триггерном режиме (см. Главу 2), для сопоставления с холодными вспышками. Соответственно, из всех 1000+ триггерных солнечных вспышек в качестве опорных мы выбрали вспышки, которые (1) имеют постоянный фон *Konus-Wind* и *GOES* и (2) полностью лежат во временной истории *Konus-Wind* (как в фоновом, так и в триггерном режимах). Это последнее условие подразумевает исключение длительных вспышек. Таким образом, мы выбрали 405 вспышек класса *GOES* C, M и X для формирования эталонного набора.

3.2.3 Отбор холодных вспышек

Отбор холодных вспышек среди ранних импульсных опирался на критерий низкого теплового отклика по данным *GOES* относительно нетеплового излучения по данным *Konus-Wind* в течение импульсной фазы.

Для сравнения временных профилей *Konus-Wind* и *GOES* к времени *Konus-Wind* были применены поправки на время распространения света от космического аппарата *Wind* до центра Земли. Такой подход дает погрешность в пределах ~ 20 мс для распространения света до любого наземного или околоземного инструмента, что является удовлетворительной точностью для представленного исследования.

Длительность импульсной фазы вспышки определялась по каналу G2, границы которого за время его эксплуатации изменялись от ~ 50 -200 кэВ до ~ 80 -300 кэВ. Этот канал был выбран потому, что он не содержит вклада теплового излучения. Длительность импульсной фазы вспышки оценивали с помощью так называемого t_{90} , которое представляет собой разность между t_{95} , временем накопления 95% интегрального числа отсчетов вспышки, и t_5 , временем накопления 5% интегрального числа отсчетов вспышки (см. Рис. 3.1). Мы использовали t_{90} , поскольку эта величина менее чувствительна к выбору отношения сигнал/шум, чем общая длительность, t_{100} [117].

Для количественной оценки теплового отклика, мы измерили увеличение потока в канале *GOES* 1-8 Å ($\Delta GOES$) в течение импульсной фазы в

жестком рентгеновском диапазоне (см. Рис. 3.1). В случае постоянного фона увеличение потока *GOES* в канале 1-8 Å было получено как разность между потоком при t_{95} и потоком при t_5 . В случае монотонно изменяющегося предвспышечного потока фон аппроксимировался полиномом третьего порядка и вычитался, затем вычислялась разность между потоками при t_{95} и t_5 . В случае отсутствия наблюдаемого отклика в канале 1-8 Å верхние пределы для $\Delta GOES$ были оценены как 15% потока *GOES* в канале 1-8 Å что соответствует погрешности измерений в этом канале [118].

Пиковый временной интервал вычислялся на временном масштабе 1024 мс в соответствии с отсчетами в канале G2, а пиковая скорость счёта в жестком рентгеновском диапазоне принималась как сумма скоростей счёта в каналах G1+G2+G3 после вычитания фона (см. Рис. 3.1). Для одной вспышки пиковый временной интервал был определен на масштабе 2.944 с из-за сбоя в триггерной временной записи G2.

Результирующие соотношения между $\Delta GOES$ и пиковыми скоростями счёта в *Konus-Wind* для ранних импульсных вспышек и опорной группы приведены на Рис. 3.2 и перечислены в Табл. 3.1, погрешности приведены на уровне 68%. Серая штрихованная область слева от рисунка указывает на эффект селекции, который заключается в том, что *Konus-Wind* не может регистрировать вспышки с такими низкими пиковыми скоростями счёта в триггерном режиме. Мы рассчитали коэффициент корреляции между пиковыми скоростями счёта и приращением потока мягкого рентгеновского потока $\Delta GOES$ с использованием процедуры `bces` для языка `python` [119, 120], которая учитывает погрешности по обеим осям. Черная сплошная линия на рисунке соответствует линейной регрессии между пиковыми скоростями счёта и $\Delta GOES$ для всех вспышек, а пунктирные линии указывают на доверительный интервал 68%¹. Вспышки, лежащие вблизи линии регрессии, могут охарактеризоваться «средним» тепловым откликом, в то время как те, что находятся намного выше линии регрессии, могут быть интерпретированы как вспышки с доминированием теплового излучения, а расположенные намного ниже линии регрессии демонстрируют аномально слабое тепловое излучение. Количественный критерий для отбора этих событий был следующим.

¹Метод оценки доверительного интервала описан в [121]

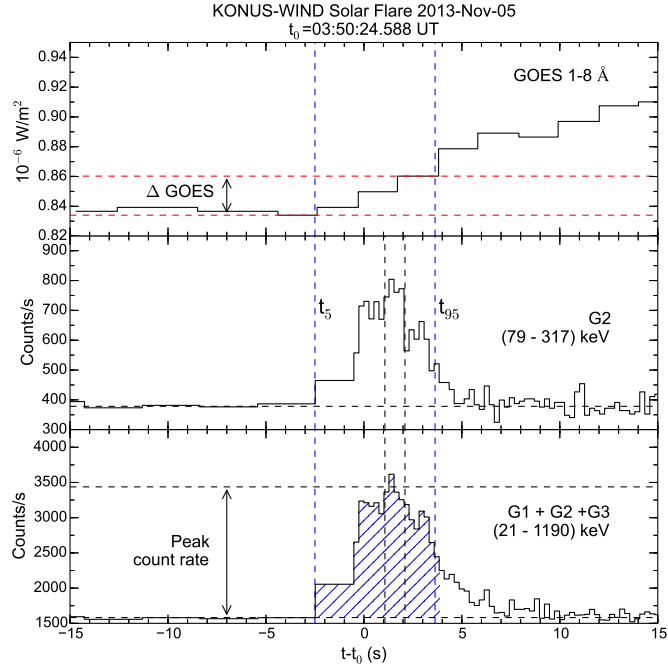


Рисунок 3.1: Иллюстрация увеличения потока мягкого рентгеновского излучения, $\Delta GOES$, за время импульсного излучения в жёстком рентгеновском диапазоне. Здесь t_0 – это триггерное время *Konus-Wind* после поправки на время распространения от КА *Wind* до Земли. Вертикальные пунктирные синие линии отображают t_{90} , оценку длительности вспышки, определяемую с помощью канала G2 *Konus-Wind*. Горизонтальные красные пунктирные линии указывают на увеличение потока в канале *GOES* 1-8 Å в течение t_{90} , $\Delta GOES$. Черные пунктирные линии обозначают пиковый интервал в канале G2. Горизонтальные черные пунктирные линии отображают пиковую скорость счёта в жёстком рентгеновском диапазоне, определяемую как сумма скоростей счётов в сумме каналов G1+G2+G3. Синяя штрихованная область соответствует интегральному числу отсчётов в каналах G1+G2+G3, накопленным в течение t_{90} , определяемым по каналу G2.

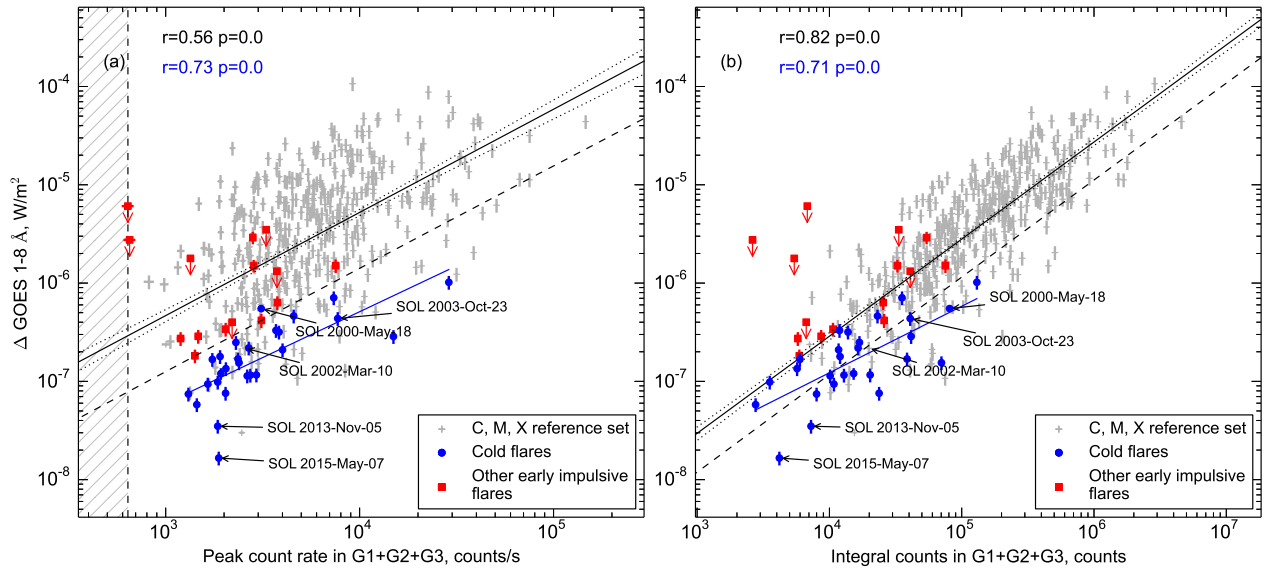


Рисунок 3.2: Увеличение потока в канале $GOES$ 1-8 Å во время импульсной фазы вспышки, $\Delta GOES$ по сравнению с (а) ее пиковой скоростью счёта и (б) интегральным числом отсчётов. Черные и синие сплошные линии являются степенными зависимостями для всех вспышек (как ранних импульсных вспышек, так опорных) и только холодных вспышек соответственно, черные пунктирные линии отображают доверительный диапазон для всех вспышек 0,68. Черным и синим цветом указаны коэффициенты корреляции Пирсона (r) и значения вероятности случайной корреляции (p) для всех вспышек и только для холодных соответственно. Черная пунктирная линия представляет собой границу, которая выделяет «холодные» вспышки.

Мы построили распределение расстояний между линией регрессии и каждой вспышкой, где отрицательными расстояниями характеризовались вспышки ниже регрессионной прямой. Мы рассматривали 68 % вспышек, которые лежат между 16 % и 84 % квантилями распределения расстояний, как вспышки со «средним» тепловым откликом, в то время как ранние импульсные вспышки ниже 16 % (см. штриховую линию на рисунке) являются «холодными» ранними импульсными вспышками.

Таблица 3.1: Сравнение свойств холодных вспышек в жёстком и мягком рентгеновских диапазонах.

N	Дата	t_0^*	t_{90}	ΔGOES	Пик.ск.счёта	Инт.отсч.	Пиковый поток	Инт. поток
		с	с	10^{-6} Вт/м^2	10^3 отсч./с	10^3 отсч.	$10^{-6} \text{ эрг/(с см}^2\text{)}$	$10^{-6} \text{ эрг/(см}^2\text{)}$
1	1998-May-07	05:32:37.072	3.8 ± 0.5	0.33 ± 0.05	3.70 ± 0.08	11.92 ± 0.15	6.36 ± 0.05	...
2	1999-Jun-19	22:54:49.788	12.6 ± 1.8	0.25 ± 0.04	2.30 ± 0.06	16.87 ± 0.20	...	18 ± 3
3	1999-Jul-30	22:58:09.675	2.3 ± 0.3	0.098 ± 0.016	1.86 ± 0.06	3.54 ± 0.09	3.08 ± 0.07	5.9 ± 0.9
4	1999-Nov-09	08:26:21.703	8.1 ± 0.4	0.71 ± 0.11	7.35 ± 0.09	35.39 ± 0.22
5	1999-Nov-14	14:55:08.244	3.0 ± 0.3	0.058 ± 0.009	1.45 ± 0.06	2.77 ± 0.09	2.41 ± 0.07	4.6 ± 0.6
6	1999-Dec-02	20:01:00.012	3.4 ± 0.8	0.135 ± 0.022	2.04 ± 0.06	5.70 ± 0.11	3.39 ± 0.07	6.1 ± 1.7
7	2000-Mar-10	04:21:48.688	5.1 ± 0.8	0.167 ± 0.027	1.74 ± 0.06	5.98 ± 0.12	2.88 ± 0.07	10.1 ± 1.8
8	2000-Mar-18	02:25:10.567	23.6 ± 2.5	0.169 ± 0.027	2.36 ± 0.06	38.62 ± 0.28	3.94 ± 0.10	57 ± 10
9	2000-May-18	07:21:59.706	14.9 ± 2.5	0.0757 ± 0.012	2.04 ± 0.06	23.75 ± 0.23	3.37 ± 0.08	12 ± 6
10	2000-May-18	22:59:39.777	86 ± 9	0.55**	3.11 ± 0.07	81.0 ± 0.5	5.26 ± 0.15	357 ± 55
11	2001-Oct-12	07:40:31.941	8.4 ± 1.1	0.116 ± 0.019	2.73 ± 0.07	12.88 ± 0.17	4.65 ± 0.10	22 ± 3
12	2001-Nov-01	15:17:42.772	9.9 ± 0.5	1.02 ± 0.16	28.83 ± 0.17	130.2 ± 0.4
13	2002-May-29	07:39:46.864	6.3 ± 1.5	0.21 ± 0.03	4.00 ± 0.07	11.73 ± 0.15	6.82 ± 0.11	13 ± 4
14	2002-Aug-10	23:50:09.293	9.7 ± 2.2	0.094 ± 0.015	1.65 ± 0.06	10.81 ± 0.17
15	2002-Aug-18	23:11:19.740	8.2 ± 1.7	0.179 ± 0.029	1.91 ± 0.07	12.03 ± 0.19
16	2002-Aug-20	19:55:28.476	6.0 ± 2.1	0.32 ± 0.05	3.84 ± 0.08	13.82 ± 0.18	...	23 ± 9
17	2003-Oct-23	22:17:39.620	11.6 ± 2.4	0.44 ± 0.07	7.71 ± 0.10	40.78 ± 0.25	...	47 ± 12

18	2005-Sep-08	02:15:49.996	8.3±2.6	0.29±0.05	14.94±0.14	41.44±0.29	...	72±22
19	2011-Sep-19	07:43:40.791	14.9±2.8	0.12±0.02	1.93±0.06	15.24±0.20	3.26±0.07	29±7
20	2012-Jul-08	02:43:50.647	10.4±2.2	0.116±0.019	2.94±0.07	20.32±0.20	5.05±0.10	30±7
21	2013-Nov-05	03:50:24.588	6.12±1.6	0.035±0.006	1.86±0.06	7.26±0.13	3.22±0.04	5.0±1.5
22	2014-Jan-02	05:45:01.390	10.8±2.3	0.074±0.012	1.31±0.05	7.00±0.16	2.23±0.06	13±5
23	2014-Jan-31	16:52:37.461	6.7±1.1	0.46±0.07	4.57±0.08	23.08±0.18	8.33±0.29	35±8
24	2014-Feb-08	05:49:29.848	7.2±2.2	0.114±0.018	2.63±0.06	10.12±0.15	4.48±0.09	6±3
25	2014-Oct-18	02:49:17.710	64±10	0.155±0.025	2.39±0.04	70.3±0.4
26	2014-Oct-27	03:14:46.862	8.7±2.3	0.22±0.03	2.68±0.06	16.47±0.17	4.64±0.15	35±11
27	2015-May-07	12:41:40.415	3.3±0.7	0.0166±0.0027	1.88±0.06	4.18±0.10	3.27±0.04	7.2±1.7

Примечания:

*Триггерное время *Konus-Wind* после применения корректировок на время распространения.

**Верхние пределы.

Синяя сплошная линия на рисунке представляет собой грубую оценку линейной регрессии между $\Delta GOES$ и пиковой скоростью отсчета в жёстком рентгеновском диапазоне только для холодных вспышек. Несколько отдельных событий обозначены на этом графике: это вспышки 5 ноября 2013 г. и 7 мая 2015 г., которые демонстрируют очень низкий тепловой отклик; вспышка 10 марта 2002 года из работы [116]; и вспышки 18 мая 2000 г., 22:59 UT, и 23 октября 2003 года, которые будут обсуждаться позже. Подписи «r» и «p» обозначают коэффициент корреляции Пирсона и р-значения (вероятности того, что корреляция между параметрами случайна) для всех событий (черный) и только для холодных вспышек (синий). Коэффициенты корреляции были рассчитаны с использованием функции `scipy.stats.linregress` языка python между десятичными логарифмами наблюдаемых значений. Коэффициент корреляции для холодных вспышек, $r=0.73$, больше, чем коэффициент для всех событий, $r=0.56$, и р-значения в обоих случаях незначительны.

Интегральное число отсчётов в течение импульсной фазы вспышки оценивалось как сумма отсчетов $G1+G2+G3$ в течение t_{90} после вычитания фона. Взаимосвязь между интегральными показателями в жёстком рентгеновском диапазоне и $\Delta GOES$ представлена на Рис. 3.2(b) и в Табл. 3.1. Как и на Рис. 3.2(a), черные и синие сплошные линии представляют собой линейные регрессии для всех вспышек и холодных вспышек соответственно; пунктирные линии представляют собой доверительный интервал 68 % для всех вспышек. Значения подписей такие же, как и на Рис. 3.2(a). Наибольший коэффициент корреляции, $r=0.82$, имеет место для всех вспышек; $r=0,71$ – отдельно для холодных вспышек, и р-значения для этих обеих групп близки к нулю. Холодные вспышки по соотношению между интегральным числом отсчётов и приращением потока $GOES$ были определены таким же образом, как и для соотношения между пиковой скоростью счёта и $\Delta GOES$. В большинстве случаев «холодные» ранние импульсные вспышки, определённые по Рис. 3.2(b), также являются холодными и на панели (a). Единственным исключением является событие 18 мая 2000 г., 22:59 UT.

Поскольку энергетический диапазон *Konus-Wind* менялся со временем, соотношения, полученные на основании инструментальных оценок потоков (скорости счёта или интегрального числа отсчётов), следует проверить с по-

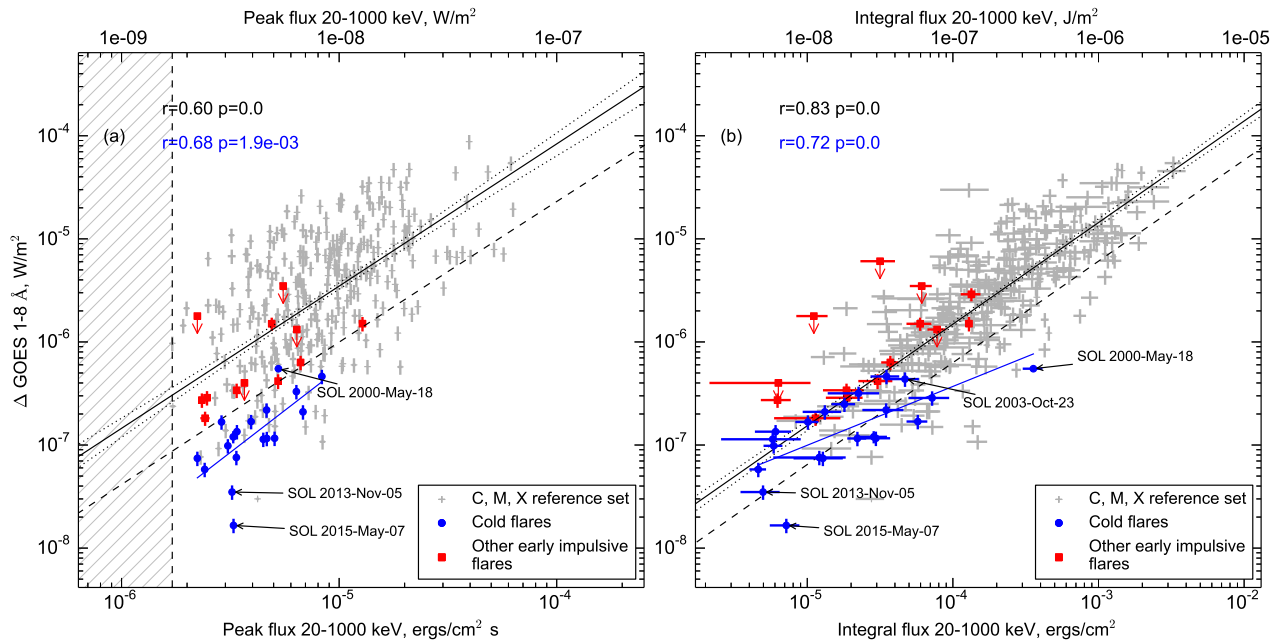


Рисунок 3.3: Увеличение потока в канале $GOES$ 1-8 Å во время импульсной фазы вспышки, $\Delta GOES$, по сравнению с (a) ее пиковым потоком и (b) интегральным потоком. Обозначения аналогичны обозначениям на Рис. 3.2.

мощью восстановленных физических параметров вспышек, таких как пиковый или интегральный энергетический поток. Для этого следует выбрать спектральную модель и провести аппроксимацию (см. Раздел 1.6). Поскольку для большинства вспышек многоканальные данные с разрешением ~ 1 с недоступны, использовалось фитирование в трёх каналах временной истории G1, G2, G3 на временном масштабе 1.024 с простой степенной моделью, PL, $dN/dE \sim E^{-\gamma}$, где γ – степенной индекс. Результаты многоканального и трёхканального фитирования сравниваются в [121] и согласуются между собой.

Соотношения между $\Delta GOES$ и пиковыми и интегральными энергетическими потоками в жёстком рентгеновском диапазоне, полученными при помощи трёхканального фитирования, представлены на Рис. 3.3 и в Табл. 3.1. При сравнении соотношений для восстановленных характеристик с соотношениями, полученными с помощью инструментальных оценок, заметных отличий не наблюдается: события, которые попадали в область низкого теплового отклика по пиковым скоростям счёта, также попадают в область низкого отклика и по пиковому энергетическому потоку. То же относится и к интеграль-

ным характеристикам. Поэтому можно сделать вывод, что изменение границ каналов со временем не должно существенно повлиять на оценку теплового отклика.

Таким образом, мы остановились на соотношении между инструментальными оценками потока по данным *Konus-Wind* и приращением потока в канале 1-8 Å *GOES* для отбора холодных ранних импульсных вспышек, поскольку эти оценки доступны для всех событий. Был сформулирован следующий критерий: для того чтобы вспышка была классифицирована как «холодная», должно выполняться, по крайней мере, одно из следующих условий: либо (1) отношение между $\Delta GOES$ и пиковой скоростью счёта в жёстком рентгеновском диапазоне ниже, чем для большинства (84 %) вспышек, либо (2) отношение между $\Delta GOES$ и интегральным числом отсчетов в жёстком рентгеновском диапазоне ниже, чем для большинства (84 %) вспышек. Этот подход позволил из 42 ранних импульсных кандидатов выделить 27 холодных вспышек, перечисленных в Табл. 3.1.

3.3 Локализация холодных ранних импульсных вспышек

Для определения положений холодных вспышек на солнечном диске мы использовали изображения Солнца с доступных инструментов. Удалось определить положения для 21 из 27 вспышек, гелиоцентрические координаты которых приведены в Табл. 3.2. Положения холодных вспышек на Солнце проиллюстрированы на Рис. 3.4, который показывает, что большинство вспышек расположены на солнечном диске, 4 вспышки расположены около самого лимба, а одна вспышка – 23 октября 2003 расположена над лимбом.

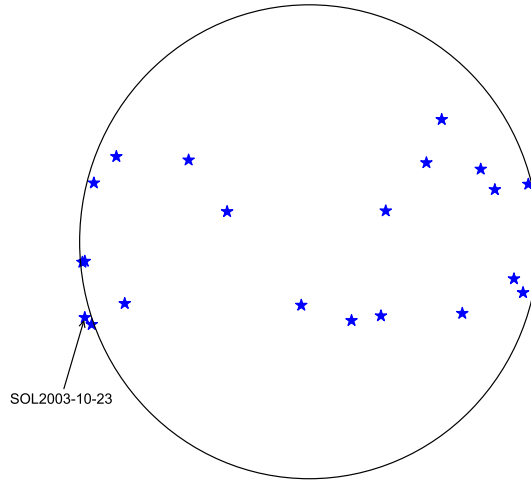


Рисунок 3.4: Положения холодных вспышек на диске Солнца.

3.4 Спектральные и временные характеристики холодных ранних импульсных вспышек в жёстком рентгеновском и микроволновом диапазонах

3.4.1 Жёсткий рентгеновский диапазон

Временные профили холодных вспышек в жёстком рентгеновском диапазоне по данным *Konus-Wind* представлены на Рис. 3.5 и 3.6.

Продолжительность импульсной фазы вспышки в жёстком рентгеновском диапазоне была оценена по t_{90} в канале G2. Значения t_{90} для холодных вспышек приведены в Табл. 3.1, а распределения t_{90} для референтной группы и холодных вспышек проиллюстрированы на Рис. 3.7. Видно, что холодные вспышки значительно короче вспышек из референтной группы: медиана длительности для них составляет 8 с, в то время как для опорной группы – 48 с. Для большинства холодных вспышек t_{90} лежит в пределах от 5 до 20 с, пять событий характеризуются t_{90} между 2 и 5 с, в то время как есть три относительно длительных события: самое длинное событие 18 мая 2000 г., 22:59, UT ($t_{90}=86$ с), и события 18 марта 2000 г. ($t_{90}=23$ с) 18 октября 2014 г. ($t_{90}=63$ с).

Таблица 3.2: Положения холодных солнечных вспышек на солнечном диске.

N	Дата	t_0^*	Координаты	Инструмент
1	1998-May-07	05:32:37.072	[554'', 495'']	EIT, 195 Å
2	1999-Jun-19	22:54:49.788	[-916'', 233'']	NoRH
3	1999-Jul-30	22:58:09.675	[-490'', 320'']	NoRH
4	1999-Nov-09	08:26:21.703
5	1999-Nov-14	14:55:08.244
6	1999-Dec-02	20:01:00.012
7	2000-Mar-10	04:21:48.688	[-776'', -211'']	NoRH
8	2000-Mar-18	02:25:10.567	[717'', -294'']	SSRT
9	2000-May-18	07:21:59.706	[-33'', -257'']	SSRT
10	2000-May-18	22:59:39.777	[177'', -319'']	NoRH
11	2001-Oct-12	07:40:31.941	[-900'', 238'']	SSRT
12	2001-Nov-01	15:17:42.772	[320'', 125'']	OVSA
13	2002-May-29	07:39:46.864	[-343'', 122'']	SSRT
14	2002-Aug-10	23:50:09.293	[-938'', -79'']	NoRH
15	2002-Aug-18	23:11:19.740	[300'', -300'']	OVSA
16	2002-Aug-20	19:55:28.476
17	2003-Oct-23	22:17:39.620	[-938'', -307'']	RHESSI
18	2005-Sep-08	02:15:49.996
19	2011-Sep-19	07:43:40.791	[-806'', 345'']	RHESSI
20	2012-Jul-08	02:43:50.647	[894'', -206'']	NoRH
21	2013-Nov-05	03:50:24.588	[-771'', -250'']	NoRH
22	2014-Jan-02	05:45:01.390	[-948'', -83'']	NoRH
23	2014-Jan-31	16:52:37.461	[-504'', 331'']	RHESSI
24	2014-Feb-08	05:49:29.848	[856'', -150'']	RHESSI
25	2014-Oct-18	02:49:17.710	[-909'', -335'']	RHESSI
26	2014-Oct-27	03:14:46.862	[640'', -290'']	RHESSI
27	2015-May-07	12:41:40.415

Спектральный анализ в жёстком рентгеновском диапазоне был выполнен с использованием многоканальных данных *Konus-Wind* для 25 из 27 холодных вспышек, для двух событий спектральные данные были повреждены. Кроме того, были получены многоканальные фиты для 71 события из набора опорных «нехолодных» вспышек, произошедших в течение 2010-2016 годов. Фитирование спектра проводилось на пиковых временных интервалах, определённых по скоростями счета в канале G2. Для анализа как холодных, так и опорных вспышек рассматривался диапазон энергий фотонов от 20 до 1000 кэВ. Спектральный анализ проводился с использованием пакета XSPEC 12.9.0 [122].

Первоначально спектры фитировались при помощи одной степенной модели (PL), но пиковые спектры были несовместимы с этой простой моделью для многих вспышек из-за спектрального излома. Таким образом, для спектров, несовместимых с PL, мы использовали феноменологическую двухстепенную модель с изломом (2PL):

$$I(E) = \begin{cases} A \left(\frac{E}{100\text{keV}}\right)^{-\gamma_1} & E \leq E_{break,ph} \\ A E_{break,ph}^{\gamma_2-\gamma_1} \left(\frac{E}{100\text{keV}}\right)^{-\gamma_2} & E_{break,ph} < E \end{cases} \quad (3.1)$$

где A – нормировка на энергии 100 кэВ в единицах фот. см⁻² с⁻¹ кэВ⁻¹. Энергетический поток оценивался в диапазоне 20-1000 кэВ. Примеры спектров холодных вспышек, аппроксимированных моделями PL и 2PL приведены на Рис. 3.8.

Когда обе модели, PL и 2PL, были совместимы с данными, предпочтительная модель выбиралась при помощи критерия F -тест (см. Раздел 1.7.2). Результаты аппроксимации, вероятности которых оказались меньше 0.1 %, исключались из рассмотрения.

Результаты фитирования пиковых спектров для холодных вспышек представлены в Табл. 3.3. Аппроксимация моделью PL оказалось успешным для 16 из 25 холодных вспышек и 25 из 71 вспышки из опорной группы. При аппроксимации моделью 2PL для обеих групп спектральные индексы после излома γ_2 всегда оказывались больше (по модулю), чем индексы γ_1 до излома, то есть не было ни одного случая ужесточения спектра на более высоких энергиях.

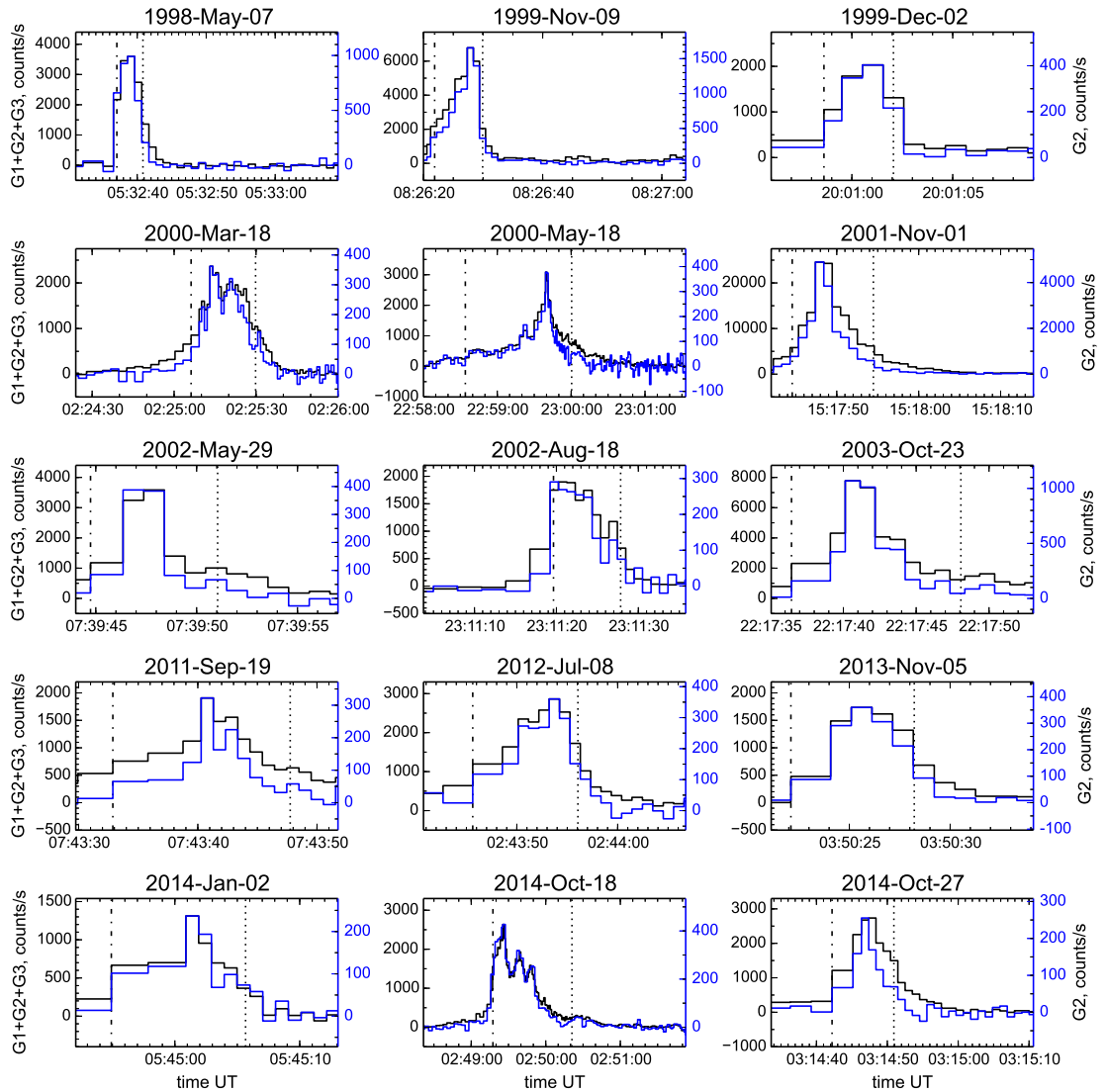


Рисунок 3.5: Временные профили холодных солнечных вспышек в жёстком рентгеновском диапазоне по данным *Konus-Wind* в сумме каналов G1+G2+G3 ($\sim 20\text{-}1200$ кэВ, черная кривая, левая ось) и в канале G2 ($\sim 80\text{-}300$ кэВ, синяя кривая, правая ось). Штрих-пунктирная линия обозначает время t_5 , а пунктирная линия – t_{95} (см. текст). Для удобства сравнения с Рис. 3.11, здесь приведены 15 случаев, для которых микроволновые данные допускали спектральное фитирование.

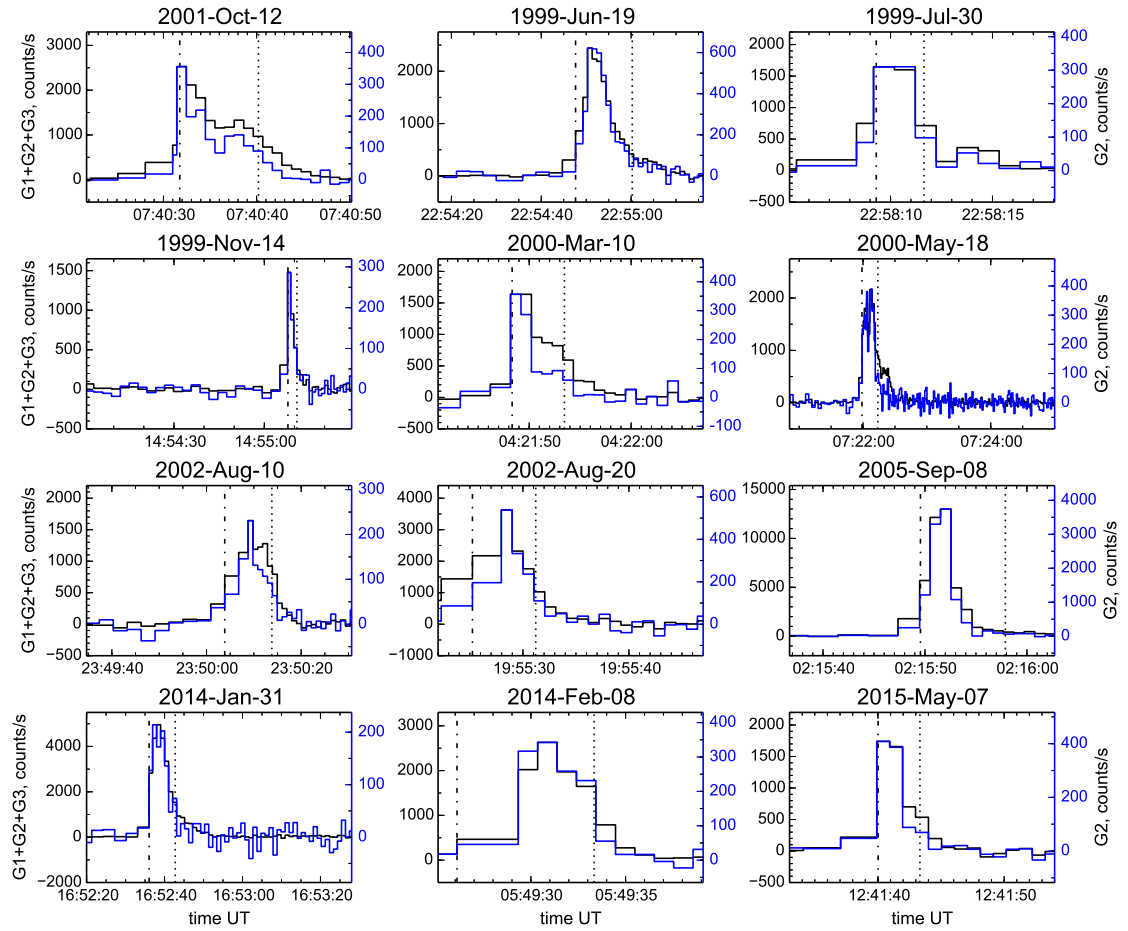


Рисунок 3.6: Временные профили холодных солнечных вспышек в жёстком рентгеновском диапазоне по данным *Konus-Wind* в сумме каналов G1+G2+G3 ($\sim 20\text{-}1200$ кэВ, черная кривая, левая ось) и в канале G2 ($\sim 80\text{-}300$ кэВ, синяя кривая, правая ось). Штрих-пунктирная линия обозначает время t_5 , а пунктирная линия – t_{95} (см. текст). Для удобства сравнения здесь приведены 12 случаев, соотносящихся с Рис. 3.12.

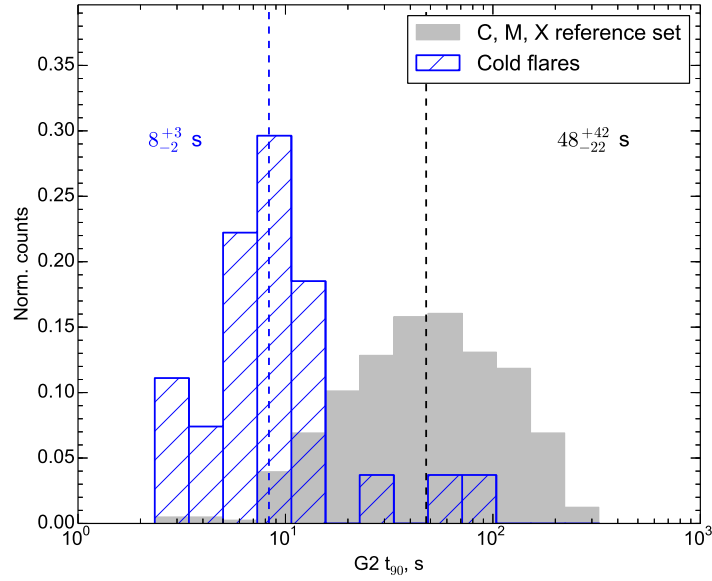


Рисунок 3.7: Распределение оценки длительности, t_{90} , определённой в канале G2. Высоты ячеек нормированы на общее количество событий в каждой группе. Синий цвет относится к холодным вспышкам, а серый – к опорной группе вспышек с-, М - и X-класса. Пунктирными линиями обозначены медианные значения для холодных вспышек (синий цвет) и опорной группы (черный цвет). Надписи относятся к медианным значениям и диапазону между квантилями 0.25 и 0.75 для холодных событий (синий цвет) и опорной группы (черный цвет).

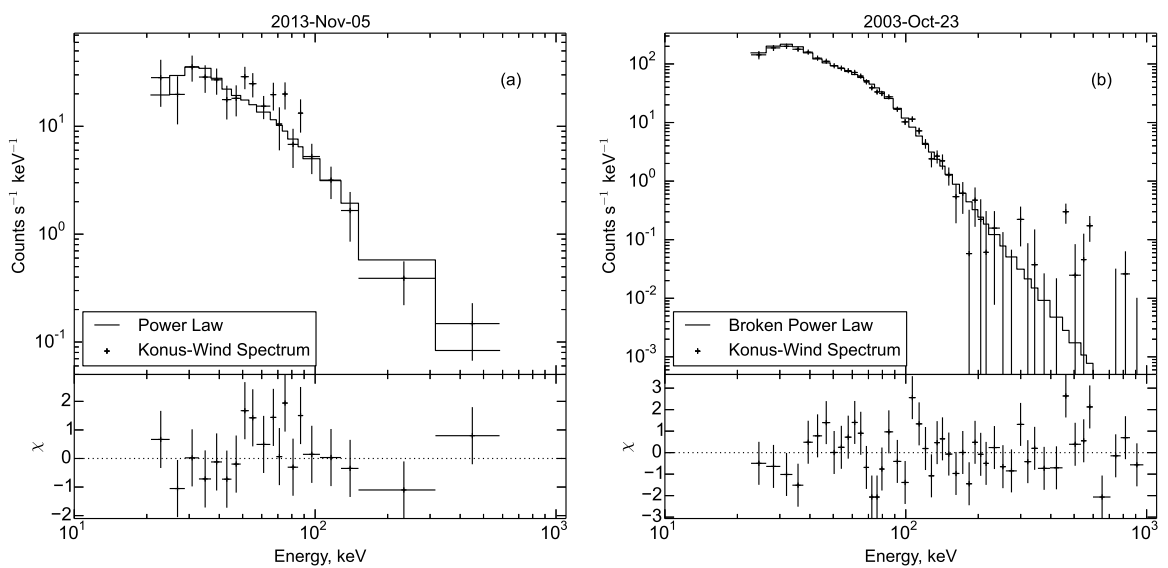


Рисунок 3.8: Примеры аппроксимации спектров *Konus-Wind* моделями (a) PL; (b) 2PL.

Распределения параметров для холодных и опорных вспышек изображены на Рис. 3.9. Для каждого параметра на Рисунке представлены медианные значения и диапазоны между квантилями 25 и 75 %, и вычислена вероятность p того, что параметры для холодных вспышек и опорной группы подчиняются одному и тому же распределению. Эти вероятности получены при помощи реализации критерия Колмогорова-Смирнова для языка `python scipy.stats.ks_2samp`.

Как показывает критерий Колмогорова-Смирнова, статистически значимыми являются различия между холодными и опорными вспышками для спектрального индекса γ модели PL (вероятность совпадения распределений $p=1.1\%$) и спектрального индекса в области более низких энергий γ_1 модели 2PL ($p=3.7\%$), в обоих случаях спектральные индексы холодных вспышек оказываются жёстче. Значимым является отличие энергетического потока при фитировании моделью PL ($p \sim 0.8\%$) – холодные вспышки почти в два раза менее интенсивные, чем опорные.

Для восстановления спектров ускоренных электронов по излучению в жёстком рентгеновском диапазоне мы пользовались моделью толстой мишени [22] в предположении степенного спектра электронов (brmPL):

$$F(E) = \begin{cases} 0 & E < E_{cut,low} \\ \propto AE^{-\delta} & E_{cut,low} \leq E \leq E_{cut,high} \\ 0 & E_{cut,high} < E \end{cases} \quad (3.2)$$

где A поток электронов в единицах эл. кэВ⁻¹ с⁻¹. Эта модель даёт простое соотношение между фотонным и электронным степенными индексами $\gamma=\delta-1$ [22, 23].

Для части как холодных, так и опорных вспышек наблюдается спектральный излом, и модель brmThickPL в этих случаях неприменима. В принципе, уплощение спектра на низких энергиях может быть вызвано инструментальным эффектом пайлап. Моделирование этого эффекта методом Монте-Карло для инструмента *Konus-Wind* (см. [123]) показало, что этот эффект становится значимым при скоростях счёта $>5 \times 10^4$ отсчёт/с, но как среди холодных, так и среди опорных вспышек, используемых для многоканального фитирования, нет таких интенсивных событий.

Таблица 3.3: Результаты фитирования холодных вспышек в жёстком рентгеновском диапазоне моделями PL и 2PL.

N	Дата	t_0	γ_1	$E_{\text{break,ph}}$ кэВ	γ_2	Поток энергии 10^{-6} эрг/(с см ²)	$\chi^2/\text{ст.своб.}$	Вер-ть
1	1998-May-07	05:32:37.072	$2.51^{+0.11}_{-0.12}$	67^{+6}_{-6}	$3.67^{+0.22}_{-0.18}$	$4.76^{+0.16}_{-0.16}$	52.53/57	6.4e-01
2	1999-Jun-19	22:54:49.788	$2.68^{+0.09}_{-0.08}$	101^{+19}_{-11}	$4.5^{+0.9}_{-0.4}$	$2.76^{+0.07}_{-0.07}$	57.10/57	4.7e-01
3	1999-Jul-30	22:58:09.675	$3.26^{+0.17}_{-0.15}$	$2.81^{+0.21}_{-0.21}$	11.27/26	9.9e-01
4	1999-Nov-09	08:26:21.703	$2.49^{+0.13}_{-0.13}$	66^{+8}_{-6}	$3.86^{+0.18}_{-0.12}$	$10.75^{+0.28}_{-0.27}$	56.57/41	5.3e-02
5	1999-Nov-14	14:55:08.244	$2.52^{+0.29}_{-0.23}$	$0.91^{+0.21}_{-0.21}$	24.12/26	5.7e-01
6	1999-Dec-02	20:01:00.012	$3.46^{+0.18}_{-0.16}$	$2.84^{+0.21}_{-0.21}$	23.47/25	5.5e-01
7	2000-Mar-10	04:21:48.688	$3.29^{+0.15}_{-0.14}$	$3.26^{+0.22}_{-0.22}$	28.00/26	3.6e-01
8	2000-Mar-18	02:25:10.567	$3.17^{+0.22}_{-0.14}$	60^{+16}_{-5}	$4.7^{+0.9}_{-0.2}$	$2.88^{+0.17}_{-0.11}$	50.41/57	7.2e-01
9	2000-May-18	07:21:59.706	$3.13^{+0.09}_{-0.27}$	72^{+6}_{-15}	$5.1^{+0.5}_{-0.7}$	$2.74^{+0.09}_{-0.15}$	78.38/58	3.9e-02
10	2000-May-18	22:59:39.777	$3.77^{+0.12}_{-0.11}$	$5.6^{+0.3}_{-0.3}$	30.34/25	2.1e-01
11	2001-Oct-12	07:40:31.941	$3.12^{+0.11}_{-0.10}$	$4.67^{+0.26}_{-0.26}$	35.23/27	1.3e-01
12	2001-Nov-01	15:17:42.772
13	2002-May-29	07:39:46.864	$3.29^{+0.09}_{-0.09}$	$6.3^{+0.3}_{-0.3}$	29.83/25	2.3e-01
14	2002-Aug-10	23:50:09.293
15	2002-Aug-18	23:11:19.740	$3.17^{+0.18}_{-0.17}$	$2.66^{+0.25}_{-0.25}$	31.69/26	2.0e-01
16	2002-Aug-20	19:55:28.476	$2.30^{+0.24}_{-0.26}$	64^{+12}_{-8}	$4.2^{+0.7}_{-0.4}$	$6.2^{+0.4}_{-0.4}$	45.69/31	4.3e-02
17	2003-Oct-23	22:17:39.620	$2.94^{+0.07}_{-0.08}$	74^{+4}_{-5}	$5.12^{+0.28}_{-0.27}$	$11.53^{+0.28}_{-0.27}$	57.63/44	8.2e-02

18	2005-Sep-08	02:15:49.996	$2.08^{+0.07}_{-0.11}$	106^{+15}_{-20}	$3.27^{+0.26}_{-0.24}$	$16.9^{+0.5}_{-0.5}$	80.94/53	8.0e-03
19	2011-Sep-19	07:43:40.791	$3.20^{+0.15}_{-0.14}$	$3.28^{+0.22}_{-0.22}$	18.17/23	7.5e-01
20	2012-Jul-08	02:43:50.647	$3.31^{+0.14}_{-0.13}$	$3.81^{+0.25}_{-0.25}$	47.16/25	4.7e-03
21	2013-Nov-05	03:50:24.588	$2.63^{+0.13}_{-0.12}$	$2.87^{+0.23}_{-0.23}$	26.50/24	3.3e-01
22	2014-Jan-02	05:45:01.390	$3.18^{+0.18}_{-0.16}$	$2.07^{+0.20}_{-0.20}$	32.27/22	7.3e-02
23	2014-Jan-31	16:52:37.461	$4.17^{+0.11}_{-0.11}$	$7.8^{+0.4}_{-0.4}$	44.75/21	1.9e-03
24	2014-Feb-08	05:49:29.848	$3.32^{+0.13}_{-0.12}$	$3.54^{+0.23}_{-0.23}$	36.4/24	5.0e-02
25	2014-Oct-18	02:49:17.710
26	2014-Oct-27	03:14:46.862	$3.32^{+0.24}_{-0.22}$	$2.14^{+0.26}_{-0.26}$	16.99/22	7.6e-01
27	2015-May-07	12:41:40.415	$2.73^{+0.15}_{-0.14}$	$2.61^{+0.24}_{-0.24}$	29.40/27	3.4e-01

Уплотнение спектра на более низких энергиях может быть вызвано несколькими физическими эффектами: фотосферным альбедо [124], неоднородной ионизацией мишени [18], а также потерями энергии, связанными с обратным током [125]. Эти эффекты дают спектральные изломы при более низких энергиях нетепловых спектров жёсткого рентгеновского излучения, в то время как $E_{break,ph} > 60$ кэВ для всех холодных вспышек. Таким образом, мы приходим к выводу, что спектральное уплотнение при низких энергиях вызвано, скорее, изломом в спектре ускоренных электронов, и в дополнение к модели brmPL используем модель brmThick2PL:

$$F(E) = \begin{cases} 0 & E < E_{cut,low} \\ \propto E^{-\delta_1} & E_{cut,low} \leq E \leq E_{break,el} \\ \propto E^{-\delta_2} & E_{br,e} \leq E \leq E_{cut,high} \\ 0 & E > E_{cut,high}, \end{cases} \quad (3.3)$$

Для уменьшения потенциального вклада фотосферного альбедо, неоднородной ионизации мишени и обратного тока в формирование спектра опорных вспышек мы исключили девять вспышек из опорной группы, для которых $E_{break,ph} < 60$ кэВ. Чтобы объективно сравнить потоки электронов во всех случаях, мы решили зафиксировать $E_{cut,low}$ на энергии 10 кэВ, что является приблизительно нижней границей для нетепловых электронов, найденных в исследованиях холодных вспышек [114, 116, 55].

Для некоторых событий аппроксимация моделью brmThick2PL давало неустойчивые решения и высокие корреляции между параметрами. Это означает, что данные согласуются с широким диапазоном параметров модели, и нужно выбрать наиболее физически достоверные. В этих случаях мы заморозили высокоэнергетический спектральный индекс в соответствии с модельной зависимостью толстой мишени между фотонным и электронным спектральными индексами $\delta_2 = \gamma_2 + 1$ [22, 23]. В некоторых случаях укрупнение спектров после излома было очень резким, и количество отсчетов в этой области было недостаточно для определения δ_2 , поэтому мы определили только нижние пределы для δ_2 .

Результаты аппроксимации холодных вспышек моделями brmPL и brm2PL представлены в Табл. 3.4. Распределения параметров для холод-

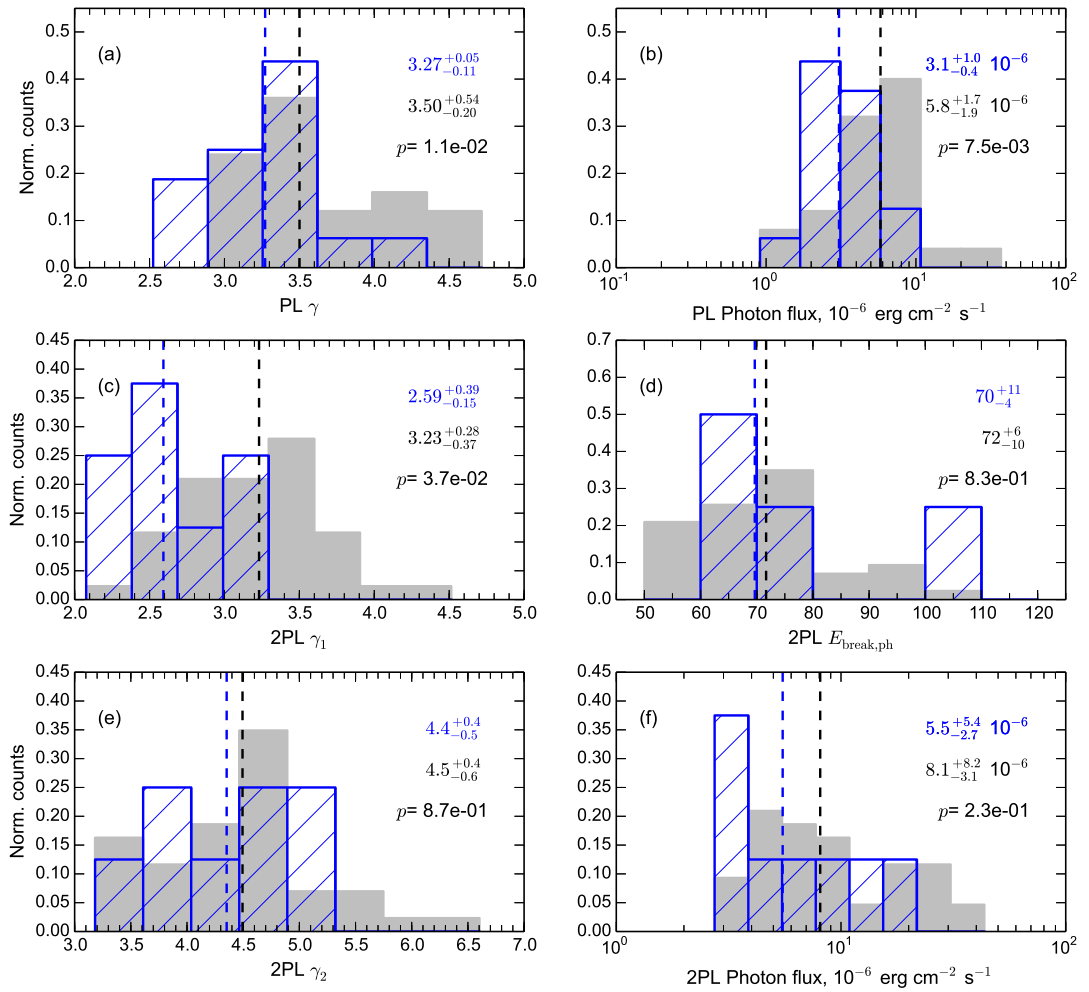


Рисунок 3.9: Распределение спектральных параметров в жёстком рентгеновском диапазоне для моделей PL и 2PL. Синие штрихованные гистограммы относятся к холодным вспышкам, серые – к опорной группе. Высоты ячеек нормированы на общее количество событий в каждой группе. Медианные значения и диапазоны между квантилями 0.25 и 0.75 представлены на каждом графике для холодных вспышек и для опорной группы синими и черными буквами соответственно. Черная буква «р» указывает на двустороннее значение вероятности теста Колмогорова-Смирнова в предположении, что значения данного параметра для холодных вспышек и опорных вспышек подчиняются одному и тому же распределению: (а) распределения спектрального индекса фотонов γ , модель PL; (б) энергетический фотонный поток в диапазоне 20-1000 кэВ, модель PL; (в) распределения спектрального индекса фотонов γ_1 на энергиях до излома, модель 2PL; (д) распределения энергий излома $E_{break,ph}$, модель 2PL; (е) распределения спектрального индекса фотонов γ_2 на энергиях после излома, модель 2PL; (ф) энергетический фотонный поток в диапазоне 20-1000 кэВ, модель 2PL;

ных и опорных вспышек по аналогии с моделями PL и 2PL представлены на Рис. 3.10. Так же, как и в случае фотонных спектров, существенные отличия между холодными и опорными вспышками заключаются в более жёстких значениях степенных индексов холодных вспышек, что относится и к модели brmThickPL, и к модели brmThick2PL до излома. Для обеих моделей потоки ускоренных электронов для холодных вспышек значительно меньше, чем для опорных.

3.4.2 Микроволновый диапазон

Для анализа свойств холодных вспышек в микроволновом диапазоне использовались данные всех доступных инструментов (см. Раздел 1.4), которые в результате удалось получить для 26 из 27 холодных вспышек. В случаях, когда для одного события были доступны данные нескольких инструментов, мы объединили данные, полученные различными приборами, исправили ошибки тактовой синхронизации, которая возможна в данных RSTN, и амплитудной калибровки. Неодинаковое временное разрешение различных приборов при помощи интерполяции было сведено к разрешению 1 с. Затем спектральные данные были упакованы в файлы формата IDL SAV, идентичные данным инструмента OVSA, что позволило использовать функции OVSA-explorer [126], который является частью пакета Solarsoftware. Инструменты в микроволновом диапазоне, используемые для каждой вспышки, перечислены в Табл. 3.5. Динамические спектры холодных вспышек в микроволновом диапазоне представлены на Рис. 3.11 и 3.12.

Здесь мы рассматриваем только микроволновые всплески, порождаемые гиротронным излучением энергичных электронов, и не рассматриваем составляющие, относящиеся к когерентному излучению плазмы. Спектр $S(f)$ гиротронного излучения характеризуется пиковой плотностью потока S_{peak} на пиковой частоте f_{peak} и двумя степенными индексами α_{lf} в низкочастотном диапазоне и α_{hf} в высокочастотном диапазоне. Степенной индекс α_{hf} связан со степенным индексом электронов, ответственных за гиротронное излучение, в то время как α_{lf} определяется самопоглощением гиротронного излучения [127].

Таблица 3.4: Результаты фитирования холодных вспышек в жёстком рентгеновском диапазоне моделями brmThickPL и brmThick2PL.

N	Дата	t_0	δ_1	$E_{\text{break,el}}$ кэВ	δ_2	Electron flux 10^{35} эл./с	$\chi^2/\text{ст.своб.}$	Вер-ть
1	1998-May-07	05:32:37.072	$2.7^{+0.3}_{-0.5}$	188^{+37}_{-27}	5.3*	$0.8^{+0.7}_{-0.5}$	52.51/58	6.8e-01
2	1999-Jun-19	22:54:49.788	$2.7^{+0.2}_{-0.3}$	242^{+25}_{-21}	6.6*	$0.41^{+0.22}_{-0.16}$	48.00/58	8.1e-01
3	1999-Jul-30	22:58:09.675	$4.09^{+0.16}_{-0.15}$	$6.5^{+2.7}_{-1.9}$	11.18/26	9.9e-01
4	1999-Nov-09	08:26:21.703	$2.8^{+0.2}_{-0.3}$	213^{+56}_{-44}	$6.3^{+3.3}_{-0.9}$	$2.3^{+1.0}_{-1.0}$	39.30/41	5.4e-01
5	1999-Nov-14	14:55:08.244	$3.45^{+0.24}_{-0.24}$	$0.39^{+0.39}_{-0.22}$	24.44/26	5.5e-01
6	1999-Dec-02	20:01:00.012	$4.29^{+0.17}_{-0.15}$	$9.8^{+4.1}_{-2.8}$	23.41/25	5.5e-01
7	2000-Mar-10	04:21:48.688	$4.12^{+0.14}_{-0.13}$	$8.0^{+2.8}_{-2.1}$	27.83/26	3.7e-01
8	2000-Mar-18	02:25:10.567	$3.2^{+0.3}_{-0.4}$	124^{+12}_{-10}	6.2*	$2.0^{+1.3}_{-1.0}$	43.40/58	9.2e-01
9	2000-May-18	07:21:59.706	$3.0^{+0.3}_{-0.3}$	145^{+12}_{-11}	7.1*	$1.3^{+0.7}_{-0.5}$	67.70/59	2.0e-01
10	2000-May-18	22:59:39.777	$4.59^{+0.12}_{-0.11}$	35^{+9}_{-7}	29.73/25	2.3e-01
11	2001-Oct-12	07:40:31.941	$3.96^{+0.10}_{-0.10}$	$8.0^{+2.2}_{-1.7}$	35.23/27	1.3e-01
12	2001-Nov-01	15:17:42.772
13	2002-May-29	07:39:46.864	$4.12^{+0.09}_{-0.09}$	$15.3^{+3.4}_{-2.8}$	29.91/25	2.3e-01
14	2002-Aug-10	23:50:09.293
15	2002-Aug-18	23:11:19.740	$4.02^{+0.18}_{-0.16}$	$5.2^{+2.5}_{-1.7}$	31.78/26	2.0e-01
16	2002-Aug-20	19:55:28.476	$3.77^{+0.08}_{-0.08}$	$8.1^{+1.9}_{-1.5}$	45.06/33	7.9e-02

17	2003-Oct-23	22:17:39.620	$2.5^{+0.4}_{-0.5}$	140^{+22}_{-16}	$6.8^{+1.6}_{-0.7}$	$2.1^{+1.0}_{-1.0}$	46.00/44	3.9e-01
18	2005-Sep-08	02:15:49.996	$2.0^{+0.3}_{-0.4}$	390^{+53}_{-45}	5.8*	$0.31^{+0.23}_{-0.15}$	71.10/54	5.9e-02
19	2011-Sep-19	07:43:40.791	$4.03^{+0.14}_{-0.13}$	$6.6^{+2.4}_{-1.8}$	18.16/23	7.5e-01
20	2012-Jul-08	02:43:50.647	$4.15^{+0.22}_{-0.19}$	10^{+6}_{-4}	47.00/25	5.0e-03
21	2013-Nov-05	03:50:24.588	$3.50^{+0.12}_{-0.11}$	$1.5^{+0.6}_{-0.4}$	26.50/24	3.3e-01
22	2014-Jan-02	05:45:01.390	$4.03^{+0.17}_{-0.15}$	$4.1^{+1.8}_{-1.3}$	32.33/22	7.2e-02
23	2014-Jan-31	16:52:37.461	$4.98^{+0.11}_{-0.11}$	95^{+21}_{-17}	43.80/21	3.0e-03
24	2014-Feb-08	05:49:29.848	$4.16^{+0.13}_{-0.12}$	$9.4^{+2.9}_{-2.2}$	36.42/24	5.0e-02
25	2014-Oct-18	02:49:17.710
26	2014-Oct-27	03:14:46.862	$4.15^{+0.23}_{-0.21}$	$5.6^{+3.6}_{-2.2}$	16.91/22	7.7e-01
27	2015-May-07	12:41:40.415	$3.61^{+0.14}_{-0.13}$	$1.8^{+0.8}_{-0.6}$	29.83/27	3.2e-01

Примечания:

*Нижние пределы

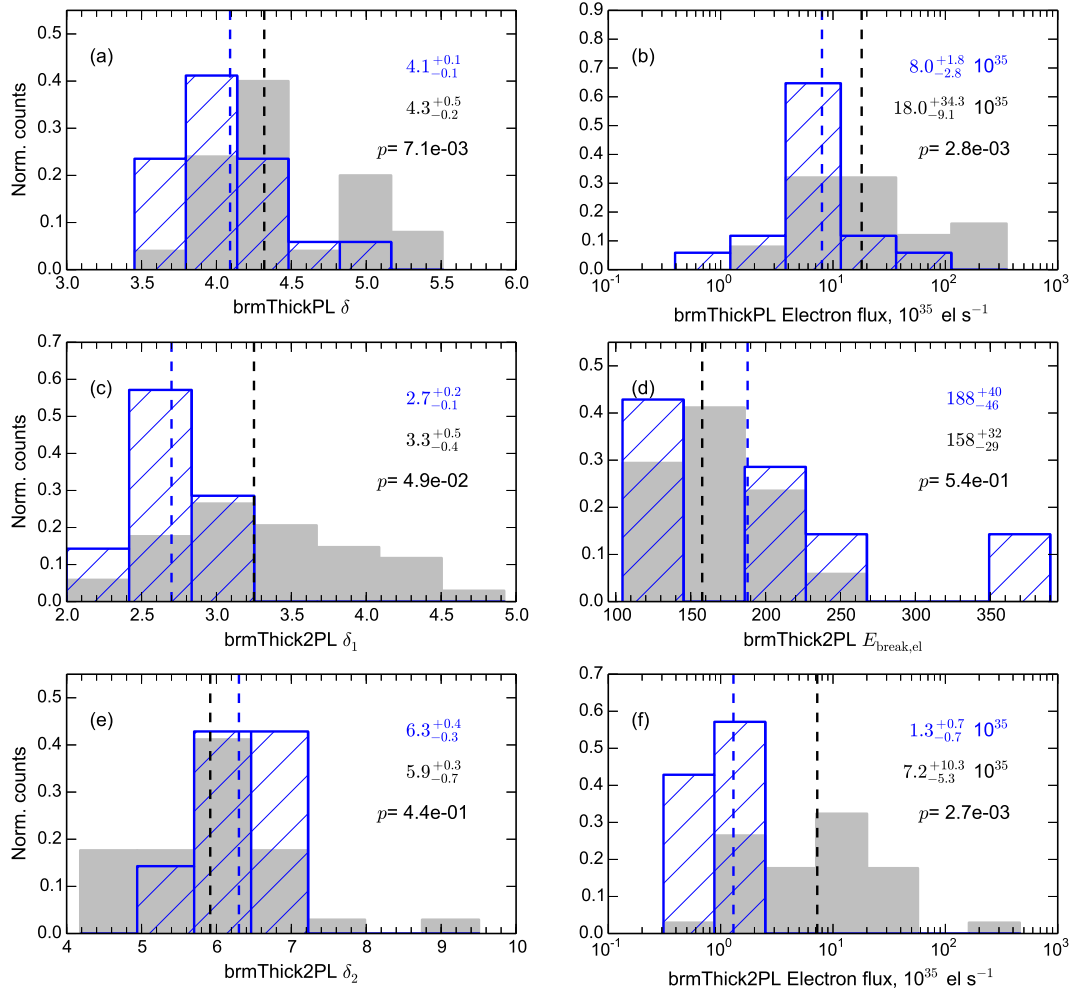


Рисунок 3.10: Распределение спектральных параметров в жёстком рентгеновском диапазоне для моделей brmPL и brm2PL. Синие штрихованные гистограммы относятся к холодным вспышкам, серые – к опорной группе. Высоты ячеек нормированы на общее количество событий в каждой группе. Медианные значения и диапазоны между квантилями 0.25 и 0.75 представлены на каждом графике для холодных вспышек и для опорной группы синими и черными буквами соответственно. Черная буква «р» указывает на двустороннее значение вероятности теста Колмогорова-Смирнова в предположении, что значения данного параметра для холодных вспышек и опорных вспышек подчиняются одному и тому же распределению: (a) распределения спектрального индекса электронов δ , модель brmPL; (b) поток электронов в диапазоне 10 кэВ-40 МэВ, модель brmPL; (c) распределения спектрального индекса электронов δ_1 на энергиях до излома, модель brm2PL; (d) распределения энергий излома $E_{break,el}$, модель brm2PL; (e) распределения спектрального индекса фотонов δ_2 на энергиях после излома, модель brm2PL; (f) поток электронов в диапазоне 10 кэВ-40 МэВ, модель brm2PL.

Мы провели спектральный анализ с помощью встроенной универсальной спектральной функции [128] OVSA-explorer:

$$S = e^A f^\alpha \left[1 - e^{-e^B f^{-\beta}} \right], \quad (3.4)$$

где плотность потока S выражена в SFU, частота f – в ГГц, а параметры фитирования A , B , α и β позволяют получить параметры гиросинхротронного спектра S_{peak} , f_{peak} , α_{lf} и α_{hf} .

Поскольку спектральные параметры в микроволновом диапазоне могут очень существенно варьироваться в течение вспышки [129, 116], для статистического исследования холодных и опорных вспышек мы использовали каждый временной интервал, на котором удалось провести фитирование.

Для 15 из 26 микроволновых всплесков фитирование оказалось успешным. Усреднённые по временным интервалам параметры фитирования представлены в Табл. 3.5, погрешности представляют собой среднеквадратичные отклонения по временным интервалам. Для оставшихся 11 всплесков фитирование провести не удалось в основном по двум причинам: слишком маленькое число частот в спектре или слишком высокая пиковая частота, которая лежала за пределами частотного диапазона инструментов. В последнем случае были получены только нижние пределы на S_{peak} , f_{peak} , которые также добавлены в Табл. 3.5.

В качестве опорной группы использовались вспышки из работы [126], зарегистрированные инструментом OVSA. Среди рассмотренных в этой работе микроволновых всплесков встречались как всплески в сантиметровом диапазоне (тип C), обусловленные в основном гиросинхротронным механизмом, всплески в дециметровом диапазоне (тип D), за которые в основном ответственны механизмы когерентного излучения, так и всплески, где присутствовали оба эти компонента (тип CD). Поскольку в работе рассматривалось только микроволновое излучение, порождённое гиросинхротронным механизмом, то в опорную группу были включены только всплески типа C и сантиметровый компонент всплесков типа CD.

Таблица 3.5: Характеристики холодных вспышек в микроволновом диапазоне.

N	Дата	t_0	Инструмент	Δt	$\langle S_{\text{peak}} \rangle$	$\langle f_{\text{peak}} \rangle$	$\langle \alpha_{\text{lf}} \rangle$	$\langle \alpha_{\text{hf}} \rangle$	$dt(f_{\text{low}})$		$dt(f_{\text{high}})$	
									c	SFU	$\Gamma\Gamma_{\text{ц}}$	c
1	1998-May-07	05:32:37.072	NoRP+RSTN	16	30±10	1.3±0.8	1.9±0.5	-1.3±0.6	2.0±1.0	1.5±1.0	1.5±1.0	
2	1999-Jun-19	22:54:49.788	NoRP	
3	1999-Jul-30	22:58:09.675	NoRP	...	40*	17*	1.5±1.0	1.5±1.0	1.5±1.0	
4	1999-Nov-09	08:26:21.703	RSTN	28	35±14	4.7±0.6	0.5±0.3	-2.7±0.7	
5	1999-Nov-14	14:55:08.244	RSTN	-4.5±1.0	-5.6±1.0	-5.6±1.0	
6	1999-Dec-02	20:01:00.012	RSTN	14	2.9±0.5	12±3	0.29±0.12	-3±2v	2.1±1.0	2.4±1.0	2.4±1.0	
7	2000-Mar-10	04:21:48.688	NoRP+RSTN	...	110*	35*	1.3±1.0	1.5±1.0	1.5±1.0	
8	2000-Mar-18	02:25:10.567	NoRP+RSTN	53	166±72	6.3±1.7	3.1±0.9	-3.4±1.6	0.0±1.0	-1.8±1.0	-1.8±1.0	
9	2000-May-18	07:21:59.706	NoRP	4.9±1.0	110.8±1.0	110.8±1.0	
10	2000-May-18	22:59:39.777	NoRP, OVSA	67	67±24	13±0.8	1.19±0.29	-5.1±1.7	17.4±1.0	12.7±1.0	12.7±1.0	
11	2001-Oct-12	07:40:31.941	
12	2001-Nov-01	15:17:42.772	RSTN	11	52±20	1.43±0.05	2.6±0.8	-1.7±0.6	5.0±1.0	2.7±1.0	2.7±1.0	
13	2002-May-29	07:39:46.864	NoRP+RSTN	7	36±19	14.4±12.0	1.4±1.0	-2.5±1.7	1.1±1.0	1.0±1.0	1.0±1.0	
14	2002-Aug-10	23:50:09.293	OVSA	...	5*	18*	
15	2002-Aug-18	23:11:19.740	NoRP+RSTN	34	15±7	9.4±2.5	1.3±0.3	-2.6±1.5	3.6±1.0	0.1±1.0	0.1±1.0	
			OVSA									
16	2002-Aug-20	19:55:28.476	RSTN	...	110*	15.4*	

17	2003-Oct-23	22:17:39.620	NoRP+RSTN	13	282±176	20±3	3.2±0.6	-3.2±2.3	74.8±1.0	2.1±1.0
			OVSA							
18	2005-Sep-08	02:15:49.996	NoRP
19	2011-Sep-19	07:43:40.791	NoRP+RSTN	16	23±11	7±6	3.5±1.7	-0.9±0.5	0.0±1.0	1.8±1.0
20	2012-Jul-08	02:43:50.647	NoRP+SRS	8	60±22	12.1±1.8	2.4±0.7	-1.3±0.7	1.6±1.0	0.2±1.0
			+RSTN							
21	2013-Nov-05	03:50:24.588	NoRP+SRS	11	202±71	23.1±2.3	1.96±0.27	-3.0±0.7	5.4±1.0	1.3±1.0
			+RSTN							
22	2014-Jan-02	05:45:01.390	NoRP+SRS	9	22±7	12.7±0.6	1.8±0.8	-2.6±1.4	5.8±1.0	3.1±1.0
23	2014-Jan-31	16:52:37.461	RSTN	...	54*	15.4*	7.7±1.0	6.5±1.0
24	2014-Feb-08	05:49:29.848	NoRP	...	55*	17*	-0.4±1.0	0.1±1.0
25	2014-Oct-18	02:49:17.710	NoRP+BBMS	195	69±37	8.1±0.4	3.3±0.5	-1.3±0.3	0.8±1.0	0.5±1.0
26	2014-Oct-27	03:14:46.862	NoRP+SRS	16	175±95	13.3±2.4	4.9±2.9	-1.2±0.5	6.0±1.0	3.4±1.0
27	2015-May-07	12:41:40.415	RSTN+KMAS	...	45*	15.4*	1.6±1.0	3.2±1.0

Примечания:

*Нижние пределы.

Полученные распределения параметров фитирования для холодных и опорных вспышек изображены на Рис. 3.13. Также для каждого параметра на Рисунке нанесены медианные значения и диапазон между квантилями 0.25 и 0.75.

Разительное отличие от опорной группы демонстрирует распределение пиковой частоты f_{peak} холодных вспышек, медианное значение для которого составляет 11.2 ГГц, что почти в два раза больше медианного значения для опорных вспышек, 6.2 ГГц. Поскольку в гисторамме не учтены вспышки, для которых пиковые частоты находились выше диапазона измерений, то фактическое отличие пиковых частот холодных вспышек от опорных ещё существеннее. Помимо основного пика распределения между 11 и 18 ГГц, наблюдается ещё пик около 7-8 ГГц, близкий к пику распределения для опорных вспышек, и пик около 2-3 ГГц, обусловленный, вероятно, холодными вспышками в разреженной плазме, подобными вспышке, описанной в [114]. На гистограмме выделяются несколько столбцов, где существенный вклад внесли длительные события – 18 мая 2000 г. и 18 октября 2014 г.

Гистограммы распределений пиковых плотностей потока S_{peak} для холодных и опорных вспышек имеют схожие колоколообразные формы. Хотя среди холодных вспышек отсутствуют особенно интенсивные события с плотностями потока более 1000 SFU, максимумы распределений и медианные значения для обеих групп близки и составляют 33 SFU для холодных вспышек и 45 SFU для опорных.

Что касается распределений спектральных индексов в микроволновом диапазоне, то холодные вспышки по сравнению с опорной группой характеризуются более пологими спектрами в области высоких частот α_{hf} (область отрицательных значений на Рисунке), что согласуется с более пологими спектрами ускоренных электронов, полученными из фитирования жёстких рентгеновских спектров. Индексы в области низких частот α_{lf} (область положительных значений), напротив, круче, чем для опорной группы. Распределения обоих спектральных индексов холодных вспышек отличаются заметными «хвостами» в областях больших по модулю значений. Эти хвосты могут быть связаны с недостаточным количеством частот слева или справа от пика, так

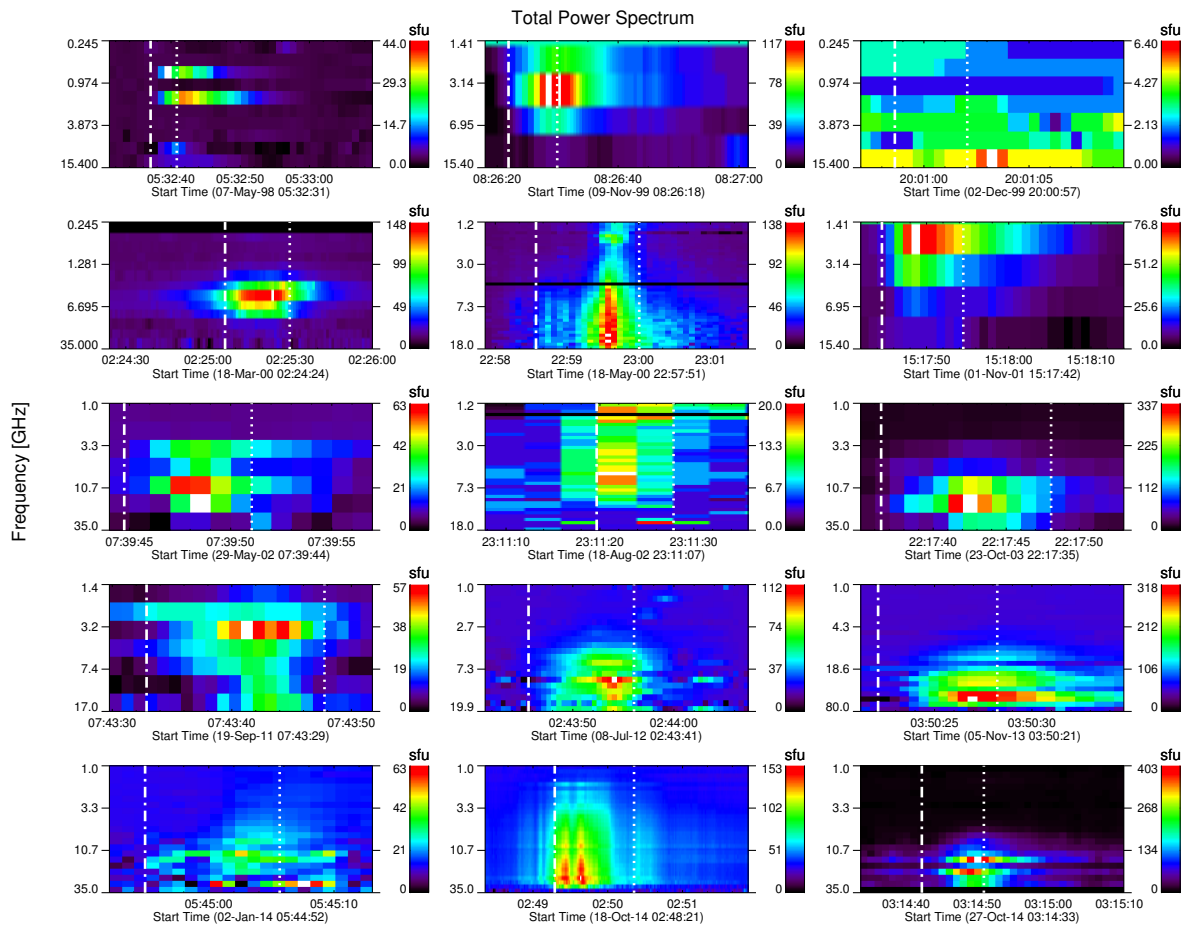


Рисунок 3.11: Микроволновые динамические спектры для 15 вспышек с успешным спектральным фитированием. Вертикальная штрих-пунктирная линия соответствует началу вспышки в жёстком рентгеновском диапазоне t_5 . Вертикальная пунктирная линия соответствует окончанию вспышки в жёстком рентгеновском диапазоне t_{95} (см. Раздел 3.2).

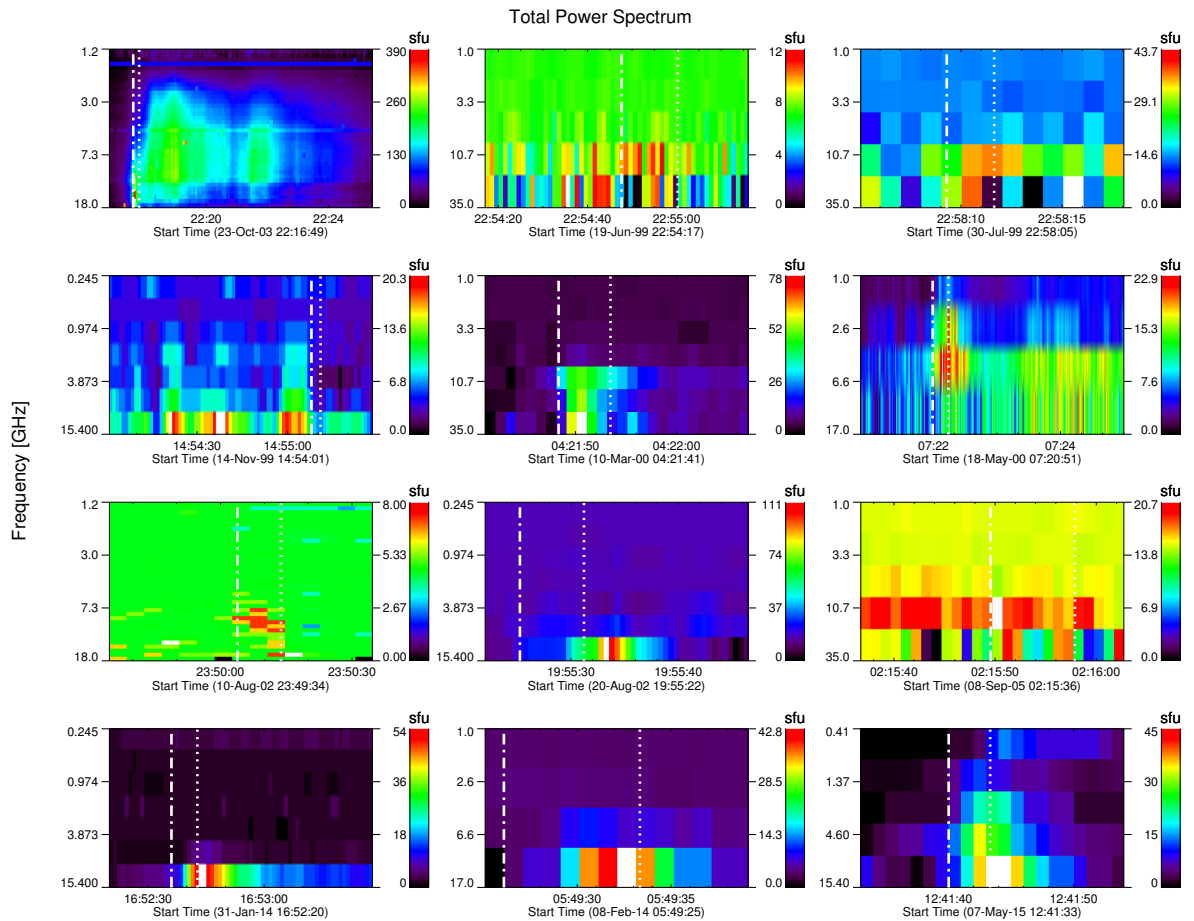


Рисунок 3.12: Микроволновые динамические спектры для 11 вспышек, для которых спектральное фитирование не удалось, и длительный всплеск для вспышки 23 октября 2003 г., который не использовался при для распределений спектральных микроволновых параметров. Вертикальная штрихпунктирная линия соответствует началу вспышки в жёстком рентгеновском диапазоне t_5 . Вертикальная пунктирная линия соответствует окончанию вспышки в жёстком рентгеновском диапазоне t_{95} (см. Раздел 3.2).

что соответствующие спектральные индексы определяются с большими погрешностями.

Далее, чтобы скомпенсировать сильное влияние на форму распределения от длительных событий, мы построили гистораммы для микроволновых параметров, определённых только на 5 интервалах в течение каждого пика – в начале, в конце, в максимуме вспышки и на серединах фаз роста и спада. Полученные распределения представлены на Рис. 3.14. По сравнению с предыдущими гистограммами распределение для f_{peak} холодных вспышек ещё сильнее сдвинулось в область больших частот, и ещё сильнее выделились два максимума распределения – высокочастотный между 11 и 18 ГГц и низкочастотный в диапазоне 2-3 ГГц. Формы распределений пиковых плотностей потока изменились слабо. Медианные значения для степенных индексов α_{lf} и α_{hf} для холодных и опорных вспышек стали ближе друг к другу, однако, тенденция, что для холодных вспышек характерны более пологие индексы в области высоких частот и, напротив, более крутые индексы в области низких частот, сохранилась.

Длительности вспышек в микроволновом диапазоне по аналогии с тем, как это сделано в работе [126], оценивались на пиковой частоте. Такой подход ограничил число холодных вспышек, для которых возможно было оценить длительность, только 15 вспышками с успешными фитами. За начало и конец вспышки принимался момент, когда плотность потока превышала 20% от пикового значения. Длительности, Δt , для холодных вспышек приведены в Табл. 3.5 Распределения длительностей холодных вспышек и вспышек опорной группы, наряду с медианными значениями и диапазоном между квантилями 0.25 и 0.75, изображены на Рис. 3.15. Холодные вспышки в микроволновом диапазоне, так же как и в жёстком рентгеновском, характеризуются намного меньшими длительностями по сравнению с опорной группой – медиана для холодных вспышек составляет 16с, что на порядок меньше длительностей опорных вспышек.

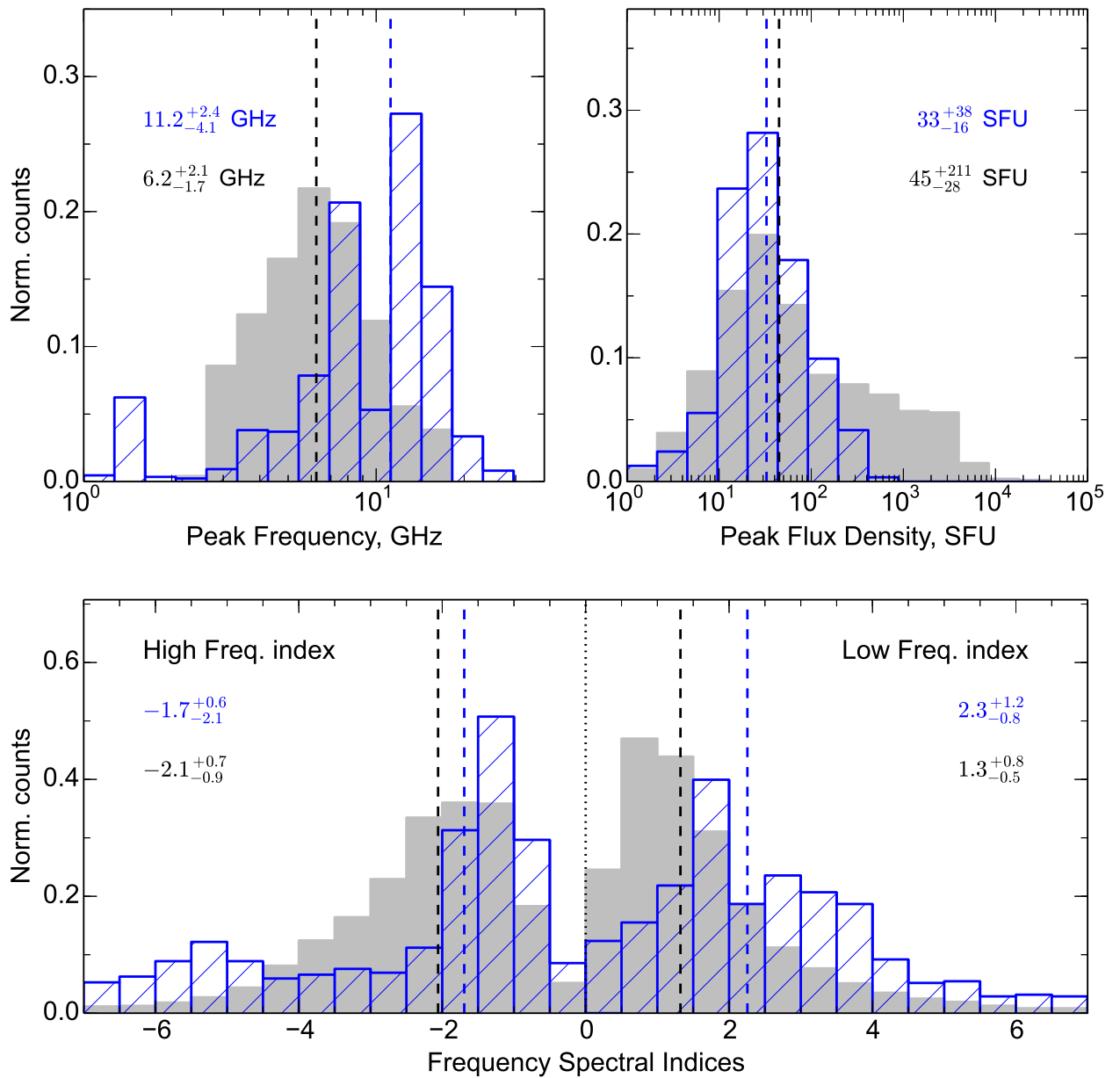


Рисунок 3.13: Распределения спектральных параметров в микроволновом диапазоне для холодных вспышек (синяя штриховка) и опорной группы (серый цвет), полученных на каждом временном интервале во время каждого пика. Вверху слева: распределение пиковых частот. Вверху справа: распределение пиковой плотности потока. Внизу: распределение спектральных индексов в области до пика α_{lo} и после пика α_{hi} . На каждом графике представлены медианные значения и диапазоны между квантилями распределения 0.25 и 0.75. Высота столбцов нормируется на общее количество событий в каждой группе.

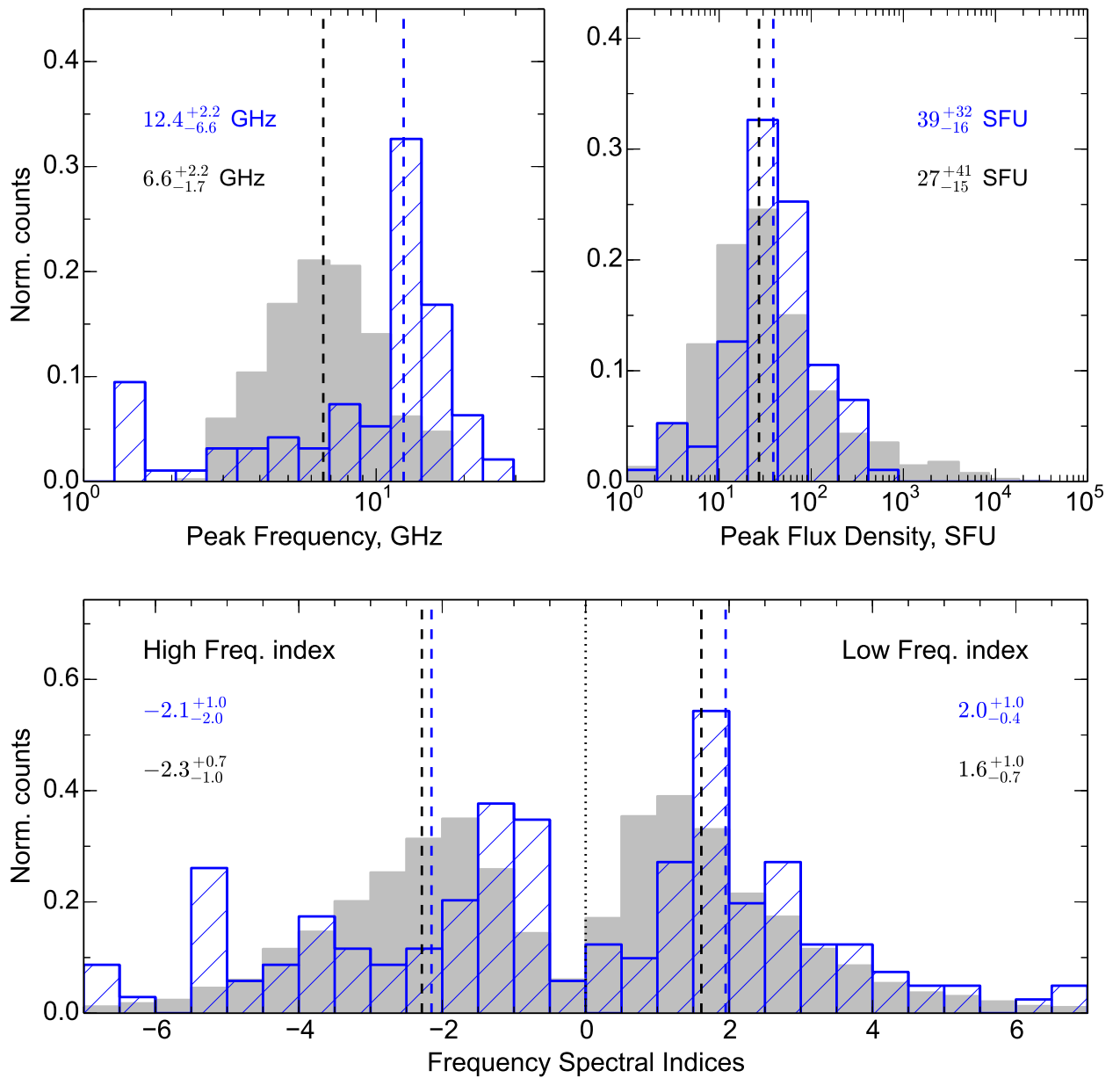


Рисунок 3.14: Распределения спектральных параметров в микроволновом диапазоне для холодных вспышек (синяя штриховка) и опорной группы (серый цвет), полученных на пяти временных интервалах, выделенных для каждого пика. Вверху слева: распределение пиковых частот. Вверху справа: распределение пиковой плотности потока. Внизу: распределение спектральных индексов в области до пика α_{lo} и после пика α_{hi} . На каждом графике представлены медианные значения и диапазоны между квантилями распределения 0.25 и 0.75. Высота столбцов нормируется на общее количество событий в каждой группе.

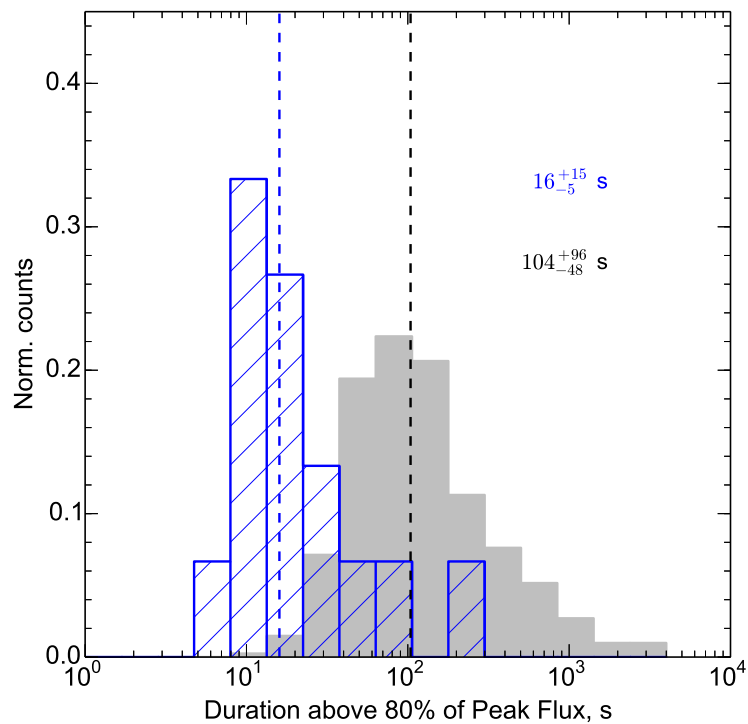


Рисунок 3.15: Распределения длительностей микроволновых всплесков для холодных всплесков (синяя штриховка) и для всплесков опорной группы (серый цвет). Каждый столбец нормирован на полное число событий в каждой группе. Также на график нанесены медианные значения и квантили распределений 0.25 и 0.75 для холодных всплесков (синий цвет) и для опорных всплесков (чёрный цвет).

3.4.3 Соотношение между длительностями холодных вспышек в жёстком рентгеновском и микроволновом диапазонах

Жёсткое рентгеновское излучение зачастую ассоциируется с инжектированной популяцией ускоренных во вспышках электронов, а микроволны – с захваченными в ловушки ускоренными электронами [130]. Таким образом, изучение взаимосвязей между жёсткими рентгеновскими и микроволновыми спектральными характеристиками помогает понять условия распространения ускоренных электронов во вспышечных петлях.

Соотношение между длительностями вспышек в жёстком рентгеновском и микроволновом диапазонах представлено на Рис. 3.16. События распадаются на две группы: для одной из них точки находятся близко к сплошной линии, которая представляет собой равенство длительностей жёстких рентгеновских и микроволновых всплесков; для другой группы микроволновый всплеск длиннее соответствующего всплеска в жёстком рентгеновском диапазоне. Простая интерпретация этих различий состоит в том, что в первой группе захвата электронов в ловушки не наблюдается, в то время как захват в ловушки имеет место в событиях из второй группы.

3.5 Обсуждение результатов

В данном исследовании мы выявили статистически значимый набор «холодных» вспышек с непропорционально слабым тепловым излучением, относительно нетеплового. Хотя в ряде исследований сообщалось о нескольких подобных вспышках, все эти случаи были отобраны субъективно, без какого-либо формального критерия. Для выполнения данного статистического исследования мы начали с формулировки такого критерия, который представляется нам весьма строгим. Мы определили группу ранних импульсных вспышек, выбрав те события, в которых вспышка в жёстком рентгеновском диапазоне началась до или без соответствующей мягкой рентгеновской вспышки, зарегистрированной *GOES*. Затем мы вычислили увеличение потока мягкого рентгеновского излучения в течение жёсткого рентгеновского всплеска и

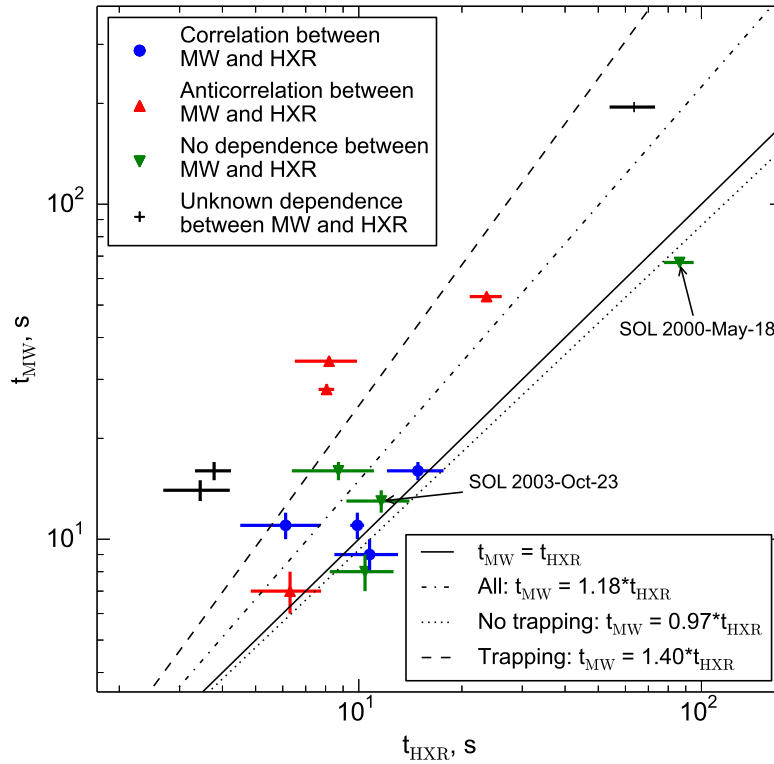


Рисунок 3.16: Связь между временными масштабами холодных вспышек в рентгеновском и микроволновом диапазонах. Сплошная линия представляет собой равенство длительностей в обоих диапазонах, пунктирная линия соответствует линейной регрессии между этими временными шкалами, пунктирная линия отражает регрессию для группы вспышек ниже основной регрессии (предположительно, события без захвата в ловушки), пунктирная линия указывает на регрессию для вспышек выше основной линии регрессии (предположительно, события с захватом в ловушки). Объяснение «цветных» групп событий приведено в [121].

сравнили это увеличение для ранних импульсных вспышек и опорного набора вспышек. После этого мы отобрали ранние импульсные вспышки, которые характеризуются тепловым откликом намного ниже «среднего» (см. Рис. 3.2), чтобы сформировать список холодных вспышек. На Рис. 3.2 представлено гораздо больше вспышек со слабым тепловым откликом, которые не являются ранними импульсными вспышками в соответствии с нашим критерием отбора. Эти вспышки не были включены в список, потому что в этих случаях нельзя исключить сильный предварительный нагрев, когда общее приращение теплового потока является сильным, но усиление за счет нетепловых электронов слабое, так что такие вспышки нельзя считать «холодными». Результат применения этих двух критериев привёл к выборке из 27 холодных вспышек, которые мы проанализировали с использованием рентгеновских и микроволновых данных.

Проведённое статистическое исследование выявило существенные различия между холодными вспышками и вспышками опорной группы. В жёсткой рентгеновской области холодные вспышки более короткие и слабые, а также характеризуются более жёсткими спектрами, чем опорные вспышки. В микроволновом диапазоне холодные вспышки также короче, чем опорные, характеризуются более жёсткими степенными индексами в оптически тонкой области гиротронного спектра и более крутыми индексами в оптически толстой области и намного более высокими пиковыми частотами гиротронного спектра. Однако, в микроволновой области они не слабее опорных вспышек.

Возможно, ключом к интерпретации этих различий является сочетание более слабой интенсивности в жёстком рентгеновском диапазоне и сравнимой с опорными вспышками интенсивности в микроволновом диапазоне. Действительно, более слабое жёсткое рентгеновское излучение подразумевает меньший поток нетепловых электронов, ускоренных во вспышке. Однако, для получения «нормального» уровня гиротронного излучения в микроволновом диапазоне небольшой популяцией нетепловых электронов магнитное поле должно быть соответственно выше, чем в опорной вспышке. Более сильное магнитное поле дополнительно подразумевает более высокую спектральную пиковую частоту гиротронного излучения, как это и наблюдается. Та-

ким образом, учитывая, что магнитное поле в короне уменьшается с высотой, сильное магнитное поле подразумевает достаточно низко расположенный радиоисточник, следовательно, более короткие вспышечные петли и, в свою очередь, более короткую длительность вспышек. Эти более компактные петли представляют собой более однородные источники, т. е. они, вероятно, содержат более узкий диапазон напряженности магнитного поля, чем большая петля, что объясняет, почему наклон спектров холодных вспышек в оптически толстой области круче, чем для опорных вспышек [131]. Однако, эта интерпретация не может объяснить, почему спектры ускоренных электронов для холодных вспышек жёстче, чем для опорных. Одна из возможностей заключается в том, что механизм ускорения приводит к более жестким спектрам в случаях более сильного магнитного поля/более компактных петель. Альтернативная интерпретация заключается в том, что жёсткость спектра не зависит от этих параметров вспышки; а во вспышках, генерирующих электроны с более жесткими спектрами, тепловой отклик дополнительно уменьшается, потому что более энергичные электроны проникают глубже в хромосферу, тем самым уменьшая хромосферное испарение и тепловой отклик.

Холодные вспышки не представляют собой однородную группу событий, а могут быть разделены на несколько подклассов. Есть группа вспышек, которые демонстрируют среднюю или низкую спектральную пиковую частоту микроволновых спектров: в таких случаях магнитное поле также должно быть средним или слабым. Наличие низкой пиковой частоты требует, чтобы и магнитное поле, и плотность плазмы были низкими. Действительно, слабое магнитное поле в сочетании с высокой плотностью плазмы приводит к высокой спектральной пиковой частоте из-за эффекта Разина. Таким образом, вспышки с низкой спектральной пиковой частотой, вероятно, являются разреженными вспышками, подобными рассмотренной в работе [114], в отличие от группы вспышек с высокой пиковой частотой, которые, вероятно, связаны с плотным источником, как в случаях, описанных в [113, 115]. Кроме того, холодные вспышки можно далее разделить на две группы в зависимости от того, играет ли роль захват ускоренных электронов в ловушки во вспышечных петлях или нет, а также наблюдается ли излом в спектре ускоренных электронов, или спектр согласуется с простым степенным законом.

3.6 Заключение

По результатам Главы 3 на защиту выносятся следующие положения.

- Вспышки со слабым тепловым откликом, «холодные» вспышки, статистически значимо отличаются по своим свойствам от опорных вспышек, они характеризуются более жёсткими спектрами, меньшими длительностями в жёстком рентгеновском и микроволновом диапазонах.
- Холодные вспышки состоят из двух групп: часть вспышек характеризуется высокими пиковыми частотами гиротронного спектра в микроволновом диапазоне и ассоциируется с компактными петлями с высоким магнитным полем, а другая часть, напротив, очень низкими пиковыми частотами и связана с протяжёнными разреженными петлями.

Результаты отображены в публикациях

- A. L. Lysenko et al., Statistics of “Cold” Early Impulsive Solar Flares in X-Ray and Microwave Domains // *Astrophys. J.* 2018, Vol. 856, Issue 2, article id. 111.
- А.Л. Лысенко и др., Рентгеновское и гамма-излучение солнечных вспышек // *Успехи Физических Наук*, 2020, Том 190, Выпуск 8, стр. 878-894.

Глава 4

Физическая модель «холодной» вспышки SOL2002-03-10 с задержкой нагрева

4.1 Введение

Эффект Ньюперта (см. Введение), наблюдаемый в импульсных вспышках, сопровождаемых ускорением электронов, можно подразделить на «эмпирический» и «теоретический» эффект [111]. Эмпирический эффект Ньюперта заключается в высокой корреляции между временными профилями в жёстком рентгеновском или микроволновом диапазоне и производной по времени от профиля мягкого рентгеновского излучения. Теоретический эффект Ньюперта объясняет эту корреляцию тем, что нагрев плазмы связан с потерями энергии ускоренными частицами. Наблюдаемые отклонения от теоретического эффекта Ньюперта часто объясняют наличием дополнительного, помимо нетепловых частиц, агента нагрева плазмы [15, 111].

Холодные вспышки должны удовлетворять теоретическому эффекту Ньюперта, поскольку характеризуются очень низким тепловым откликом по отношению к нетепловому излучению, так что вклад в нагрев от любых дополнительных агентов крайне незначителен. Например, в работах [113, 55] показано, что весь наблюдаемый нагрев для холодных вспышек обеспечен только потерями энергии ускоренными электронами.

В данной Главе мы детально рассмотрим холодную вспышку, сопровождающуюся нагревом, задержанным во времени, и проверим, что действительно весь наблюдаемый нагрев плазмы обеспечен исключительно ускоренными электронами, без привлечения прямого нагрева плазмы, и что холодные

вспышки характеризуются очень высокой эффективностью ускорения частиц. Мы найдём объяснение отклонению этой вспышки от эмпирического эффекта Ньюперта, которое заключается в задержке нагрева.

4.2 Наблюдения

Солнечная вспышка класса *GOES* C5.1 произошла 10 марта 2002 г. около 01:34 UT вблизи восточного лимба в активной области (АО) 09866. Доступные наблюдения этой вспышки в мягком и жёстком рентгеновском и микроволновом диапазонах представлены на Рис. 4.1.

Данные в жёстком рентгеновском диапазоне получены инструментом *Konus-Wind*, который наблюдал вспышку в триггерном режиме, начиная с 01:34:53.874 UT¹. В микроволновом диапазоне доступны данные NoRP (см. Раздел 1.4) по интенсивности и поляризации для шести частот (1, 2, 3.75, 9.4, 17 и 35 ГГц) и только интенсивности на частоте 80 ГГц с временным разрешением, составляющим 0.1 с для основного пика и 1 с для всего события. Данные NoRP в микроволновом диапазоне были дополнены данными сети RSTN на 7 частотах (0.4, 0.6, 1.4, 2.7, 5.0, 8.8 и 15.4 ГГц)², временное разрешение которых составляет 1 с.

Для этого события доступны изображения в микроволновом диапазоне с радиообсерваторий NoRH и SSRT и в ультрафиолетовом диапазоне с космического телескопа *SoHO*/EIT. Данные о магнитном поле в области фотосферы ограничены магнитограммами по лучу зрения инструмента *SoHO*/MDI (см. Раздел 1.5).

¹В дальнейшем для сравнения жёстких рентгеновских и микроволновых данных для этого события было вычислено точное время распространения от *Konus-Wind* до радиополяриметров Nobeyama, которое составило 0.231 с.

²Для исправления ошибок во временной привязки и амплитуде данных, время RSTN было сдвинуто на -3.3 с, а кривые блеска на 8.8 ГГц и 15.4 ГГц были скорректированы на коэффициент ~ 1.5 , согласно более надёжным данным NoRP.

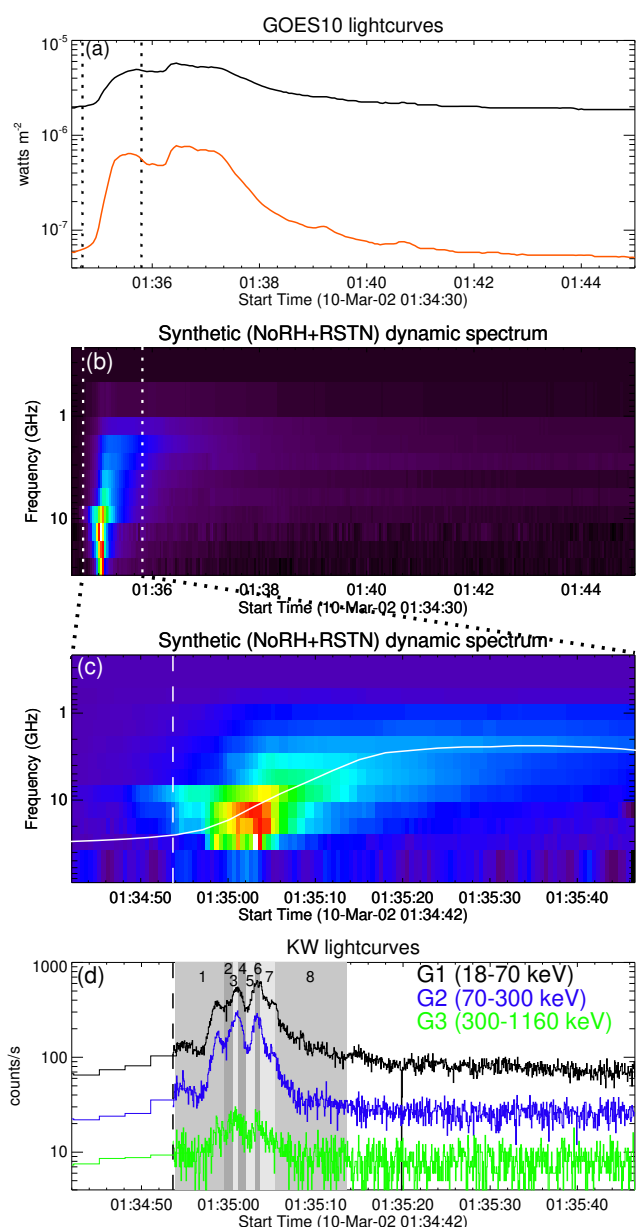


Рисунок 4.1: Обзор солнечной вспышки SOL2002-03-10. (a) кривые блеска *GOES*. (b) микроволновый динамический спектр. (c) динамический спектр импульсной фазы вспышки в увеличенном масштабе. Белая сплошная кривая показывает временной профиль *GOES*. (d) кривые блеска *Konus-Wind* в трех энергетических диапазонах. Пунктирные вертикальные линии на панелях (c) и (d) показывают время начала триггерной записи *Konus-Wind*. Вертикальные темные или светло-серые полосы обозначают восемь временных интервалов, на которых проводилось фитирование спектров *Konus-Wind*.

4.2.1 Временные профили

Отличительной особенностью этой вспышки является контрастное сочетание импульсных и плавных кривых блеска, что ярко проиллюстрировано на Рис. 4.2.

Заметное импульсное излучение проявляется во временных профилях *Konus-Wind* и в микроволнах на частотах 35 и 80 ГГц (см. Рис. 4.2(a, b)), в то время как кривые блеска в микроволновом диапазоне становятся все более плавными по мере уменьшения частоты; временные профили *GOES* ещё плавнее, чем профили низкочастотного микроволнового излучения (см. Рис. 4.2(c, d, e)) и наиболее задержаны. В отличие от ожидания, основанного на стандартном эффекте Ньюперта, импульсные кривые на 35 ГГц и в жёстком рентгеновском диапазоне хорошо коррелируют с временной производной кривой блеска на 3.75 ГГц (Рис. 4.2(a)), а не с производной в мягком рентгеновском диапазоне, которая в свою очередь хорошо коррелирует с временным профилем на 3.75 ГГц (Рис. 4.2(d)). Эта корреляция указывает на то, что кривая на 3.75 ГГц либо представляет собой тепловой отклик плазмы на ускоренные электроны, либо соответствует захваченной популяции быстрых электронов, профиль инжекции которых соответствует микроволновым временным профилям на 35 ГГц или профилям жёсткого рентгеновского излучения *Konus-Wind*.

На Рис. 4.2(f) показана эволюция степени поляризации микроволнового излучения во время импульсного пика. Следует отметить две интересные особенности: (i) неожиданно высокая степень поляризации на 3.75 ГГц в течение всего события указывает на оптически тонкое излучение на этих промежуточных частотах, и (ii) степень поляризации на 17 и 35 ГГц растёт во время спада импульсной фазы, что может означать существенное изменение углового распределения нетепловых электронов.

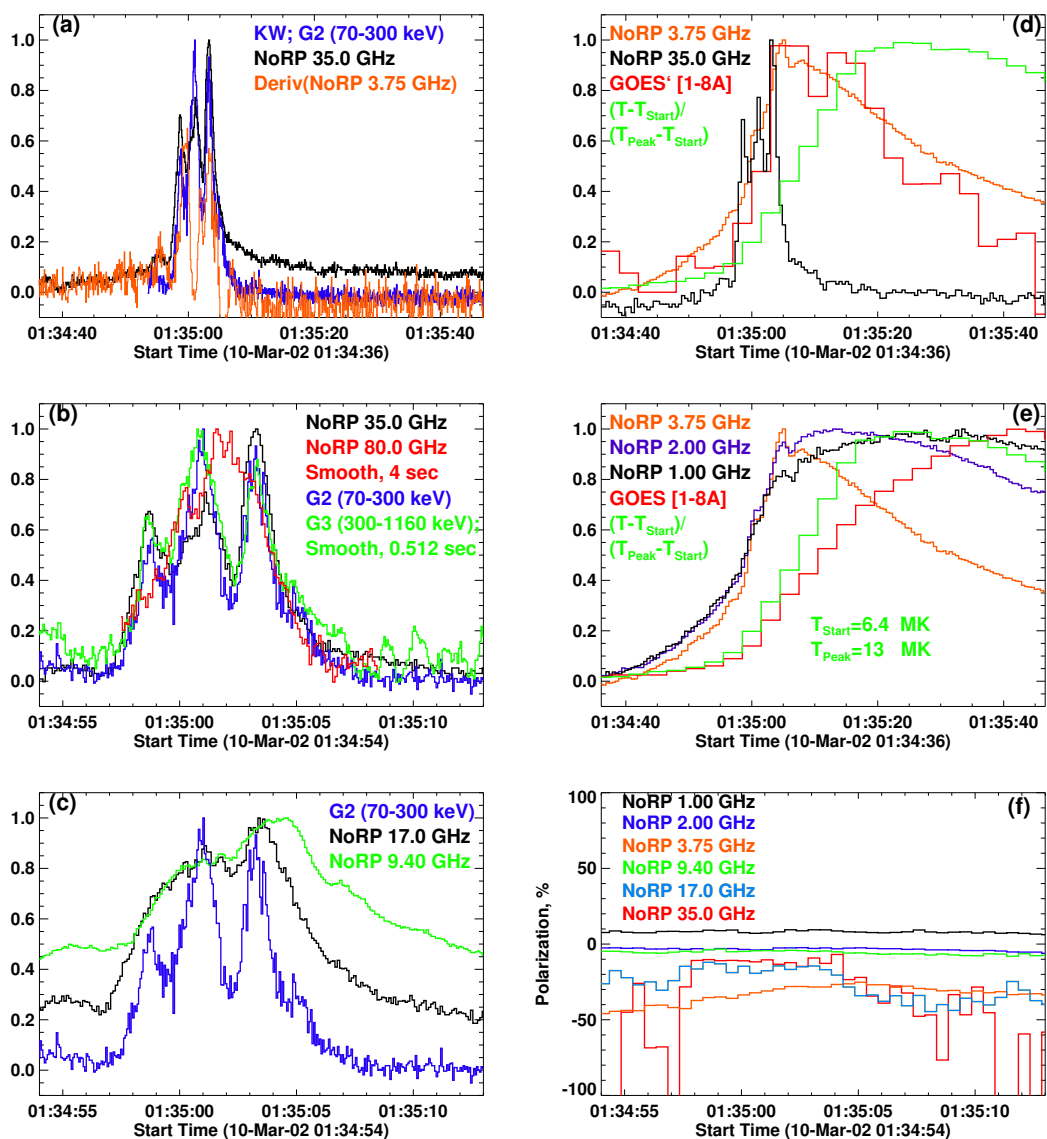


Рисунок 4.2: Нормированные кривые блеска. (a) общее сравнение импульсных кривых блеска на частоте 35 ГГц (разрешение 0.1 с) и на энергии 70-300 кэВ (канал G2, разрешение 64 мс) с временной производной плавной кривой блеска на частоте 3.75 ГГц; (b) кривые микроволнового излучения на частотах 35 и 80 ГГц наряду с кривыми блеска *Konus-Wind* G2 и G3 в жёстком рентгеновском диапазоне; (c) кривые блеска микроволнового излучения на частотах 9.4 и 17 ГГц по сравнению с кривой блеска в канале G2; (d) кривые блеска микроволнового излучения на частотах 3.75 и 35 ГГц вместе с временной производной кривой блеска *GOES*; и эволюцией температуры плазмы, определённой по *GOES* ($T_{\text{start}} \sim 6.4$ МК; $T_{\text{peak}} \sim 13$ МК); (e) кривые блеска микроволнового излучения на частотах 1, 2 и 3.75 ГГц наряду с кривой блеска *GOES*; и температурой плазмы, оцененной по *GOES*; (f) степень поляризации микроволнового излучения в импульсной фазе вспышки.

4.2.2 Спектральный анализ

Жёсткий рентгеновский диапазон

Спектральный анализ в жёстком рентгеновском диапазоне проводилось для многоканальных спектров *Konus-Wind* на 8 временных интервалах, отмеченных на Рис. 4.1 и перечисленных в Табл. 4.1 и 4.2, в диапазоне 20-1200 кэВ, нижняя граница которого соответствует нижней границе наблюдений *Konus-Wind*, а верхняя приближённо соответствует энергии, до которой основной вклад в спектр определяется тормозным излучением электронов. Фитирование проводилось в XSPEC 12.9.0 [122].

Данные во всём энергетическом диапазоне оказались несовместимы с простым степенным законом, аппроксимация одностепенной моделью, однако, было вполне успешным на части энергетического диапазона, например, 20-200 кэВ, 40-400 кэВ или 100-1000 кэВ (см. Рис. 4.3(a)). Руководствуясь соображениями, изложенными в Разделе 3.4.1, для спектрального фитирования всего энергетического диапазона 20-1200 кэВ было выбрано две модели. Первая из них – феноменологическая двухстепенная модель с изломом (*BPL*):

$$I(E) = \begin{cases} A \left(\frac{E}{100\text{keV}}\right)^{-\gamma_1} & E \leq E_{br,ph} \\ AE_{br,ph}^{\gamma_2-\gamma_1} \left(\frac{E}{100\text{keV}}\right)^{-\gamma_2} & E_{br,ph} < E \end{cases} \quad (4.1)$$

где γ_1 и γ_2 – степенные индексы спектра фотонов, и A – нормировка на 100 кэВ в единицах фот. см⁻² с⁻¹ кэВ⁻¹.

Вторая – модель толстой мишени для спектров электронов, подчиняющихся двухстепенному закону с изломом между низко- и высокоэнергетическими порогами (*brmThick2PL*):

$$F(E) = \begin{cases} 0 & E < E_{cut,low} \\ \propto E^{-\delta_1} & E_{cut,low} \leq E \leq E_{br,e} \\ \propto E^{-\delta_2} & E_{br,e} \leq E \leq E_{cut,high} \\ 0 & E > E_{cut,high}, \end{cases} \quad (4.2)$$

Для определения низкоэнергетического порога $E_{cut,low}$ мы сначала попробовали провести совместное фитирование данных *Konus-Wind* и *GOES*, но, вероятно, из-за низкого теплового отклика в *GOES*, удовлетворительных

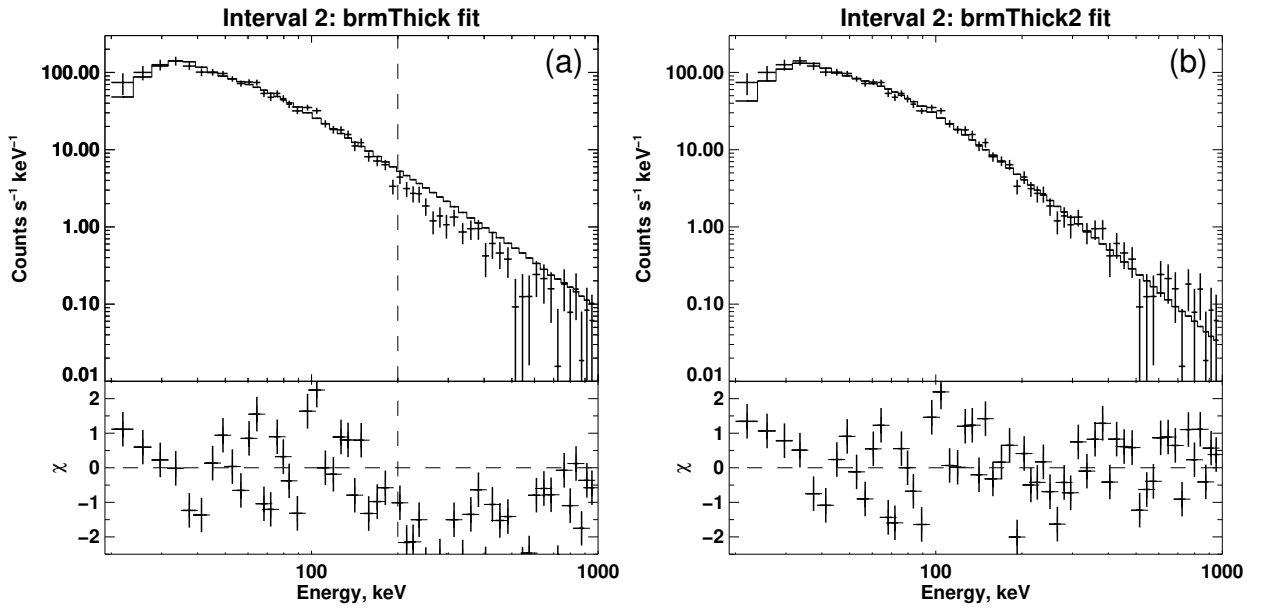


Рисунок 4.3: Спектр *Konus-Wind* вспышки для временного интервала № 2 (Рис. 4.1(г)) с примерами фитирования: (а) модель *brmThickPL* соответствует диапазону энергии фотонов 20-200 кэВ, обозначенному вертикальной пунктирной линией, (б) модель *brmThick2PL* соответствует полному диапазону 20-1000 кэВ.

ограничений получить не удалось. В результате $E_{cut,low}$ был фиксирован на энергии 10 кэВ.

Модель *BPL* хорошо описывает наблюдения на всех временных интервалах, кроме последнего, который оказался хорошо совместим с одностепенной моделью (см. Табл. 4.1). Что же касается восстановления спектров электронов при помощи модели толстой мишени, *brmThick2PL*, то для некоторых временных интервалов варьирование всех параметров приводило к высоким погрешностям в оценках параметров и корреляции между ними. Это может означать, что излом в спектре плавный. Поэтому был применён следующий подход. Сначала были фиксированы спектральные индексы электронов в области высоких энергий на значении, полученном из модели толстой мишени $\delta_2 = \gamma_2 + 1$, и в результате определены значения энергий излома в спектре ускоренных электронов $E_{br,e}$. После этого, было найдено регрессионное соотношение между энергиями излома в спектре электронов и фотонов; далее энергия излома электронного спектра была фиксирована на значении, полу-

ченном из этого соотношения, и было проведено повторная аппроксимация с фиксированным $E_{cut,low}$, но варьирующимся δ_2 .

Пример анализа спектра моделью *brmThick2PL* приведён на Рис. 4.3(b), и параметры фитирования представлены в Табл. 4.2. Эти результаты показывают, что ускоренные электроны в целом демонстрируют тип эволюции мягкий-жесткий-мягкий для каждого из двух импульсных пиков на энергиях как до, так и после излома спектра.

Энергетический поток спектра фотонов был оценен в диапазоне 20–1000 кэВ и приведён для каждого интервала в Табл. 4.1. Пиковый поток составляет $(1.95 \pm 0.05) \times 10^{-5}$ эрг см⁻² с⁻¹. Предполагая изотропное излучение, выделившаяся энергия составляет $(3.36 \pm 0.06) \times 10^{23}$ эрг, а пиковая светимость – $(5.40 \pm 0.13) \times 10^{22}$ эрг с⁻¹.

Таблица 4.1: Результаты фитирования спектров *Konus-Wind* в диапазоне 20 keV - 1 MeV.

No.	T_{start}^a	ΔT	γ_1	γ_2	$E_{br,ph}$	Flux ^b	χ^2/dof
1	0.000	5.632	$2.53^{+0.08}_{-0.12}$	$2.82^{+0.10}_{-0.08}$	91^{+30}_{-28}	$4.48^{+0.13}_{-0.13}$	0.67(36.7/55)
2	5.632	1.024	$2.30^{+0.06}_{-0.07}$	$2.85^{+0.11}_{-0.10}$	106^{+15}_{-15}	$13.3^{+0.3}_{-0.3}$	0.86(47.4/55)
3	6.656	0.512	$2.14^{+0.09}_{-0.14}$	$2.75^{+0.13}_{-0.10}$	94^{+23}_{-19}	$19.5^{+0.5}_{-0.5}$	0.82(29.4/36)
4	7.168	1.024	$2.37^{+0.06}_{-0.10}$	$2.94^{+0.12}_{-0.13}$	112^{+17}_{-29}	$11.9^{+0.3}_{-0.3}$	1.1(60.5/55)
5	8.192	1.024	$2.29^{+0.13}_{-0.13}$	$2.95^{+0.08}_{-0.06}$	68^{+14}_{-7}	$14.6^{+0.4}_{-0.4}$	0.87(47.8/55)
6	9.216	0.512	$2.17^{+0.19}_{-0.24}$	$2.86^{+0.10}_{-0.07}$	58^{+17}_{-8}	$18.8^{+0.6}_{-0.6}$	0.71(24.8/35)
7	9.728	1.792	$2.62^{+0.12}_{-0.15}$	$3.10^{+0.07}_{-0.06}$	58^{+8}_{-7}	$9.9^{+0.3}_{-0.3}$	1.15(47.0/41)
8 ^c	11.520	8.192	$3.24^{+0.07}_{-0.07}$	$3.24^{+0.07}_{-0.07}$...	$2.21^{+0.20}_{-0.20}$	0.82(46.8/57)

Примечания:

^aНачиная с $t_0(KW)=5694.105$ с UT (01:34:54.105).

^bВ единицах эрг 10^{-6} см⁻² с⁻¹ в диапазоне 20–1000 кэВ.

^cФитирован степенью без излома.

Таблица 4.2: Результаты фитирования спектров *Konus-Wind* в диапазоне 20 keV - 1 MeV.

No.	T_{start}^a	ΔT	δ_1	δ_2	$E_{br,e}$	Electron ^b	χ^2/dof
1	0.000	5.632	$3.08^{+0.23}_{-0.42}$	$3.75^{+0.14}_{-0.09}$	208^{+151}_{-72}	$1.0^{+0.6}_{-0.5}$	0.66(36.5/55)
2	5.632	1.024	$2.67^{+0.25}_{-0.42}$	$3.77^{+0.16}_{-0.11}$	247^{+105}_{-62}	$1.1^{+0.8}_{-0.6}$	0.92(50.6/55)
3	6.656	0.512	$2.47^{+0.32}_{-0.62}$	$3.84^{+0.31}_{-0.16}$	293^{+182}_{-93}	$1.0^{+0.9}_{-0.6}$	0.84(30.2/36)
4	7.168	1.024	$2.77^{+0.15}_{-0.16}$	$3.93^{+0.11}_{-0.10}$	282 ^c	$1.3^{+0.5}_{-0.4}$	1.1(61.0/56)
5	8.192	1.024	$2.50^{+0.23}_{-0.26}$	$3.94^{+0.08}_{-0.07}$	169 ^c	$1.3^{+0.7}_{-0.5}$	0.88(49.2/56)
6	9.216	0.512	$2.2^{+0.3}_{-0.4}$	$3.84^{+0.08}_{-0.07}$	144 ^c	$1.1^{+0.9}_{-0.5}$	0.72(26.0/36)
7	9.728	1.792	$3.23^{+0.20}_{-0.22}$	$4.01^{+0.03}_{-0.07}$	144 ^c	$4.3^{+2.0}_{-1.5}$	1.12(47.1/42)
8 ^d	11.520	8.192	$4.07^{+0.07}_{-0.07}$	$4.07^{+0.07}_{-0.07}$...	$4.1^{+0.8}_{-0.6}$	0.81(46.4/57)

Примечания:

^aНачиная с $t_0(\text{KW})=5694.105$ с UT (01:34:54.105).

^bВ единицах эл. 10^{35} c^{-1} .

^cФитирован с замороженным $E_{br,e}$.

^dФитирован степению без излома.

Микроволновый диапазон

Для спектрального анализа в микроволновой области использовались два синтетических динамических спектра. Первый из них, «медленный», являлся комбинацией данных RSTN и данных NoRP в фоновом режиме с разрешением 1 с, для которого отсутствует запись на 80 ГГц. Во втором, «быстром», использовались данные NoRP в триггерном режиме, с временным разрешением, загрублённым с 0.1 с до 4 с для частоты 80 ГГц и до 0.5 с для остальных частот, и данные RSTN, которые были интерполированы таким образом, чтобы достичь разрешения 0.5 с.

Оба динамических спектра были проанализированы моделью для гиротронного излучения (см. Раздел 3.4.2):

$$S = e^A f^\alpha \left[1 - e^{-e^B f^{-\beta}} \right], \quad (4.3)$$

Фитирование проводилось в пакете `ovsa_explorer` [126].

На Рис. 4.4 показаны результаты спектрального анализа в микроволновой области. Результаты фитирования, полученные из медленных и быстрых динамических спектров, в целом согласуются друг с другом, но тем не менее демонстрируют ряд несоответствий, особенно во время пика. Пиковый поток и пиковая частота, определяемые по быстрому динамическому спектру, показывают значительно более резкие вариации, чем определяемые по медленному спектру, что отражает фактическую субсекундную динамику всплеска. Сильные вариации «быстрого» высокочастотного спектрального индекса α_{HF} не являются реальными: они имеют место только тогда, когда спектральная пиковая частота составляет около 35 ГГц, так что высокочастотный наклон ограничен только сильно флуктуирующими данными 80 ГГц.

Эволюция спектральных параметров имеет несколько интересных особенностей. Спектральная пиковая частота f_{peak} изменяется в очень большом диапазоне, намного превышающем один порядок величины, и составляет около 10 ГГц на фазе нарастания всплеска, затем она возрастает по крайней мере до 35 ГГц на фазе пика и, наконец, уменьшается примерно до 1.5 ГГц на фазе спада. Таким образом, весь диапазон изменения f_{peak} является существенно более широким, чем для «типичного» микроволнового всплеска [126, 129]. Одно только это наблюдение – убедительное доказательство того, что магнитное поле у радиоисточника в фазе затухания значительно меньше, чем на фазе пика. Хотя существует общее соответствие между спектральным пиковым потоком и пиковой частотой, детальной корреляции между этими двумя параметрами нет. Действительно, один и тот же пиковый поток соответствует существенно меньшей пиковой частоте в фазе спада, чем в фазе роста. Заметим также, что на ранней фазе затухания пиковый поток и частота снижаются синхронно друг с другом, но примерно после 01:35:30 UT снижение пиковой частоты прекращается, а пиковый поток продолжает снижаться.

Высоко- и низкочастотные спектральные индексы также демонстрируют существенную эволюцию. На фазах спада и пика высокочастотный спектральный индекс демонстрирует тип эволюции «мягкий-жесткий-мягкий», аналогичной наблюдаемой эволюции жесткого рентгеновского спектра. Однако, около 01:35:10 UT спектр снова начинает становиться более жестким,

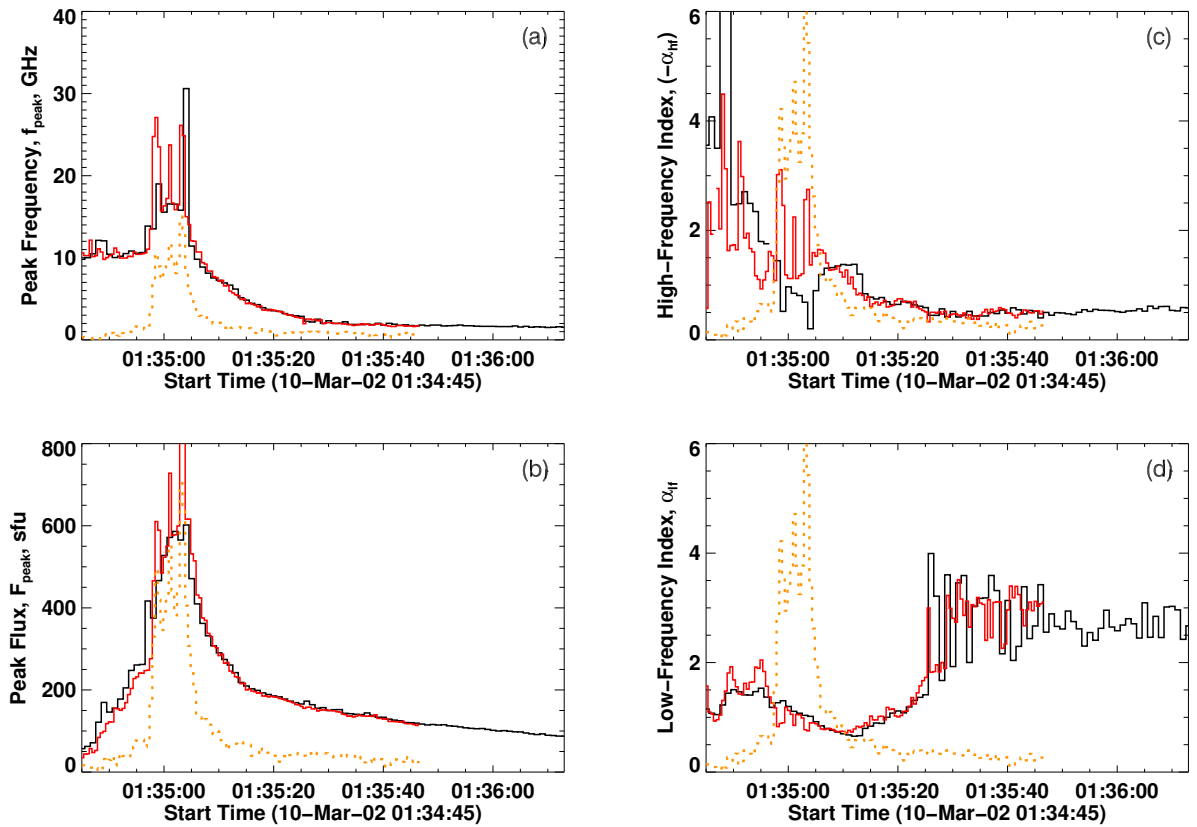


Рисунок 4.4: Эволюция параметров микроволнового спектрального фитирования: черные кривые получены из данных с разрешением 1 с, красные кривые – из данных с разрешением 0.5 с, а пунктирные оранжевые кривые – это масштабированная кривая блеска на частоте 35 ГГц. (а) эволюция пиковой частоты. (б) эволюция пикового потока. (с) эволюция высокочастотного спектрального индекса. (д) эволюция низкочастотного спектрального индекса.

что продолжается до 01:35:30 UT, когда α_{hf} достигает уровня около -1 и затем остается примерно постоянным. Низкочастотный спектральный индекс уменьшается во время фаз подъема, пика и раннего затухания примерно до 01:35:10 UT, а затем начинает увеличиваться до 01:35:30 UT, когда он достигает уровня $\alpha_{lf} \approx 3$. После этого момента α_{lf} сохраняет значение примерно на этом уровне до конца события. В целом, это событие демонстрирует поразительную спектральную эволюцию на фазах подъема, пика и раннего спада (до $\sim 01:35:30$ UT), но не показывает спектральной эволюции после этого.

4.2.3 Наблюдения с пространственным разрешением

Изображения области вспышки представлены на Рис. 4.5. Цвет фона на Рис. 4.5(а) показывает одно из двух разностных изображений *SoHO*/EIT на длине волны 195 \AA на которое наложены контуры в микроволновом диапазоне вместе с соответствующими нейтральными линиями, полученными из фотосферной магнитограммы *SoHO*/MDI.

Разностное изображение показывает наличие двух ярких компактных источников во время вспышки, разделенных примерно на $10''$ в направлении Север-Юг, которые не обнаруживаются ни за 12 минут до, ни после вспышки. Микроволновые изображения на частотах 17 ГГц и 34 ГГц также показывают двойную структуру источника, но с гораздо большим разделением между источниками, примерно $85''$. Расположение ультрафиолетовых источников совпадает с самым сильным, т. е. южным, микроволновым источником на 17 ГГц. Существует две магнитные нейтральные линии; более короткая разделяет ультрафиолетовые источники, а более длинная – микроволновые, что подразумевают возможность магнитной связи как между ультрафиолетовыми, так и между микроволновыми источниками.

Положение источников на частотах 17 и 34 ГГц не изменяется в течение вспышки. Во время импульсной фазы Южный источник доминирует как на 17, так и на 34 ГГц (Рис. 4.5), в то время как во время фазы затухания яркость этих двух источников сравнима на 17 ГГц, а Северный источник вообще не виден на 34 ГГц. Оба микроволновых источника характеризуются левой круговой поляризацией (LCP) на частоте 17 ГГц. Примечательно (Рис. 4.6), что Северный источник имеет очень сильную степень поляризации, которая достигает 80 % в начале фазы роста и остается сильной после нее, на уровне $\sim 60\%$. Напротив, степень поляризации более сильного, Южного источника значительно слабее, составляя в среднем около 20 %, и дополнительно снижается во время импульсной фазы, когда излучение на частоте 34 ГГц имеет самую сильную интенсивность. Пространственно разрешенные кривые блеска в микроволнах показывают заметную временную задержку между Южным и Северным источниками, означающую, что ускорение электронов происходит в Южном источнике или вблизи него, в то время как электроны достигают

удаленного Северного источника позже примерно на 2 с только после прохождения через корональную петлю.

Пересечения одномерных сканов радиотелескопа SSRT показывают движение источника на 5.7 ГГц в течение вспышки с запада на восток, а единственное изображение SSRT доступно в 01:37:11 UT, то есть уже на фазе спада. Это изображение показывает один источник, который находится между высокочастотными источниками, что указывает на петлевую связь между источниками NoRH.

4.3 Моделирование

В исследуемой вспышке есть две поразительные особенности. Первая особенность – это ярковыраженный переход от резких импульсных временных профилей в жёстком рентгеновском и высокочастотном микроволновом диапазоне (в частности, на частоте 35 ГГц) ко все более плавным профилям более низких частотах в микроволнах и в мягком рентгеновском диапазоне. Это затрудняет рассмотрение данного события в рамках обычного эффекта Ньюперта. Действительно, Рис. 4.2(d) и (e) показывают, что кривые блеска на частоте 35 ГГц или, что в данном случае эквивалентно, кривые блеска в жёстком рентгеновском диапазоне не коррелируют с производной по времени в мягком рентгеновском диапазоне, но тесно коррелируют с производной по времени микроволнового профиля на частоте 3.75 ГГц. Эта корреляция может означать, что кривая блеска 3.75 ГГц представляет собой тепловой отклик нагретой плазмы. Однако, производная по времени в мягком рентгене хорошо коррелирует с самой кривой блеска на 3.75 ГГц. Таким образом, классификация кривых блеска как тепловых и нетепловых требует более детального анализа наблюдаемых соотношений.

Второе поразительное свойство, которое тесно связано с первым, – это значительная спектральная эволюция микроволнового всплеска. Во время фазы нарастания и пика импульсной фазы вспышки пиковая частота коррелирует с пиковым потоком. Эта корреляция свидетельствует о влиянии эффекта оптической толщины на формирование микроволнового спектра [127, 129]. Затем, на более поздней, плавной фазе, спектр становится практически плоским

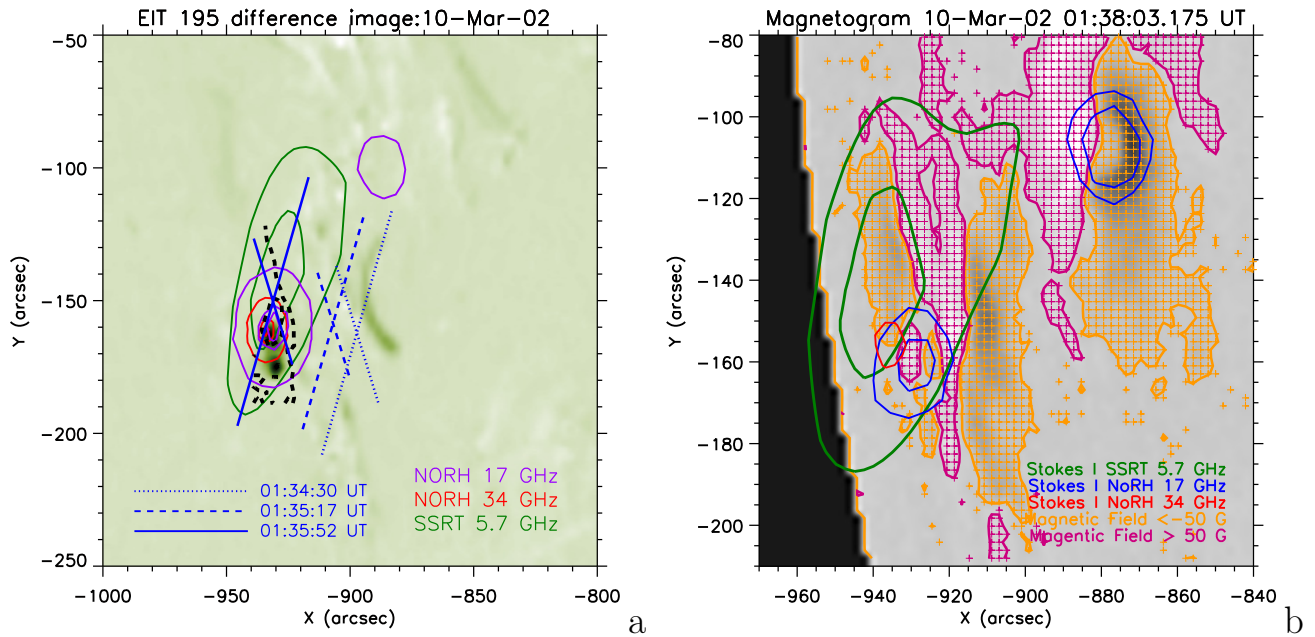


Рисунок 4.5: (а) Инвертированная разность изображений на длине волны 195 \AA *SOHO*/EIT между $01:36:14.749\text{ UT}$ и $01:25:52.555\text{ UT}$. Контурные изображения показывают микроволновые изображения на 34 ГГц (красный) и 17 ГГц (фиолетовый), полученные в $01:35:01\text{ UT}$ по данным NoRH с уровнями интенсивности 20% и 70% от максимума. Зеленые контуры показывают изображение на частоте $5,7\text{ ГГц}$, полученное SSRT в $01:37:11\text{ UT}$ с уровнями интенсивности 70% и 90% от максимума. Пунктирная черная линия показывает несколько нейтральных линий, взятых из фотосферных магнитограмм *SOHO*/MDI. Пересечения синих поперечных полос (пунктирные, штриховые и сплошные) представляют собой центры источника $5,7\text{ ГГц}$ в разные моменты времени. Направление каждой поперечины показывает направление сканирования массива EW или NS. Длина каждой поперечины указывает на ширину источника в половине максимума по этому направлению полосы. (б) магнитограмма *SOHO*/MDI, где locus пикселей с $B_{\parallel} > 50\text{ Гс}$ показан пурпурным цветом, а с $B_{\parallel} < -50\text{ Гс}$ – оранжевым. Для фазы затухания показаны контуры микроволнового излучения на частотах $5,7, 17$ и 34 ГГц .

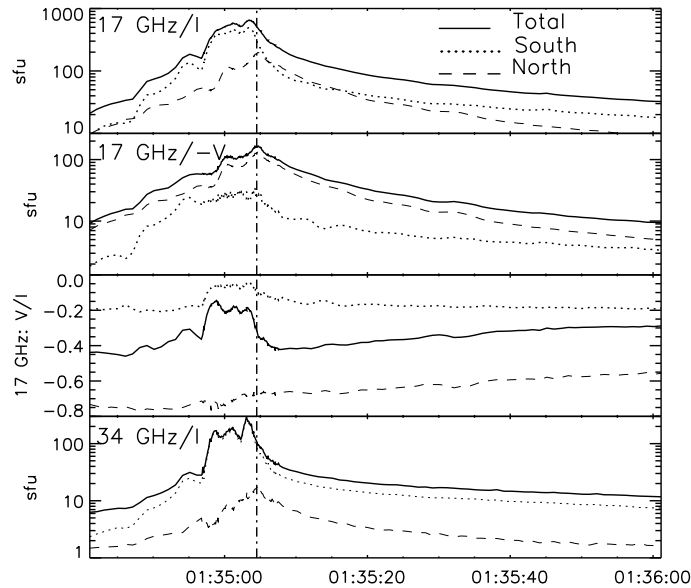


Рисунок 4.6: Кривые блеска NoRH: а) плотности потока от северных и южных источников вместе с интегральными данными на частоте 17 ГГц; (b) то же самое для параметров Стокса V; (c) то же самое для степени поляризации; и (d) плотности потока на частоте 34 ГГц.

между 1 и 10 ГГц. В целом спектральную эволюцию можно охарактеризовать как прогрессирующее низкочастотное сглаживание в течение вспышки. Это уплощение можно понять, если микроволновый источник со временем становится все более и более неоднородным. В довершение к этому, в течение плавной фазы степень поляризации неожиданно велика на 3.75-5.7 ГГц, а также на 17-35 ГГц, что свидетельствует об оптически тонком излучении в этих спектральных диапазонах и, напротив, мала на 1-2 ГГц и 9.4 ГГц, как ожидается для оптически толстого излучения. Такое поведение несовместимо с наличием только одной вспышечной петли [132], и означает, что задействованы два различных, неоднородных источника (предположительно, петли).

Двухпетельную структуру вспышки, аналогичную описанной в [31, 32], подтверждает наличие нейтральных линий как между ультрафиолетовыми, так и между микроволновыми источниками, а также положения этих источников. Основания малой петли светятся в ультрафиолетовом диапазоне, в то время как основания большой петли видны в микроволновом диапазоне на частотах 17 и 34 ГГц, а корональная её часть – на частоте 5.7 ГГц.

Первая из двух петель, подразумеваемых данными, даёт нетепловое излучение, которое доминирует в импульсной фазе на высоких частотах. Вторая петля порождает плавное излучение, которое доминирует на более низких частотах. Это плавное излучение может иметь как тепловую, так и нетепловую природу. Количественное рассмотрение (см. Приложение в [116]) показало, что данные несовместимы с предположением о тепловом происхождении плавного компонента излучения, так что ниже рассматривается нетепловая модель для этого компонента.

Закономерно предположить, что меньшая петля характеризуется большим магнитным полем, а большая – меньшим, образуя таким образом эффективную магнитную ловушку для электронов, попадающих из меньшей петли. Это предположение подтверждается высокой степенью корреляции между производной по времени кривой блеска на 3.75 ГГц и кривыми блеска на 17 и 35 ГГц и кривой блеска в жёстком рентгеновском диапазоне.

4.3.1 Подтверждение модели с помощью трёхмерного моделирования

Трёхмерное моделирование данной вспышки сталкивается с рядом трудностей. Во-первых, для неё недоступны векторные магнитограммы, требующиеся для получения нелинейных бессиловых экстраполяций магнитного поля в область короны. Линейные бессиловые экстраполяции, основанные на данных *SoHO*/MDI о магнитном поле вдоль луча зрения, осложняются тем, что вспышка расположена вблизи солнечного лимба. Однако, используя мощный инструмент для трёхмерного моделирования *GX Simulator* [92] (см. Раздел 1.8.2) и построив по отдельному магнитному кубу с различными параметрами скрученности α для каждой из вспышечных петель, можно провести ряд тестов, чтобы понять насколько наблюдения соответствуют предложенной двухпетельной структуре.

Трёхмерная модель вспышки должна ответить на следующие вопросы.

1. Можно ли воспроизвести подразумеваемые малую и большую петлю в экстраполированных кубах данных и какой для этого требуется α ?

2. Возможно ли заполнить малую петлю распределением быстрых электронов, которое согласуется с данными в жёстком рентгеновском диапазоне и в то же время способно воспроизводить высокочастотный микроволновый спектр?
3. Можно ли заполнить большую петлю распределением быстрых электронов, согласующимся с данными в жёстком рентгеновском диапазоне, чтобы воспроизвести низкочастотный микроволновый спектр?
4. Можно ли воспроизвести весь спектр с помощью двухпетельной модели?
5. Возможно ли получить наблюдаемую левую круговую (LCP) поляризацию от обоих источников на частоте 17 ГГц?
6. Можно ли получить очень высокую степень LCP поляризации от Северного источника 17 ГГц?
7. Можно ли воспроизвести весь спектр поляризации с помощью двухпетельной модели?

Методом подбора для малой петли получено значение параметра скрученности $\alpha \approx -1.75 \times 10^{-9} \text{ см}^{-1}$, при котором результаты моделирования согласуются с наблюдаемыми ультрафиолетовыми источниками (см. Рис. 4.7). Центральная линия поля (показана красным) имеет длину $L_{\text{small}} \approx 8.84 \times 10^8 \text{ см}$, магнитное поле в вершине петли характеризуется значением $B_{\text{small,lt}} \approx 620 \text{ G}$, и пробочное отношение менее 2.

Для проверки модели проводилось сравнение наблюдаемого микроволнового спектра вблизи максимума излучения на 01:35:03.600 UT. Соответствие между модельным и наблюдаемым спектрами (см. Рис. 4.8) достигается при населении петли ускоренными электронами с параметрами, близкими к полученным из фитирования жёстких рентгеновских спектров (см. Табл. 4.2, интервалы 5, 6), а именно $E_{\text{min}} = 10 \text{ keV}$, $E_{\text{br,el}} = 150 \text{ keV}$, $E_{\text{max}} = 1.8 \text{ MeV}$, $\delta_{r,1} = 2.5$, $\delta_{r,2} = 3.5$. Полное количество ускоренных электронов $N_{r,\text{tot}} \sim 10^{34}$ распределено равномерно по вспышечной петле и изотропно по питч-углам. Плотность тепловых электронов при варьировании от 10^{10} до $5 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ не

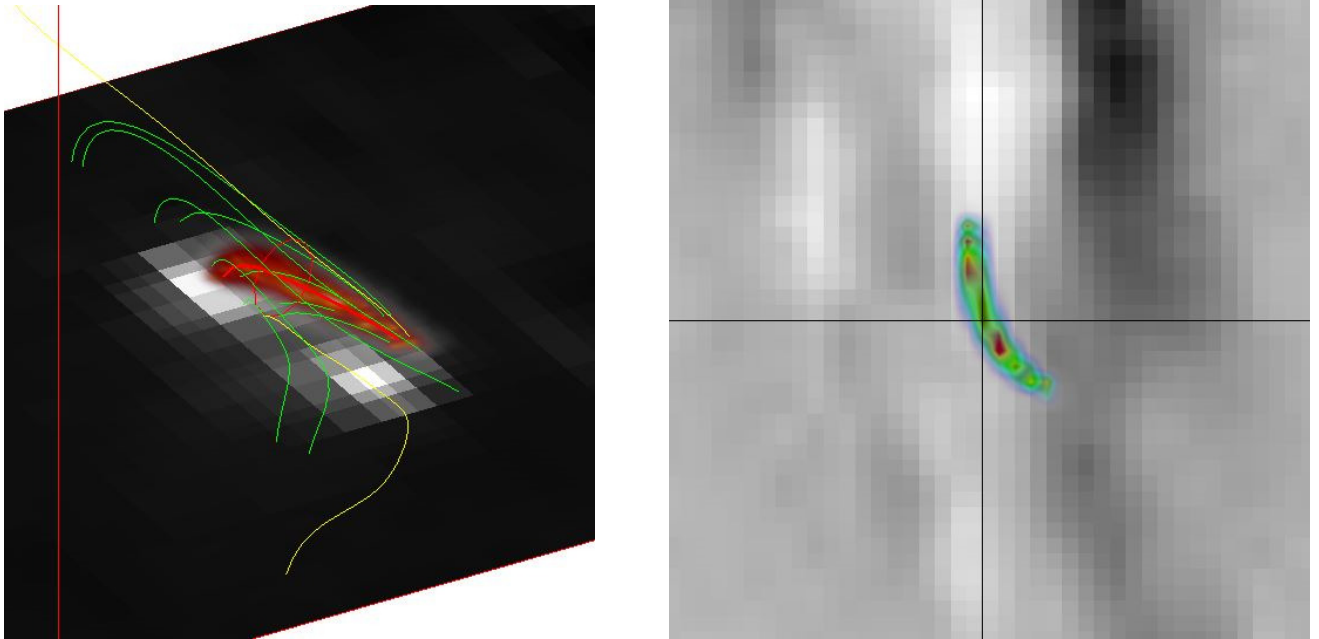


Рисунок 4.7: Малая петля, соединяющая два источника на 195 \AA построенная на основании экстраполяции LFFF с $\alpha \approx -1.75 \times 10^{-9} \text{ см}^{-1}$. Слева: перспективный вид, наложенный на разностное фоновое изображение в ультрафиолете, магнитная структура, визуализируемая несколькими замкнутыми (зелеными) и открытыми (желтыми) линиями поля, центральная линия поля магнитной трубки (красная) и распределение тепловых электронов (диффузный темно-красный). Справа: распределение плотности быстрых электронов (диффузный зеленый) на верхней части магнитограммы MDI вдоль луча зрения (вид сверху).

влияет на модельный спектр микроволнового излучения. Знак поляризации совпадает между модельным и наблюдаемым излучением для левой круговой поляризации, но степень поляризации модельного излучения намного выше, чем у наблюдаемого. Известно, что степень поляризации уменьшается либо в случае сложной структуры магнитного поля у источника, либо при пучковой анизотропии ускоренных электронов [133]. Мы исследовали возможное влияние пучковой анизотропии в нашем случае и обнаружили, что она дает гораздо лучшее соответствие (сплошные кривые на Рис. 4.8) измеренной степени поляризации вблизи импульсного пика, чем изотропное распределение (пунктирные кривые на Рис. 4.8).

Сравнение величины $N_{r,tot} \sim 10^{34}$ ускоренных электронов, дающей наилучшее соответствие между модельным и наблюдаемым микроволновыми спектрами, и значения потока ускоренных электронов, 1.2×10^{35} эл./с, полученного из фитирования жёсткого рентгеновского спектра, показывает, что время ухода электронов из петли $\tau_{esc} \sim 0.1$ с. Это значение примерно в 3 раза больше, чем оцененное время пролёта малой петли ($L_{small}/c \approx 30$ мс). Но с учётом высокой направленности пучка, низкого пробочного отношения и отсутствия наблюдаемых задержек между микроволновым и жёстким рентгеновским излучением, время выхода из петли τ_{esc} должно быть ближе к величине 30 мс. Разрешение этого несоответствия может заключаться в следующем. Фактический поток ускоренных электронов был примерно в два раза выше полученного из жёстких рентгеновских данных, но примерно половина электронов попала в большую петлю, и поэтому не дала вклада в жёсткое рентгеновское излучение.

Время спада кривой блеска на 17 и 35 ГГц $\tau \sim 1$ с и, предположительно, определяется небольшой долей ускоренных электронов, захваченных в ловушку в малой петле. Эти электроны в результате нахождения в ловушке приобрели более изотропное распределение по направлениям, чем первоначальный поток ускоренных электронов. Этим объясняется тот факт, что степень поляризации, оцененная в предположении изотропного распределения (см. Рис. 4.8, справа), намного лучше описывает наблюдения в течение ранней фазы спада. Увеличение степени поляризации на ранней фазе спада на частотах 17 и 34 ГГц наблюдается и на Рис. 4.2(f).

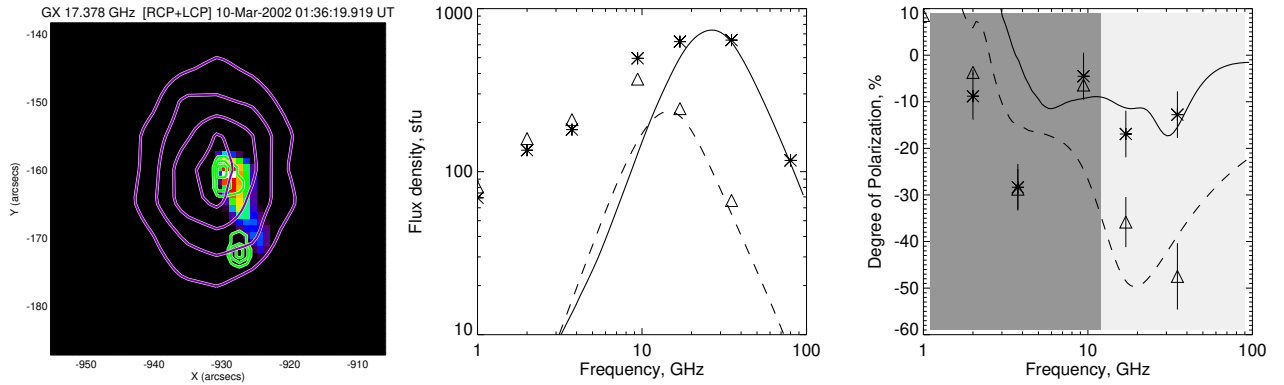


Рисунок 4.8: Основные результаты моделирования высокочастотного излучения (выше 10 ГГц) малой петли. Слева: синтетическое микроволновое изображение на частоте 17 ГГц, вычисленное на основании модели вместе с разностным изображением в ультрафиолете на длине волны 195 \AA (зеленые контуры) и изображения NoRH на 17 ГГц Южного источника (фиолетовые контуры). Середина: наблюдаемый полный спектр мощности в момент микроволнового пика (01:35:03.600 UT, звездочки) и в фазе раннего затухания (01:35:080 UT, треугольники), а также соответствующие модельные спектры из пучковых (сплошная линия) и изотропных (пунктирная линия) угловых распределений. Справа: наблюдаемая степень поляризации в те же моменты времени и соответствующие поляризационные спектры, полученные в результате моделирования, для пучковых (сплошная линия) и изотропных (пунктирная линия) угловых распределений. Только область поверх светло-серого фона использовалась для сравнения модели с данными.

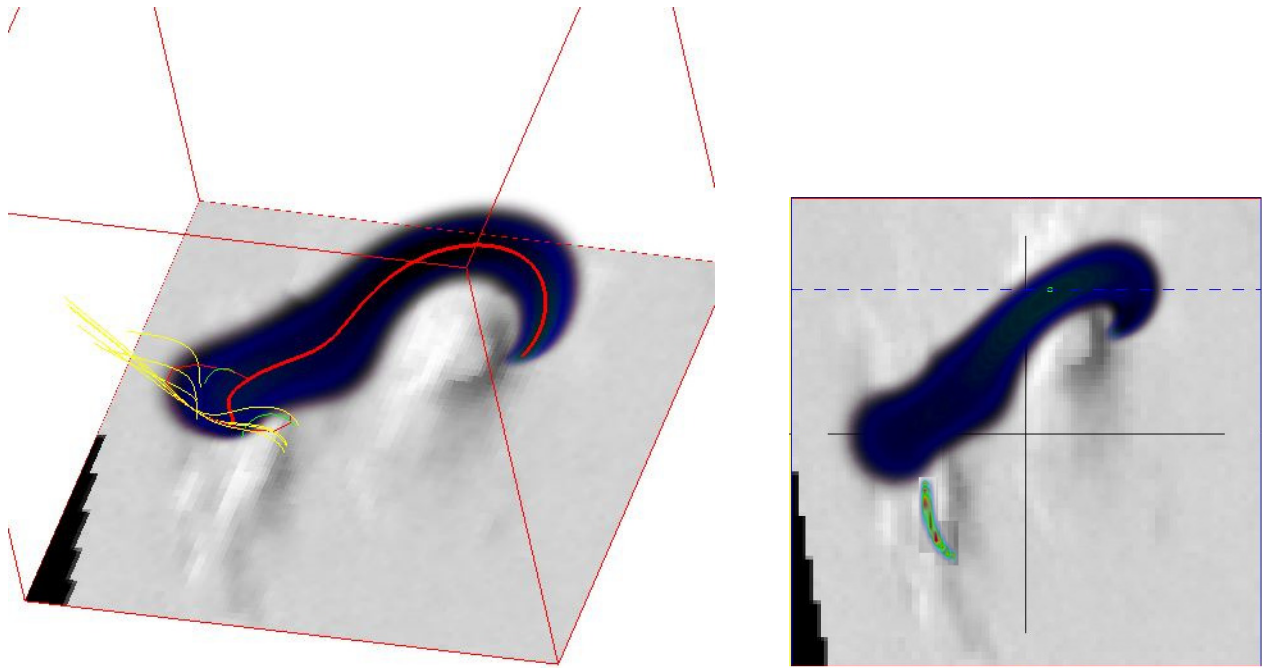


Рисунок 4.9: Большая петля, соединяющая два источника NoRH на 17 ГГц (Северный и Южный), построенная из экстраполяции LFFF с $\alpha \approx 1.16 \times 10^{-9} \text{ см}^{-1}$. Слева: перспективный вид, наложенный на фоновое изображение магнитограммы MDI вдоль луча зрения, центральная линия поля магнитной трубки показана красным цветом, а распределение плотности нетепловых электронов показано в диффузном темном цвете. Справа: вид сверху с малой петлей (зеленый объем), добавленной в масштабе.

Согласовать модель с наблюдениями для большой петли удалось при положительном параметре скрученности $\alpha \approx 1.16 \times 10^{-9} \text{ см}^{-1}$. Длина средней линии при этом $L_{\text{big}} \approx 8.2 \times 10^9 \text{ см}$, магнитное поле в вершине петли $B_{\text{big,lt}} \approx 30 \text{ Гс}$, а пробочное отношение – около 4 (см. Рис. 4.9). Характеристики ускоренных электронов для этой петли определены намного хуже, чем для малой, поскольку при распространении в магнитных петлях спектр электронов изменяется по сравнению с начальным. Также для большой петли плохо определён наклон гиротронного спектра в области больших частот, т.к. в этой области доминирует излучение от малой петли. Таким образом, для большой петли был использован одностепенный спектр электронов со спектральным индексом $\delta_r = 3.5$.

Для моделирования микроволнового спектра большой петли было выбрано время 01:35:24.5 UT – на фазе спада вскоре после окончания существенной

спектральной эволюции. Хорошее согласие модели с наблюдениями было достигнуто при $E_{\min} = 10$ кэВ и $E_{\max} = 5$ МэВ, плотностью $n_r = 1.6 \times 10^7$ см⁻³, дававшей в результате $N_{r,\text{tot}} \approx 5.7 \times 10^{34}$ электронов с концентрацией, увеличивающейся к вершине петли, как ожидается при захвате в ловушки [134]. Пробоное соотношение, равное четырём, предполагает угловое распределение в виде конуса потерь с углом конуса потерь $\theta_{\text{lt}} = 30^\circ$ в верхней части петли. На самом деле было обнаружено, что изотропное распределение дает те же результаты, и поэтому здесь мы приводим числа, соответствующие изотропной модели, которая вычислительно быстрее, чем анизотропная. Соответствие между моделированием и наблюдениями достигнуто при плотности тепловой плазмы на центральной линии поля Большой петли равной $n_0 = 5 \times 10^9$ см⁻³. Сочетание постоянства пиковой частоты $f_{\text{peak}} \approx 1.5$ ГГц в течение поздней фазы спада с достаточно большим значением $\alpha_{\text{lf}} \approx 3$ (см. Раздел 4.2.2) свидетельствует о том, что пик в микроволновом спектре сформирован эффектом Ризина, а не гиротронным самопоглощением, что позволяет оценить плотность тепловой плазмы в большой петле $f_{\text{peak}} \approx f_R \approx 20n_0/B$, где $B \approx 30$ Гс. Таким образом, из микроволновых спектров получаем $n_0 \sim (2-3) \times 10^9$ см⁻³, что находится в хорошем согласии с величиной, использованной при моделировании.

Модель для большой петли обеспечивает очень хорошее соответствие для низкочастотной части полного микроволнового спектра, а также воспроизводит правильный уровень пространственно разрешенных данных от Северного источника NoRH на частотах 17 и 34 ГГц, хотя плотность потока Северного источника на частоте 17 ГГц несколько занижена (см. Рис. 4.10, средняя панель). Аналогично, модель несколько занижает плотность потока на частоте 1 ГГц, что указывает на то, что реальный источник имеет несколько более сильную неоднородность, чем модельный [132].

Эта модель также достаточно хорошо воспроизводит степень поляризации (см. Рис. 4.10, левая и правая панели), хотя степени поляризации на частотах 1 и 3.7 ГГц отклоняются от наблюдений в два раза. Видимо, расхождение связано с незначительными отклонениями геометрии реального источника от модели.

Сравнение микроволнового спектра от обеих петель, большой и малой, с моделью представлено на Рис. 4.10, средняя панель, толстая сплошная линия. Сравнение проводилось для времени 01:35:24.500 UT и, как видно из рисунка, показало хорошее согласие между моделированием и наблюдениями.

Если вернуться к вопросам, заданным в начале этого раздела, то положительный ответ получен на первые 6 вопросов. Что касается седьмого вопроса о поляризации, при помощи моделирования удалось получить согласующиеся оценки для знака поляризации, хотя для величины поляризации между моделированием и наблюдениями есть расхождения до двух раз. Таким образом, предложенная двухпетельная модель находится в согласии с наблюдениями.

4.4 Обсуждение результатов

Была создана физическая модель, которая позволила объяснить особенности вспышки – аномально низкий и задержанный во времени тепловой отклик, задержку микроволновых временных профилей на низких частотах относительно временных профилей на высоких частотах, переменную поляризацию микроволнового излучения, степень которой меняется от низкой на частотах 1-2 ГГц, к высокой на 4-6 ГГц, затем опять к низкой на 9.4 ГГц, и снова возрастает на высоких частотах 17-35 ГГц. Эта модель подразумевает магнитное пересоединение, произошедшее при взаимодействии двух петель – малой и большой, причём ускоренные электроны разделились примерно поровну между этими петлями. Электроны в малой петле ответственны за импульсное излучение вспышки в жёстком рентгеновском и микроволновом диапазонах на высоких частотах, а плавное микроволновое излучение на более низких частотах порождено электронами, захваченными в ловушку в большой петле.

Данные поляризации в микроволновой области указывают на то, что ускоренные электроны в малой петле направлены вдоль вектора магнитного поля, от Северного источника, имеющего положительную, северную, магнитную полярность, к Южному источнику, имеющему отрицательную, южную, магнитную полярность. Малая петля имеет отрицательное значение α , так что вектор электрического поля направлен противоположно вектору магнит-

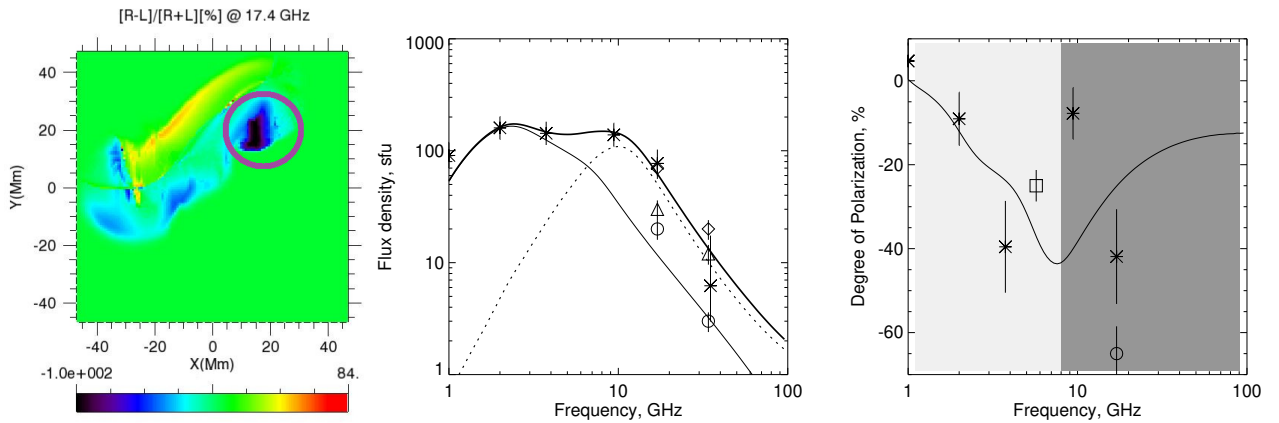


Рисунок 4.10: Основные результаты моделирования большой петли. Слева: синтетическое микроволновое изображение поляризации на 17 ГГц, рассчитанное исходя из принятой модели, вместе с Северным сильно поляризованным источником на 17 ГГц (фиолетовый контур). Середина: наблюдаемый полный спектр мощности в фазе затухания (01:35:24.500 UT; звездочки) и пространственно разрешенные данные NoRH на частотах 17 и 34 ГГц от Северного источника (открытые круги), Южного источника (треугольники) и общего (ромбы) вместе с соответствующими модельными спектрами от Большой петли (тонкая сплошная линия), малой петли (пунктирная линия) и их суммы (толстая сплошная линия). Справа: наблюдаемая степень поляризации в фазе спада (01:35:24.500 UT) от NoRP (звездочки), SSRT на 5.7 ГГц (квадрат), и северный источник на 17 ГГц по данным NoRH (открытый круг) и соответствующий синтетический спектр поляризации, от Большой петли (сплошная линия). Только область поверх светло-серого фона использовалась для сравнения модели с данными.

ного поля; таким образом, быстрые электроны излучают в направлении, в котором они движутся электрическим полем, и электрическое поле является вероятной причиной направленности электронов в сторону южного основания петли.

Время энергетических потерь за счёт столкновений в разреженной плазме большой петли (плотность $n_0 = 5 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$, см. Раздел 4.3.1) больше одной минуты для всех электронов с энергиями выше 100 кэВ, ответственных за микроволновое излучение, в то время как наблюдаемое время затухания кривой блеска на частоте 3.75 ГГц составляет около $\tau \approx 30 \text{ с}$. Это означает, что потери высокоэнергичных электронов из Большой петли обусловлены рассеянием электронов на турбулентности в конус потерь и высыпанием из петли. Это независимо подтверждается отсутствием уплощения спектра электронов, которое должно было бы присутствовать в случае столкновительных потерь.

Напротив, низкоэнергетические электроны сильно подвержены влиянию кулоновских потерь – время потерь для электронов 10 кэВ в плазме с плотностью около $2 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$ составляет около 3 с. Соответствующая энергия, поглощённая в плазме, равна $\dot{E} = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} n_r(E) E / t_E dE \approx 0.2 \text{ эрг см}^{-3} \text{ с}^{-1}$, где $n_r(E)$ – распределение ускоренных электронов по энергии, а t_E – время столкновительных потерь [113]. Соответственно, увеличение температуры в интервале τ : $\Delta T \sim \frac{\tau \dot{E}}{3n_0 k_B}$, где k_B – постоянная Больцмана. Принимая наблюдаемую длительность основной фазы нагрева $\tau = 30 \text{ с}$, получаем $\Delta T \sim 7 \text{ МК}$, что находится в полном согласии с данными *GOES*. Таким образом, низкоэнергетичные электроны, которые обычно вносят основной вклад в нагрев, теряют свою энергию непосредственно в корональной плазме, в то время как менее многочисленные высокоэнергичные электроны не теряют достаточно энергии у оснований петли для эффективного испарения хромосферы. Этим объясняется сильный микроволновый всплеск (статистически соответствующий вспышке класса М4), сопровождающийся лишь слабой вспышкой мягкого рентгеновского класса С5.1.

Вспышка *GOES* была существенно задержана относительно импульсного пика, что противоречит формальному эффекту Ньюперта. Отклонения от эффекта Ньюперта широко обсуждаются [15, 135, 111, 109] и часто интер-

претируется как свидетельство в пользу дополнительного источника нагрева плазмы. Однако никакого дополнительного нагрева не требуется, чтобы понять задержку нагрева в данном случае: принимая во внимание корональные потери ускоренных электронов, захваченных в Большой петле, мы получили сценарий, полностью согласующийся с нагревом плазмы только ускоренными электронами, что согласуется с сутью эффекта Ньюперта – нагревом плазмы за счёт потерь энергии ускоренных частиц.

4.5 Заключение

В данной Главе рассмотрена вспышка с аномально низким тепловым откликом, «холодная» вспышка с задержкой нагрева.

По результатам Главы 4 на защиту выносятся следующие положения.

- Для холодной вспышки 2002-03-10, показано, что, несмотря на значительную задержку теплового излучения относительно нетеплового, которая достигает нескольких минут, весь наблюдаемый нагрев плазмы обеспечен исключительно энергией, запасённой в ускоренных электронах, без привлечения других механизмов нагрева.

Результаты отображены в публикации

G. D. Fleishman, . . . , A. L. Lysenko et al., A Cold Flare with Delayed Heating
// *Astrophys. J.* 2016, Vol. 822, Issue 2, article id. 71.

Глава 5

Солнечные вспышки с гамма-излучением и ускорение ионов

5.1 Введение

В отличие от жёсткого рентгеновского излучения солнечных вспышек, за которое отвечает один тормозной механизм излучения, в область гамма-излучения вносят свой вклад множество различных процессов. Тормозное излучение релятивистских электронов и позитронов порождает гамма-континуум, в то время как ускоренные ионы дают несколько спектральных компонентов, связанных с многочисленными ядерными реакциями. Эти ядерные реакции приводят к гамма-излучению в линиях снятия возбуждения ядер, в линиях аннигиляции электронов и позитронов на энергии 511 кэВ, в комплексе линий от реакций слияния между α -частицами, линии от захвата нейтрона протоном на энергии 2.223 МэВ и континууме от распада пионов (см., например, [27, 28, 136], и ссылки там). Модельный спектр гамма-излучения солнечной вспышки представлен на Рис. 5.1.

Ускоренные ионы взаимодействуют с окружающей плазмой через неупругие реакции рассеяния, расщепления или слияния. Образующиеся ядра находятся в возбужденных состояниях и их переход в основное состояние сопровождается испусканием характеристических гамма-квантов [27, 137, 138]. Когда ускоренные протоны или α -частицы взаимодействуют с более тяжелыми ионами окружающей плазмы, испускаются узкие ядерные гамма-линии (ширина на полувысоте, $\text{FWHM} \sim 2\%$) из-за относительно низкой тепловой скорости движения ионов плазмы. Взаимодействие более тяжелых ускоренных ионов с окружающими протонами и α -частицами приводит к испусканию широких ($\text{FWHM} \sim 20\%$) ядерных гамма-линий. Таким образом, соотношение

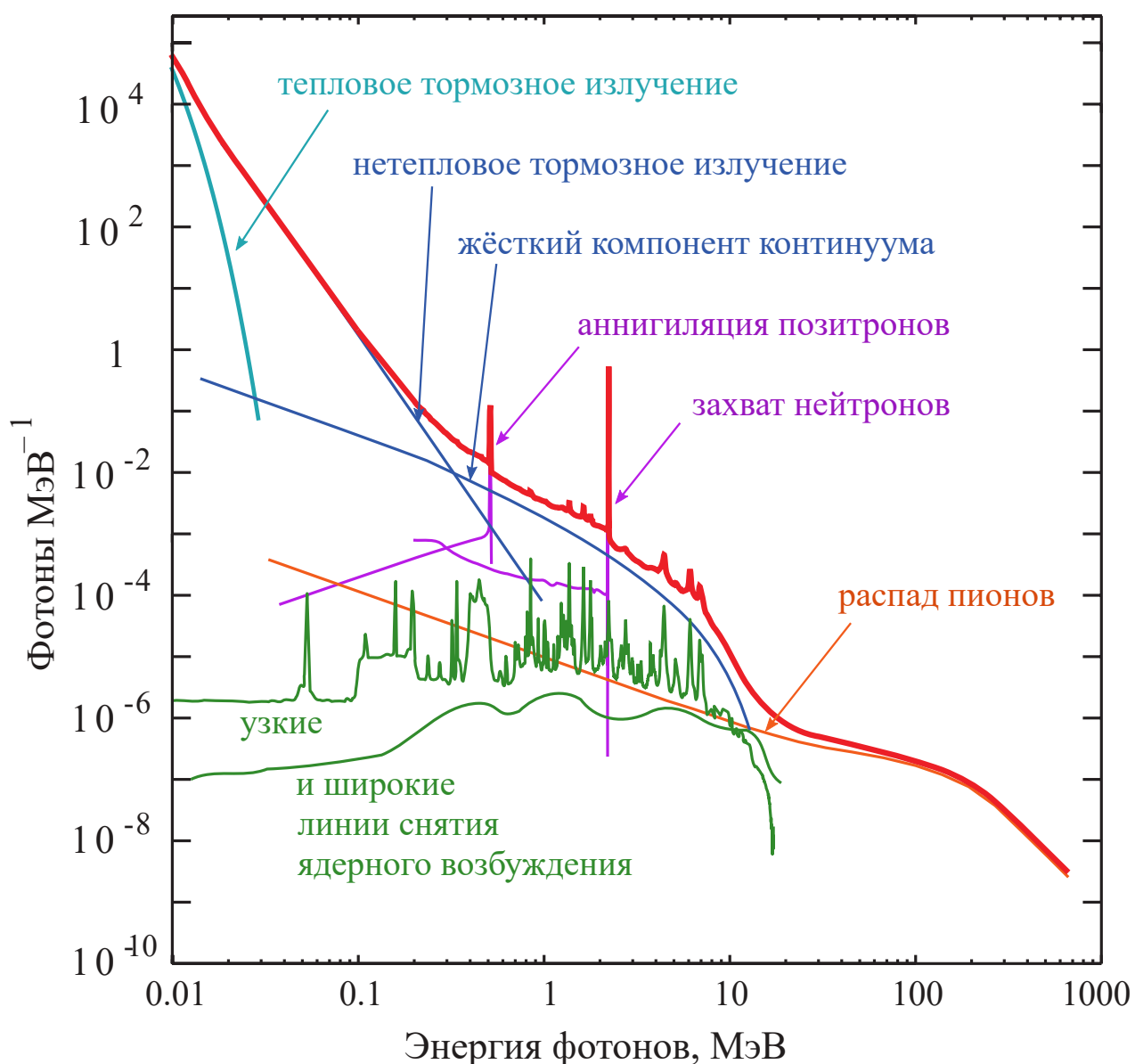


Рисунок 5.1: Пример спектра рентгеновского и гамма-излучения солнечной вспышки: тормозное излучение тепловых электронов (голубая кривая), континуум – тормозное излучение нетепловых электронов и жёсткий компонент континуума (синие кривые), узкие и широкие линии снятия возбуждения ядер (зелёные кривые), излучение от аннигиляции электронов и позитронов (лиловая кривая), линия захвата нейтрона протоном на энергии 2.223 МэВ (лиловая кривая), излучение от распада пионов (оранжевая кривая), суммарный спектр (красная кривая).

между потоками в узких и широких линиях позволяет оценить состав ускоренных ионов и ионов окружающей плазмы [137].

В результате ядерных реакций рождаются свободные нейтроны. Часть этих нейтронов покидает Солнце, в то время как другие достигают фотосферы, где они могут быть захвачены протонами с образованием дейтерия $p+n=^2\text{H}+\gamma$. Эта реакция сопровождается очень узкой ($\text{FWHM}<0.1$ кэВ) линией на энергии 2.223 МэВ [139].

Излучение от распада пионов в спектре вспышки свидетельствует об ускорении протонов до энергий ~ 300 МэВ, которая является порогом для реакций образования пионов [140]. Распад нейтральных π^0 дает два γ -кванта с энергиями 67.6 МэВ в системе покоя пиона, таким образом, наблюдаемое излучение от распада нейтрального пиона подвержено сильному Доплеровскому уширению и представляет собой пик на энергии ~ 70 МэВ с шириной на полувысоте около 50 МэВ [141]. Заряженные пионы π^+ и π^- распадаются на ультррелятивистские позитроны и электроны. Некоторые позитроны взаимодействуют с плотной плазмой оснований вспышечной петли и вносят вклад в гамма-континуум посредством тормозного излучения и в конечном итоге аннигилируют с электронами, порождая аннигиляционное излучение [141, 140]. В результате аннигиляции позитронов может родиться два фотона с энергиями 511 кэВ при аннигиляции из синглетного состояния или же три фотона с меньшими энергиями при аннигиляции из триплетного состояния [142]. Кроме того, позитроны могут появляться в результате β^+ -распада ядер, что также вносит вклад в гамма-континуум и задержанную аннигиляционную линию [143].

Поскольку за генерацию различных компонентов гамма-излучения отвечают ионы различных энергий, то по соотношению потоков в этих компонентах можно оценить спектральный индекс ускоренных ионов [144, 137] в диапазоне от нескольких до нескольких сотен МэВ. В высокоэнергетической области >300 МэВ спектральный индекс можно оценить по форме спектра от распада пионов [140].

В работе [145] восстановили спектральную эволюцию степенных индексов ускоренных протонов для вспышки класса X8.2 10 сентября 2017 г. по данным *Fermi*-LAT, которая показала, что для протонов с энергиями >300 МэВ

импульсной фазы этой вспышки характерна временная эволюция спектра от жесткого к мягкому и обратно (тип эволюции «мягкий-жесткий-мягкий») с небольшим ужестчением в конце. Протоны, ускоренные во вспышке класса X10.0 29 октября 2003 по данным *RHESSI* и *CORONAS-F/SONG*, демонстрируют тип спектральной эволюции «мягкий-жесткий-ещё жестче» [146]. Эти разновидности спектральной эволюции характерны и для ускоренных электронов (см. Введение), что, возможно, свидетельствует о схожести процессов ускорения и распространения ускоренных во вспышках электронов и ионов.

При всём многообразии ядерных процессов, которые могут свидетельствовать об ускорении ионов, некоторые вспышки, обнаруженные в гамма-диапазоне, не демонстрируют превышения в гамма-линиях над континуумом. Такие вспышки называются «электронно-доминированные» [147, 148, 149]. Таким образом, спектральный состав вспышечного излучения в гамма-диапазоне может кардинально меняться от вспышки к вспышке.

Таким образом, гамма-излучение солнечных вспышек предлагает уникальный инструмент изучения ускорения и распространения ионов, который необходим для детального понимания того, как работает солнечная вспышка, учитывая, что ускоренные ионы вносят значительный вклад в общую энергетику вспышки [47].

В Разделах 5.2 и 5.3 мы сосредоточимся на спектральном анализе импульсной фазы вспышек 6 сентября 2017 года класса X9.3 (2017-09-06) и 9 июля 1996 г. класса X2.6 (1996-07-09) по данным инструмента *Konus-Wind*, определим наличие тех или иных спектральных компонентов, оценим их спектральную эволюцию и энергетику ускоренных ионов, сравним спектральную эволюцию ускоренных протонов и электронов. В Разделе 5.4 исследуем вспышку 6 июля 2012 г. класса X1.1 (2012-07-06), для которой, помимо гамма-линий, были зарегистрированы СКЛ и нейтроны в межпланетном пространстве инструментом *PAMELA* [150].

5.2 Солнечная вспышка 6 сентября 2017 г. класса X9.3

Вспышка класса X9.3 произошла 6 сентября 2017 г. около 11:50 UT и стала самой мощной в 24 цикле солнечной активности. Активная область, породившая вспышку, характеризовалась одним из самых сильных когда-либо зарегистрированных магнитных полей на уровне фотосферы величиной ~ 5500 Гс [151], рекордным значением коронального магнитного поля ~ 4000 Гс [152], и вызвала фотосферные возмущения – солнетрясения [153]. Однако, наблюдения этого уникального события достаточно скудны – импульсная фаза вспышки пришлась на время, когда *RHESSI* и *Fermi-GBM* находились в тени Земли, так что единственные доступные данные в высокоэнергетичной области получены инструментом *Konus-Wind*, который наблюдал большую часть жёсткого рентгеновского и гамма-излучения вспышки.

5.2.1 Наблюдения

Временные профили *Konus-Wind* в трёх каналах G1, G2, G3 и в двух каналах *GOES* представлены на Рис. 5.2. Триггер *Konus-Wind* сработал в 11:55:29.0 UT¹, после чего до 11:59:18.7 UT продолжалась трёхканальная запись с высоким временным разрешением и до 11:57:17.1 UT накапливались многоканальные спектры в диапазоне 20 кэВ-15 МэВ. Триггерная запись содержит два наиболее сильных пика в канале G2, а многоканальные спектры доступны для основного пика жёсткого излучения, наблюдаемого в канале G3. К сожалению, после 11:59:18.7 UT все триггерные записи заканчиваются и доступна только запись в канале G2, из которой видно, что в течение этого времени произошло ещё три слабых пика. Таким образом, *Konus-Wind* наблюдал большую часть гамма-излучения от вспышки 2017-09-06, которое и является главным объектом исследования.

¹Время скорректировано на распространение от аппарата *WIND* до центра Земли, что при сравнении времени с околоземным аппаратом даёт неточность в пределах 20 мс, поэтому все времена округлены до десятой доли секунды.

Спектральный анализ проводился на 9 временных интервалах, отмеченных на Рис. 5.2 пунктирными линиями, где наблюдалось гамма-излучение на энергиях выше ~ 500 кэВ. Из-за высокой загрузки в первом энергетическом диапазоне многоканальных спектров РНА1 спектр искажается за счёт инструментальных эффектов, поэтому проводилась корректировка первого диапазона, процедура которой описана в [123]. Для всех интервалов наблюдался излом спектра около 100 кэВ с уплощением низкоэнергетической области, который не может быть объяснён инструментальными эффектами, а имеет, скорее всего, физическую природу (см. Раздел 3.4.1). Поскольку работа посвящена гамма-излучению, то энергия этого излома, 100 кэВ, была принята в качестве нижней границы фитирования, а верхней границей явилась верхняя граница диапазона *Konus-Wind* ~ 15 МэВ.

5.2.2 Спектральные компоненты

Прежде чем приступить к аппроксимации, нужно выбрать компоненты модели, которой описывается гамма-спектр.

Континуум спектра может в некоторых случаях быть описан простой степенной моделью, PL, [154, 13]. В случаях, когда наблюдается уплощение спектра в области высоких энергий (см. Раздел 5.1) континуум может согласовываться с двухстепенной моделью с изломом:

$$I(E) \propto \begin{cases} E^{-\gamma_1} & E \leq E_{\text{break}} \\ E^{-\gamma_2} & E > E_{\text{break}} \end{cases} \quad (5.1)$$

где $\gamma_2 < \gamma_1$.

В некоторых случаях, помимо уплощения, наблюдается обрыв континуума на высоких энергиях, в этом случае континуум представляют в виде суммы двух компонентов – простой степени и более пологой степени с экспоненциальным завалом, CPL [147, 155, 136]:

$$I(E) \propto E^{-\gamma} \exp\left(-\frac{E}{E_{\text{cut}}}\right) \quad (5.2)$$

В этой работе также рассматривается модель континуума, которая представляет собой двухстепенную модель с изломом и экспоненциальным зава-

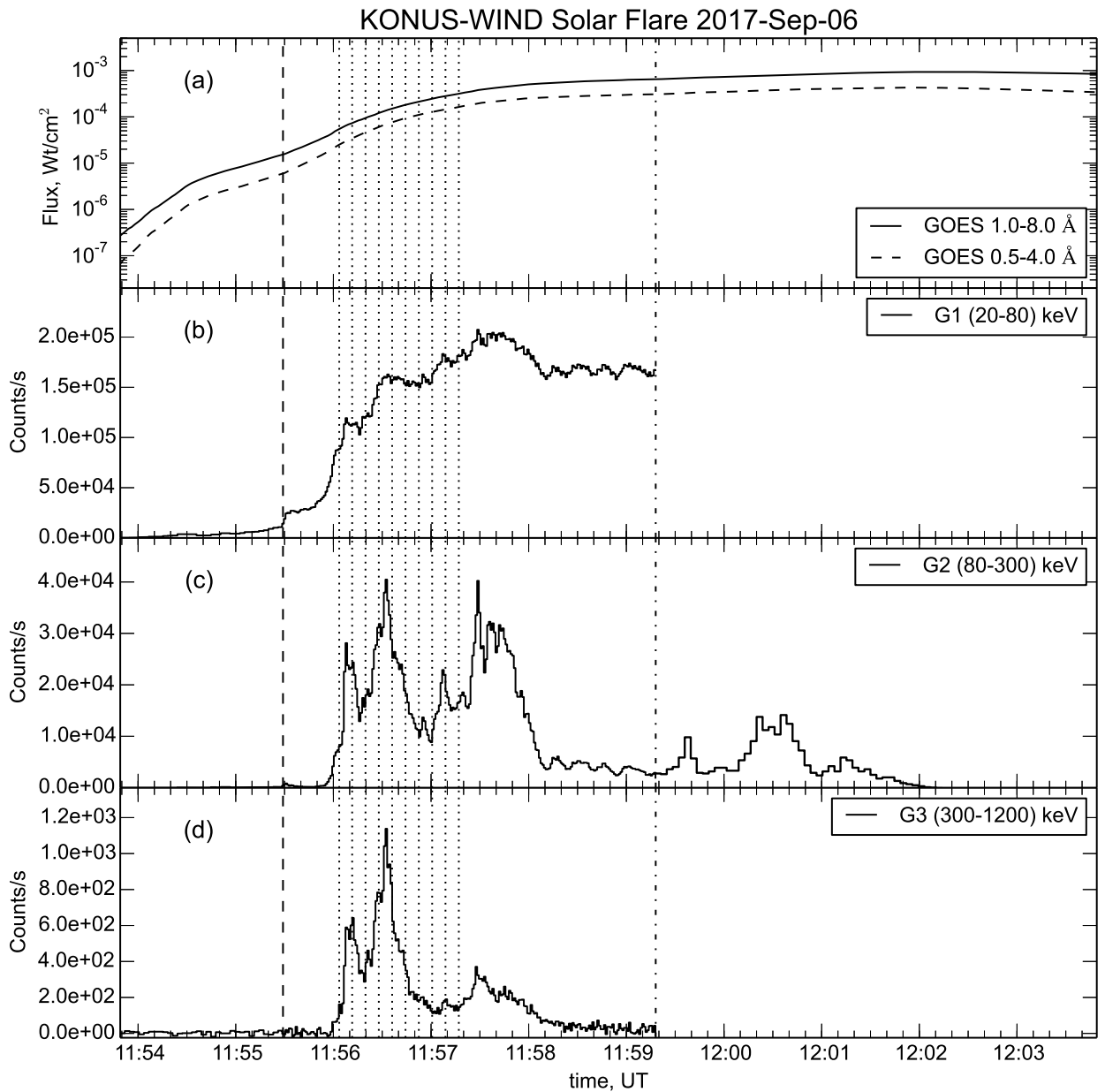


Рисунок 5.2: Временные профили вспышки 2017-09-06 класса X9.3 в рентгеновском диапазоне: (a) временные профили каналов GOES 1-8 Å и 0.5-4.0 Å (b), (c) и (d): временные профили Konus-Wind в каналах G1, G2 и G3 соответственно. Пунктирная вертикальная линия указывает время триггера Konus-Wind, пунктирные вертикальные линии обозначают времена накопления многоканальных спектров, которые использовались при фитировании, а пунктирная линия обозначает конец записи с высоким временным разрешением в каналах G1, G2 и G3.

лом, VPL_{exp} :

$$I(E) \propto \begin{cases} E^{-\gamma_1} & E \leq E_{\text{break}} \\ E^{-\gamma_2} \exp\left(-\frac{E}{E_{\text{cut}}}\right) & E > E_{\text{break}} \end{cases} \quad (5.3)$$

Некоторые линии снятия ядерного возбуждения (например, 6.129 МэВ от ^{16}O , 4.438 МэВ от ^{12}C) интенсивны и выделяются в спектре, в то время как другие слабые близкорасположенные линии сливаются. По этой причине для фитирования спектров в гамма-диапазоне используются шаблоны для узких и широких линий снятия возбуждения ядер, разработанные в [138] на основании «типичных» условий в атмосфере Солнца. Поскольку скромное спектральное разрешение *Konus-Wind* не позволило выделить вклады от узких и широких линий, использовался общий шаблон «nuclear», где узкие и широкие линии смешаны в стандартной пропорции, полученной из усреднения данных по 19 вспышкам, зарегистрированным инструментом *SMM/GRS*.

Излучение от аннигиляции позитрона и электрона фитировалось гауссовой линией с центром на энергии 511 кэВ и фиксированной шириной $\sigma=3$ кэВ [142]. Линия захвата нейтрона учитывалась как гауссиана на энергии 2.223 МэВ и фиксированной шириной 0.1 кэВ [139]. Компоненты, связанные с распадом пионов, не учитывались, т. к. они вносят существенный вклад на энергиях, превышающих десятки МэВ, что находится за пределами диапазона *Konus-Wind*.

5.2.3 Спектральный анализ

Поскольку в данной работе в первую очередь стояла задача определить наиболее вероятную модель спектра, выбрав её из комбинации нескольких компонентов, для анализа спектров применялся байесовский подход (см. Раздел 1.7.4). Мы использовали реализацию алгоритма МСМС по алгоритму Метрополиса-Хастингса и численного интегрирования для получения свидетельств². Более подробное описание кода можно найти в [156, 157].

Для выбора предпочтительной модели проводился анализ усреднённого по времени спектра с использованием байесовской статистики и сравнения байесовских факторов (см. Раздел 1.7.4) для различных комбина-

²Код и его описания доступны по ссылке <https://github.com/Sergey-Anfinogentov/SoBAT>

ций компонентов, обсуждавшихся в предыдущем разделе. К числу таких комбинаций относились, например, суперпозиции степенной модели и степени с экспоненциальным завалом (PL + CPL), двухстепенной модели и линий снятия возбуждения ядер, аннигиляции позитрона и захвата нейтрона (BPL + nuclear + 511 кэВ + 2.223 МэВ) и пр.

Анализ показал, что наиболее вероятными являются две модели – суперпозиция двухстепенной модели с изломом, линий снятия возбуждения ядер, линии захвата нейтрона (BPL + nuclear + 2.223 МэВ) и суперпозиция двухстепенной модели с изломом, линий снятия возбуждения ядер, линии аннигиляции позитрона, линии захвата нейтрона (BPL + nuclear + 511 кэВ + 2.223 МэВ). Хотя вероятность первой из перечисленных моделей, оцененная по формуле 1.11 в предположении равенства априорных вероятностей для всех моделей, выше, для фитирования использовалась вторая из моделей, BPL + nuclear + 511 кэВ + 2.223 МэВ, поскольку априорно больше вероятность наблюдать все линии, чем не наблюдать какой-либо одной. Результаты аппроксимации усреднённого по времени и отдельных спектров также были получены при помощи байесовского анализа.

Усреднённый по времени спектр *Konus-Wind* наряду с модельным спектром и отдельными компонентами представлен на Рис. 5.3. Полученные при аппроксимации параметры для усреднённого по времени спектра и 9 временных интервалов приведены в Табл. 5.1, временная эволюция спектральных параметров представлена на Рис. 5.4. Погрешности даны для доверительного интервала 90 %. На панели (b) представлено изменение показателя степени до излома γ_1 и после излома γ_2 . Для всех временных интервалов, кроме интервала №8, где излом слабо выражен, $\gamma_1 > \gamma_2$, то есть континуум на высоких энергиях становится жёстче. При этом, γ_1 демонстрирует спектральную эволюцию мягкий-жёсткий-мягкий, в то время как γ_2 становится более жёстким с течением вспышки. Энергия излома меняется в пределах 200-500 кэВ, см. панель (d). Для того, чтобы сравнить поведение потока в континууме до и после излома, приведены отдельно амплитуда на 100 кэВ и 10 МэВ (см. панель (c)). Видно, что эти амплитуды не коррелируют между собой, и амплитуда на 10 МэВ достигает максимума позже, чем амплитуда на 100 кэВ. Если излучение континуума до излома формируется торможением ускоренных нереляти-

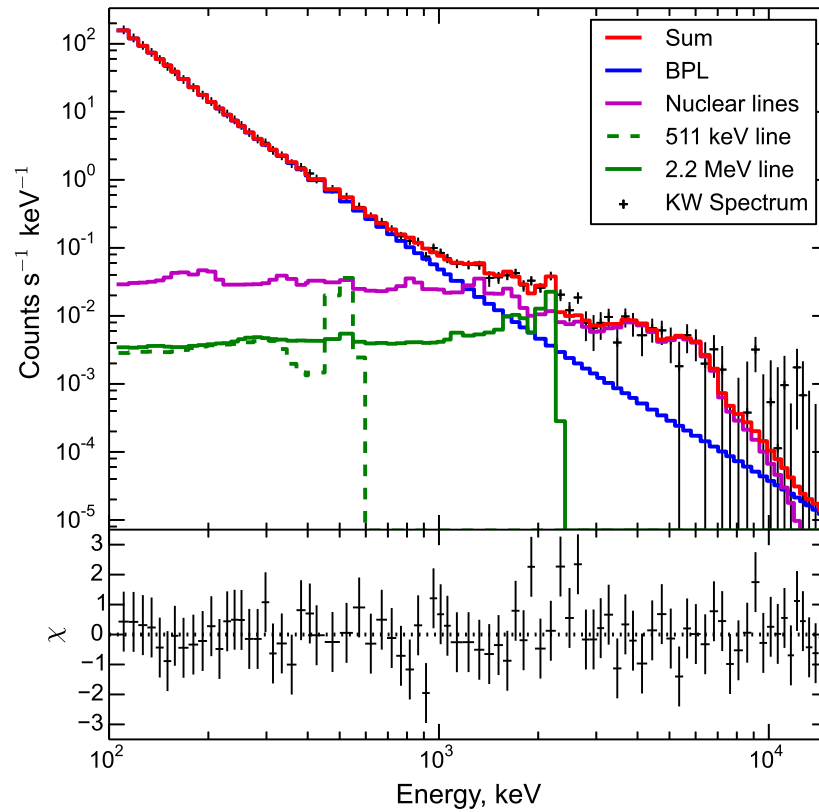


Рисунок 5.3: Усреднённого по времени спектра вспышки 2017-09-06 моделью BPL + nuclear + 511 кэВ + 2.223 МэВ. Цветовые соответствия компонентов приведены на панели. Данные *Konus-Wind* показаны с помощью символов, где горизонтальные чёрточки указывают на энергетический диапазон каждого канала, а вертикальные – на соответствующие статистические погрешности. На нижней панели отображаются невязки.

вистских электронов, то природа излучения после излома может отличаться, этот вопрос будет обсуждаться далее. Вспышка демонстрирует значительный поток в линиях снятия возбуждения ядер и линии захвата нейтронов (панели (e), (f)), но при этом слабое излучение от аннигиляции позитронов (панель (g)). Малая интенсивность в линии 511 кэВ может быть объяснена мягким спектром ускоренных ионов, поскольку за появление позитронов и, как следствие, линии аннигиляции, отвечает в основном распад положительных пионов, которые рождаются при взаимодействиях высокоэнергичных ионов.

5.2.4 Временные задержки между спектральными компонентами

Из-за недостаточного количества временных интервалов, на которых проводилось многоканальное фитирование, и их грубого временного разрешения (~ 8 с) непосредственное вычисление задержек между компонентами затруднительно. Вместо этого задержки вычислялись при помощи непрямого метода: вычислялись задержки между тем или иным компонентом и временным профилем в канале G2, который доступен на большем временном диапазоне и с высоким временным разрешением. Временные бины профиля G2 были сгруппированы так, чтобы соответствовать временам накопления многоканальных спектров, после чего вычислялись коэффициенты корреляции Пирсона между ним и спектральным компонентом с различными задержками, и бралась задержка, соответствующая максимальному значению коэффициента корреляции. Далее задержки между двумя компонентами спектра вычислялись как разница задержек между каждым компонентом и профилем в канале G2.

Таблица 5.1: Результаты спектрального фитирования данных Konus-Wind.

№	t_{start} с	t_{stop} с	BPL, γ_1	BPL, A_1^a на 100 кэВ	E_{break} кэВ	BPL, γ_2	BPL, A_2^b на 10 МэВ	F_{511}^c	F_{nuclear}^c	$F_{2,2}^c$	χ^2/dof
0	11:56:03.6	11:57:17.1	3.78 ^{+0.03} _{-0.03}	2.11 ^{+0.10} _{-0.09}	278 ⁺²⁷ ₋₂₃	3.04 ^{+0.10} _{-0.11}	8.2 ^{+0.4} _{-0.3}	0.05 ^{+0.05} _{-0.04}	1.0 ^{+0.2} _{-0.2}	0.22 ^{+0.06} _{-0.06}	56.3/78
1	11:56:03.6	11:56:11.5	3.56 ^{+0.04} _{-0.05}	2.10 ^{+0.14} _{-0.13}	449 ⁺⁴⁵ ₋₁₃₁	2.95 ^{+0.43} _{-0.27}	10.6 ^{+0.7} _{-0.6}	0.09 ^{+0.11} _{-0.08}	1.1 ^{+0.4} _{-0.4}	0.10 ^{+0.13} _{-0.09}	62.2/78
2	11:56:11.5	11:56:19.7	3.57 ^{+0.07} _{-0.08}	2.16 ^{+0.25} _{-0.20}	330 ⁺¹⁴⁸ ₋₉₂	3.07 ^{+0.25} _{-0.32}	8.7 ^{+1.0} _{-0.8}	0.08 ^{+0.13} _{-0.06}	0.8 ^{+0.4} _{-0.3}	0.22 ^{+0.13} _{-0.12}	75.9/78
3	11:56:19.7	11:56:27.9	3.55 ^{+0.07} _{-0.09}	2.58 ^{+0.31} _{-0.24}	308 ⁺¹⁰⁹ ₋₇₄	3.07 ^{+0.19} _{-0.20}	10.9 ^{+1.3} _{-1.0}	0.07 ^{+0.13} _{-0.06}	1.0 ^{+0.3} _{-0.4}	0.16 ^{+0.14} _{-0.11}	70.9/78
4	11:56:27.9	11:56:36.1	3.42 ^{+0.05} _{-0.08}	3.92 ^{+0.41} _{-0.26}	276 ⁺¹³⁶ ₋₅₁	3.18 ^{+0.10} _{-0.14}	13.3 ^{+1.4} _{-0.9}	0.13 ^{+0.16} _{-0.10}	1.4 ^{+0.4} _{-0.4}	0.25 ^{+0.12} _{-0.14}	64.0/78
5	11:56:36.1	11:56:44.3	3.84 ^{+0.08} _{-0.11}	2.63 ^{+0.44} _{-0.29}	254 ⁺⁵⁵ ₋₃₅	2.98 ^{+0.17} _{-0.19}	12.8 ^{+2.2} _{-1.4}	0.05 ^{+0.14} _{-0.04}	1.2 ^{+0.4} _{-0.3}	0.35 ^{+0.13} _{-0.14}	77.8/78
6	11:56:44.3	11:56:52.5	4.22 ^{+0.12} _{-0.13}	1.42 ^{+0.28} _{-0.22}	275 ⁺⁴³ ₋₃₁	2.50 ^{+0.31} _{-0.28}	25 ⁺⁵ ₋₄	0.12 ^d	0.4 ^{+0.4} _{-0.3}	0.38 ^{+0.12} _{-0.14}	52.2/78
7	11:56:52.5	11:57:00.7	4.57 ^{+0.16} _{-0.14}	1.06 ^{+0.25} _{-0.22}	257 ⁺³⁴ ₋₃₀	2.34 ^{+0.42} _{-0.28}	27 ⁺⁶ ₋₆	0.02 ^{+0.11} _{-0.01}	0.4 ^{+0.5} _{-0.3}	0.20 ^{+0.12} _{-0.12}	60.3/78
8	11:57:00.7	11:57:08.9	4.95 ^{+0.18} _{-0.18}	1.64 ^{+0.49} _{-0.23}	243 ⁺¹²⁶ ₋₂₆	3.32 ^{+0.43} _{-1.14}	0.88 ^{+0.26} _{-0.12}	0.07 ^{+0.10} _{-0.06}	0.7 ^{+0.3} _{-0.4}	0.20 ^{+0.11} _{-0.13}	73.7/78
9	11:57:08.9	11:57:17.1	4.66 ^{+0.12} _{-0.13}	1.65 ^{+0.36} _{-0.28}	308 ⁺⁴⁶ ₋₆₃	2.6 ^{+0.7} _{-0.5}	9.7 ^{+2.1} _{-1.6}	0.06 ^{+0.10} _{-0.05}	0.6 ^{+0.3} _{-0.4}	0.11 ^{+0.13} _{-0.08}	67.6/78

Примечания:

^a В единицах фотоны $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{кэВ}^{-1}$ на 100 кэВ.

^b В единицах 10^{-7} фотоны $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{кэВ}^{-1}$ на 10 МэВ.

^c В единицах фотоны $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$.

^d Верхние пределы.

Результаты показали, что амплитуда континуума на энергии 100 кэВ, поток в линиях снятия возбуждения ядер и поток в линии аннигиляции коррелируют с каналом G2 с нулевой задержкой, и, соответственно, не задержаны друг относительно друга. Амплитуда континуума на энергии 10 МэВ задержана относительно этих компонентов на ~ 18 с. Интересной особенностью этой вспышки является маленькая задержка линии захвата нейтронов относительно линий снятия ядерного возбуждения, которая составила всего ~ 11 с вместо более распространенных ~ 100 с [137].

5.2.5 Степенной индекс ускоренных ионов и рождение нейтронов

Поскольку реакция захвата нейтрона протоном, сопровождающаяся испусканием кванта 2.223 МэВ, происходит на тепловых нейтронах, линия 2.223 МэВ задержана, так как нейтронам требуется какое-то время, чтобы замедлиться до тепловых энергий. Временной профиль линии 2.223 МэВ в предположении слабой спектральной эволюции ускоренных протонов может быть представлен в виде [158]:

$$F_{2.2}(t) \propto \int_{-\infty}^t S(t') R(t, t') dt' \quad (5.4)$$

где $S(t')$ – временной профиль рождения нейтронов, для оценки которого может быть использован поток в линиях снятия возбуждения ядер в диапазоне 4–7 МэВ, F_{4-7} , $R(t, t')$ – функция отклика, которая даёт линию 2.223 МэВ во время t от нейтрона, рождённого во время t' . Эта функция отклика может быть аппроксимирована экспонентой $\exp(-(t - t')/\tau)$ с $\tau \sim 100$ с [137].

Как упоминалось в Разделе 5.1, за разные компоненты гамма-излучения ответственны протоны и ионы различных энергий. Так, за рождение нейтронов в основном ответственны реакции ионов с энергиями ~ 10 –300 МэВ нуклон⁻¹ [159], в то время как линии снятия возбуждения ядер являются результатом взаимодействия ионов более низких энергий ~ 1 –20 МэВ нуклон⁻¹ [160].

Поскольку линия 2.223 МэВ рождается в фотосфере и заметно поглощается в атмосфере Солнца, в работе [144] вычислены отношения наблюдаемых потоков в линии захвата нейтрона $F_{2.2}$ и линиях снятия возбуждения F_{4-7} в

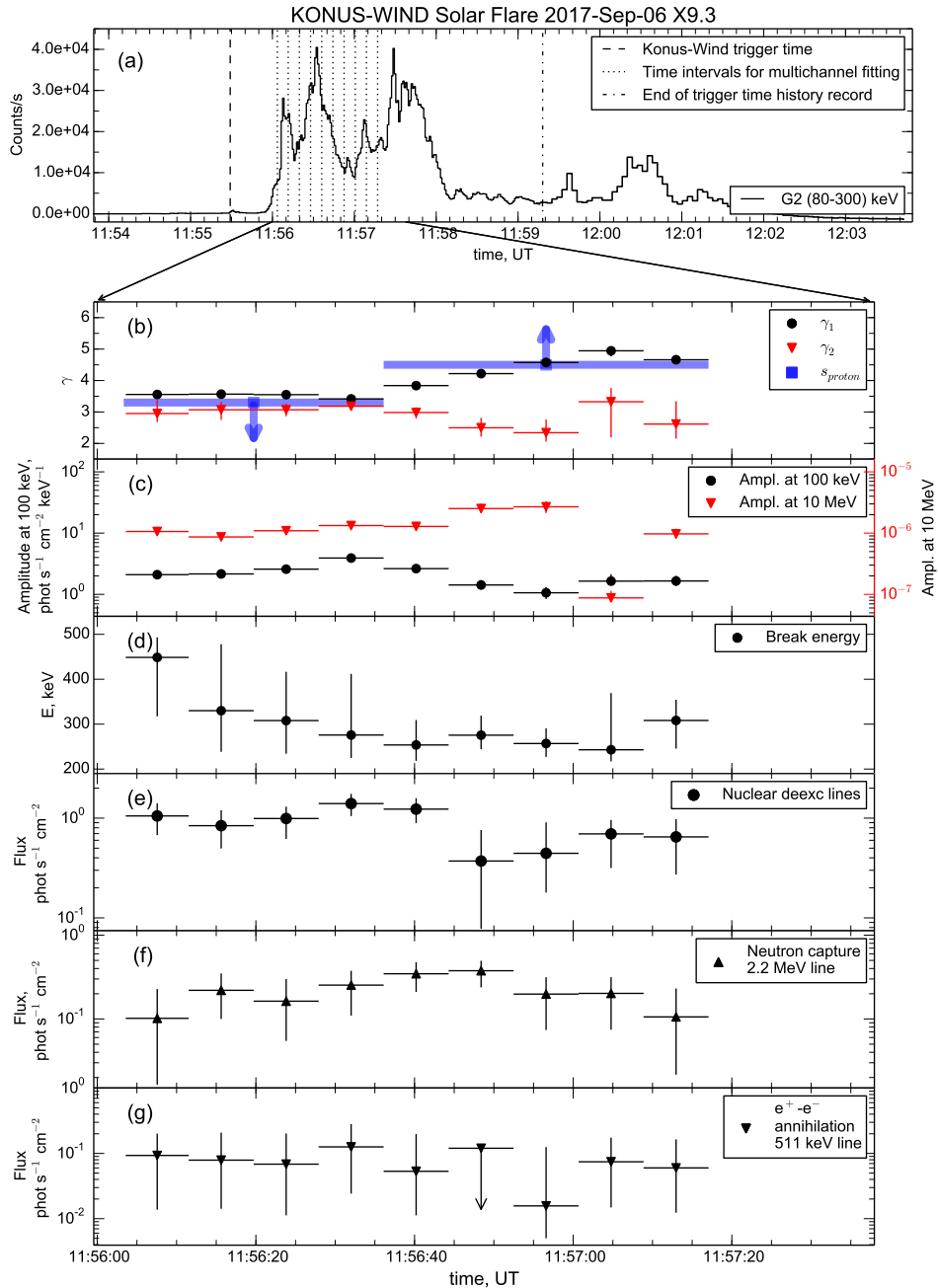


Рисунок 5.4: Спектральная эволюция вспышки 2017-09-06 класса X9.3. (а) Временной профиль в канале G2, вертикальные пунктирные линии обозначают временные интервалы, используемые для аппроксимации многоканальных спектров; (b) временная эволюция степенных индексов фотонов при низких энергиях γ_1 (черные круги) и при более высоких энергиях γ_2 (красные треугольники), а также расчетные пределы для степенного индекса протонов s (синие квадраты), см. Раздел 5.2.5; (c) амплитуды ВРЛ на 100 кэВ (черные круги) и на 10 МэВ (красные треугольники); (d) энергия излома E_{break} для ВРЛ; (e) поток в линиях снятия возбуждения ядер (шаблон nuclear); (f) поток в линии 2.223 МэВ; (g) поток в линии 511 кэВ.

зависимости от гелиоцентрического угла для различных значений степенного индекса ускоренных протонов. Используя Рис. 14 из [144], гелиоцентрический угол $\theta \sim 38^\circ$, полученный из положения вспышки на диске Солнца, и предполагая распространение ускоренных протонов вниз, степенной индекс спектра протонов был оценен как $s=4.01_{-0.19}^{+0.21}$, где погрешности вычислялись при помощи метода Монте-Карло.

Из-за задержки линии 2.223 МэВ относительно линий снятия возбуждения этот метод оценки степенного индекса протонов следует использовать только спектра на временных масштабах ≥ 100 с. В нашем распоряжении, однако, только 72 с наблюдений, но, основываясь на резком спадании потока в жёстком канале G3 после основного пика (Рис. 5.2) можно предположить, что остальное, достаточно слабое гамма-излучение не сильно бы повлияло на оценки спектрального индекса.

Для оценки ожидаемой временной эволюции потока в линии захвата нейтрона на основании эволюции потока в линиях снятия возбуждения, мы, следуя [146], заменили интеграл в Уравнении 5.4 на сумму:

$$F_{2.2}(t_i) \propto \sum_{j=0}^i F_{4-7}(t_j) \exp\left(-\frac{t_i - t_j}{\tau}\right) \Delta t_j \quad (5.5)$$

Результаты моделирования представлены на Рис. 5.5, модельный поток в линии 2.223 МэВ был нормирован так, чтобы совпадать с наблюдениями для первого временного интервала. Доверительные интервалы потока вычислены методом Монте-Карло в предположении гауссовских погрешностей потока в линиях снятия возбуждения. Как видно из Рисунка, модельный и наблюдаемый поток в линии 2.223 МэВ хорошо совпадают для первых шести временных интервалов, после чего наблюдаемый поток резко уходит вниз. Возможное объяснение – это уменьшение количества рождённых нейтронов в какой-то момент в течение вспышки.

Как сказано выше, число рождающихся нейтронов сильно зависит от наклона спектра ускоренных протонов и состава атмосферы [137]. На Рис. 5.6 изображена зависимость отношения $F_{2.2}/F_{4-7}$ от степенного индекса ускоренных протонов s для гелиоцентрического угла $\theta=40^\circ$, которая была получена аппроксимацией оцифрованных данных с Рис. 14 в [144] полиномом третьего

порядка. Поскольку поток в линии захвата нейтрона $F_{2,2}$ резко уходит вниз по мере увеличения степенного индекса, одной из возможных причин уменьшения числа нейтронов может служить то, что спектр протонов в течение вспышки становится более мягким.

Мы промоделировали профиль линии 2.223 МэВ в предположении, что число рождающихся нейтронов уменьшилось в r_n раз в один из следующих моментов t_n : конец интервала № 3, середина интервала № 4, конец интервала № 4, середина интервала № 5, конец интервала № 5. Наилучшее согласие между моделированием и данными достигалось при уменьшении числа родившихся нейтронов в конце интервала № 4, $t_n=11:56:36$, по крайней мере в $r_n=5$ раз. Соответствующая кривая показана на Рис. 5.5 синим цветом. Доверительные интервалы (голубая область на рисунке) оценивались методом Монте-Карло в предположении гауссовских погрешностей потока в линиях снятия возбуждения и равномерно распределённого t_n на интервалах №№ 4 и 5. При $r_n > 10$ временной профиль потока линии 2.223 МэВ становится нечувствительным к дальнейшему умягчению спектра протонов и приближается к своему пределу, когда после 11:56:36 рождение нейтронов прекращается (пунктирная синяя кривая на рисунке).

На основании уменьшения количества рождённых в ядерных реакциях нейтронов в $r_n=5$ раз, среднего степенного индекса ускоренных протонов $s=4$ и руководствуясь Рис. 5.6, стало возможно оценить верхний предел степенного индекса протонов до резкого укрупнения спектра и нижний предел после укрупнения спектра в 11:56:36, который оказались равны 3.3 и 4.5 соответственно. Эти пределы представлены на Рис. 5.4(b).

Альтернативное объяснение резкому уменьшению числа родившихся нейтронов может состоять в резком изменении состава ускоренных частиц. Так, если в течение вспышки соотношение числа ускоренных альфа-частиц к протонам α/p уменьшилось от 0.5 до 0.1, то число рождающихся нейтронов уменьшится в $r_n=5$ раз. Однако, такое резкое изменение состава ускоренных частиц представляется маловероятным.

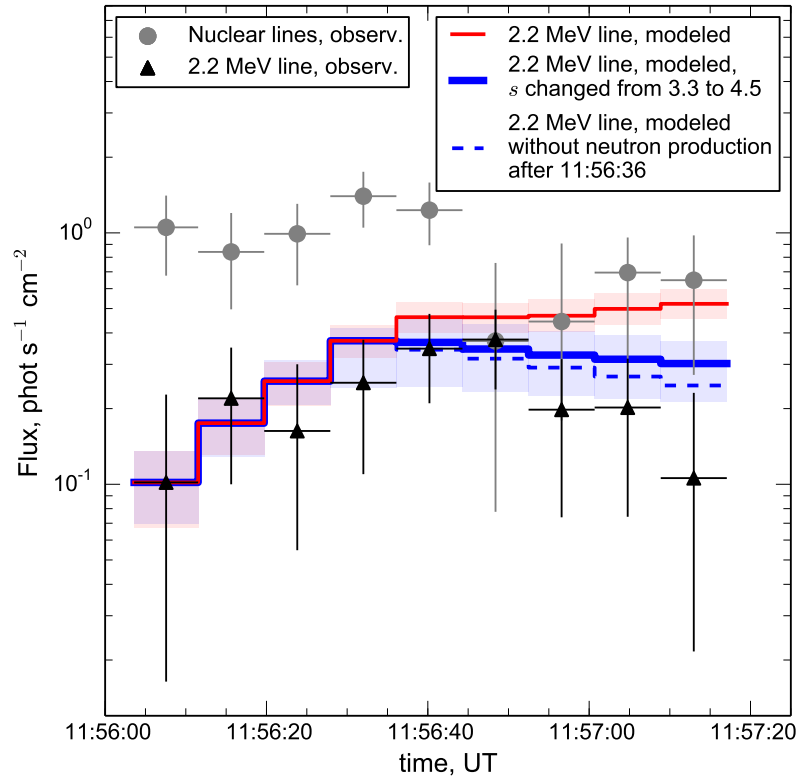


Рисунок 5.5: Наблюдаемый поток в линиях снятия возбуждения ядер (серые круги), наблюдаемый поток в линии захвата нейтронов 2.223 МэВ (черные треугольники); моделируемый поток в линии захвата нейтронов 2.223 МэВ в предположении о постоянном индексе степенном индексе ускоренных протонов (тонкая красная линия) и его доверительные интервалы (розовая область); моделируемый поток в линии захвата нейтронов 2.223 МэВ в предположении, что степенной индекс протонов увеличивается с 3.3 до 4.5 в 11:56:36 (толстая синяя линия) и его доверительные интервалы (голубая область); смоделированный поток в линии захвата нейтронов 2.223 МэВ без образования нейтронов после 11:56:36 (синяя пунктирная линия).

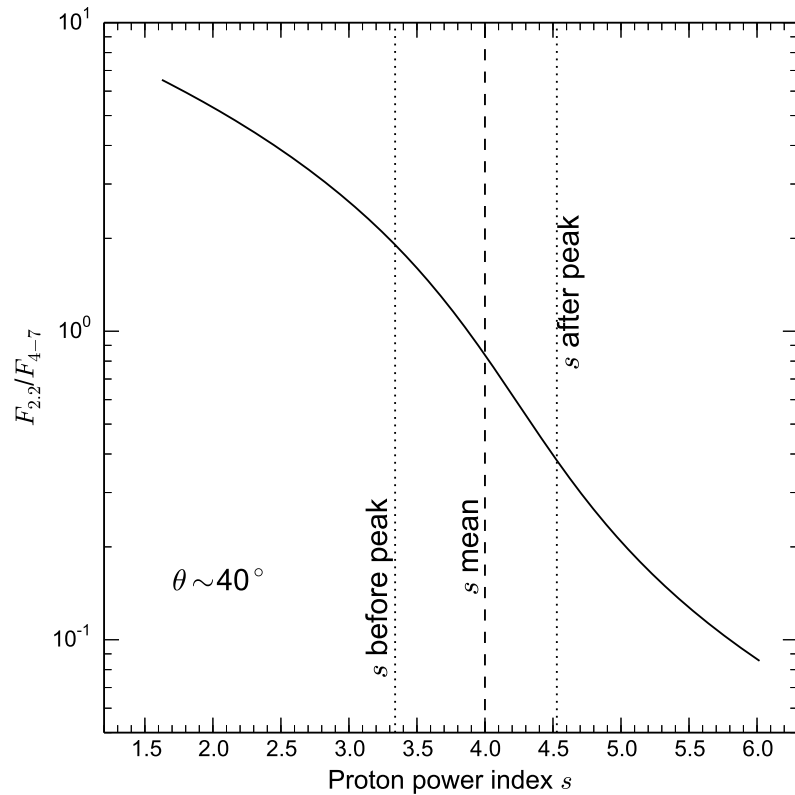


Рисунок 5.6: Зависимость между отношением $F_{2.2}/F_{4-7}$ и степенным индексом протонов s для гелиоцентрического угла $\theta \sim 40^\circ$. Пунктирная линия указывает на усредненный по вспышке степенной индекс, а пунктирные линии соответствуют верхнему пределу степенного индекса до пика и нижнему пределу после пика.

5.2.6 Энергетика ускоренных ионов

Ускоренные ионы могут составлять существенную часть полной энергетике вспышки [47]. Основываясь на описании шаблона nuclear³, поток в линиях снятия возбуждения в 1 фот. см⁻² с⁻¹ на Земле соответствует числу протонов $N_p=7.60\times 10^{29}$ протон. с⁻¹ на Солнце с энергиями $\geq E_{norm}=30$ MeV в предположении степенного индекса $s_{norm}=4$. В предположении, что ускоренные протоны характеризуются степенным спектром без изломов с обрывом в области низких энергий $E_{cut,lo}=1$ МэВ [47], оценка энергии ускоренных протонов за 72 с наблюдений *Konus-Wind* составляет $E_{prot}\sim 3.6\times 10^{30}$ эрг. Ускоренные протоны содержат только часть общей энергии ускоренных ионов. Чтобы оценить их полную энергию, надо знать элементный состав ускоренных частиц и формы их спектров. Наблюдательные данные не позволяют получить эти оценки, поскольку не удалось разрешить узкие и широкие линии снятия возбуждения ядер. Поэтому, следуя [47] и для сравнения с предыдущими результатами оценку полной энергетике ускоренных ионов примем равной троекратной энергетике ускоренных протонов и получим $E_{ion}\sim 11\times 10^{30}$ эрг.

Konus-Wind наблюдал только часть импульсной фазы вспышки, но, основываясь на временных профилях в каналах G2 и G3, можно предположить, что эти наблюдения составляют большую часть высокоэнергичной фазы, так что приведённые значения вряд ли недооценивают полную энергии более, чем в 1.5-2 раза.

5.2.7 Обсуждение результатов

Наличие в спектре вспышки линий снятия возбуждения ядер, излучения от аннигиляции позитронов и линии захвата нейтрона свидетельствует об ускорении ионов во вспышке. Соотношения между этими компонентами чувствительны к спектру ускоренных протонов и более тяжёлых ионов. Так, соотношение между потоками в линиях снятия возбуждения и линии захвата нейтрона позволило оценить степенной индекс ускоренных протонов $s\approx 4$. Маленькая задержка линии захвата нейтрона 2.223 МэВ относительно линий

³https://hesperia.gsfc.nasa.gov/ssw/packages/spex/idl/object_spex/fit_model_components.txt

снятия возбуждения (~ 11 с вместо обычных ~ 100 с) вероятнее всего связана с тем, что спектр протонов с течением вспышки становится более мягким и степенной индекс меняется от < 3.3 в течение первых 30 с наблюдений до > 4.5 в течение последующих ~ 40 с и до окончания наблюдений *Konus-Wind*.

Таким образом, спектральная эволюция ускоренных протонов схожа с эволюцией низкоэнергичной (< 300 кэВ) части континуума, которая формируется тормозным излучением ускоренных электронов, и демонстрирует умягчение спектра к концу импульсной фазы вспышки. Эта схожесть может указывать на то, что за ускорение электронов и протонов отвечает один и тот же механизм. Высокоэнергичная часть континуума жёстче по сравнению с низкоэнергичной и изменение её степенного индекса γ_2 в течение первых четырёх временных интервалов совместимо с изменением индекса низкоэнергичной части γ_1 с разницей между ними $\Delta\gamma \approx 0.5$, которую можно объяснить вкладом от электрон-электронного взаимодействия даже при отсутствии излома в спектре ускоренных электронов. После этого высокоэнергичная часть континуума становится жёстче, а низкоэнергичная – мягче. Этому явлению можно предложить несколько объяснений. Первое заключается в наличии второй фазы ускорения для части ускоренных электронов. Ещё одно возможное объяснение – это вклад от высокоэнергичных позитронов и электронов, рождённых при распаде заряженных пионов. Эта гипотеза сталкивается с двумя трудностями: во-первых, за рождение пионов отвечают высокоэнергичные ионы, а их спектр с течением вспышки становится мягче; во-вторых, она не объясняет наличие жёсткого компонента континуума во вспышках с доминированием электронов, которые, вероятно, практически не сопровождаются ускорением ионов. Третья возможность заключается в формировании высокоэнергичной части континуума другим, отличным от тормозного, механизмом. В качестве такого механизма предложено обратное комптоновское рассеяние фотонов на высокоэнергичных электронах (G. Share, private communications). В этом случае неясно, почему высокоэнергичные электроны не теряют свою энергию за счёт гиросинхротронного излучения в очень высоком (~ 4 кГс) магнитном поле.

Динамика потоков в спектральных компонентах гамма-излучения наряду с обнаруженной быстрой спектральной эволюцией ускоренных протонов

позволяет получить ограничения на такие параметры ускорения как величина ускоряющего электрического поля, время ускорения, размер области ускорения. Поскольку линия захвата нейтрона на энергии 2.223 МэВ наблюдалась на первом временном интервале (11:56:03.6–11:56:11.5, см. Табл. 5.1), то протоны должны были ускориться до характерной энергии W_n , необходимой для рождения нейтронов, за время $t_{acc} \leq 8$ с. Примем W_n равным 300 МэВ [159]. Так как до первого интервала гамма-излучение не наблюдалось, то начальной энергией протонов можно пренебречь. Исходя из II закона Ньютона, оценим нижний предел на величину ускоряющего электрического поля E : $\Delta p/t_{acc} = e\mathbf{E}$, где p – релятивистский импульс протона энергии W_n , e – его заряд. Эти оценки дают $E = \frac{mc}{t_{acc}e} \sqrt{((\frac{W_n}{m_0c^2})^2 + 2\frac{W_n}{m_0c^2})} \sim 3 \times 10^{-3}$ В/см, где m_0c^2 – масса покоя протона. В этом случае верхний предел пути, пройденный частицей при ускорении в поле E , составляет $S = W_n/eE \sim 10^{11}$ см. Спектральная эволюция ускоренных протонов на масштабе времени ~ 30 с свидетельствует об изменении условий ускорения. Характерное время изменения условий ускорения $\tau \sim 30$ с. Оценим размер области ускорения как $L = \tau v_A$, где v_A – альвеновская скорость в корональной плазме, которую примем равной $v_A \sim 10^8$ см/с [161], тогда размер области ускорения составит $L \sim 3 \times 10^9$ см, что сравнимо с размерами вспышечной петли (см. Введение).

5.3 Солнечная вспышка 9 июля 1996 г. класса X2.6

Солнечная вспышка 9 июля 1996 г. произошла на спаде солнечного цикла № 22. Эта вспышка интересна в первую очередь тем, что от неё впервые были зарегистрированы фотосферные возмущения, так называемые солнцетрясения [162]. Однако, на тот момент не были доступны данные по жёсткому рентгеновскому и гамма-излучению вспышки, необходимые для оценки характеристик ускоренных электронов и ионов, вызвавших солнцетрясение. В данной работе она рассматривается как ещё одна короткая вспышка, наблюдавшаяся в гамма-диапазоне и сопровождавшаяся ускорением ионов, для сравнения результатов с полученными для вспышки 2017-09-06.

5.3.1 Наблюдения

Konus-Wind наблюдал эту вспышку в триггерном режиме, начиная с 09:09:06 UT⁴ в энергетическом диапазоне 13 кэВ–10 МэВ. Временные профили в каналах G1, G2, G3 и в каналах 1–8 Å и 0.5–4.0 Å инструмента *GOES* представлены на Рис. 5.7. Так же, как и для вспышки 2017-09-06, здесь рассматривается гамма-излучение, которое наблюдалось с 09:09:33 UT и до конца накопления многоканальных спектров в 09:10:45 UT. Как видно из временных профилей в каналах G1, G2, G3, многоканальные спектры доступны для практически всего времени излучения вспышки на энергиях выше ~50 кэВ.

5.3.2 Спектральный анализ

Спектральная аппроксимация вспышки 1996-07-09 проводилась с использованием байесовского анализа по аналогии со вспышкой 2017-09-06 (см. Раздел 5.2.3), когда предпочтительная модель выбирается на основании соотношения байесовских факторов для усреднённого по времени спектра, а параметры модели и их доверительные интервалы для интегрального спектра и для каждого временного интервала определяются из распределений, полученных методом MCMC.

Анализ проводился в энергетическом диапазоне 100 кэВ–10 МэВ. Наиболее вероятной оказалась комбинация компонентов PL + nuclear + 511 кэВ + 2.223 МэВ, то есть ужесточения спектра континуума на высоких энергиях не наблюдалось. Усреднённый по времени спектр вспышки представлен на Рис. 5.8, результаты аппроксимации для усреднённого по времени спектра и отдельных временных интервалов приведены в Таблице 5.2, погрешности даны на уровне 90 %.

Временная эволюция параметров фитирования изображена на Рис. 5.9. Интересной особенностью данной вспышки является практически постоянное значение степенного индекса континуума, связанного с тормозным излучением ускоренных электронов, в противоположность распространённой эволюции мягкий-жесткий-мягкий. Для всех временных интервалов, кроме последнего, существенный вклад вносят линии снятия возбуждения ядер. Ли-

⁴Время скорректировано на распространение до Земли.

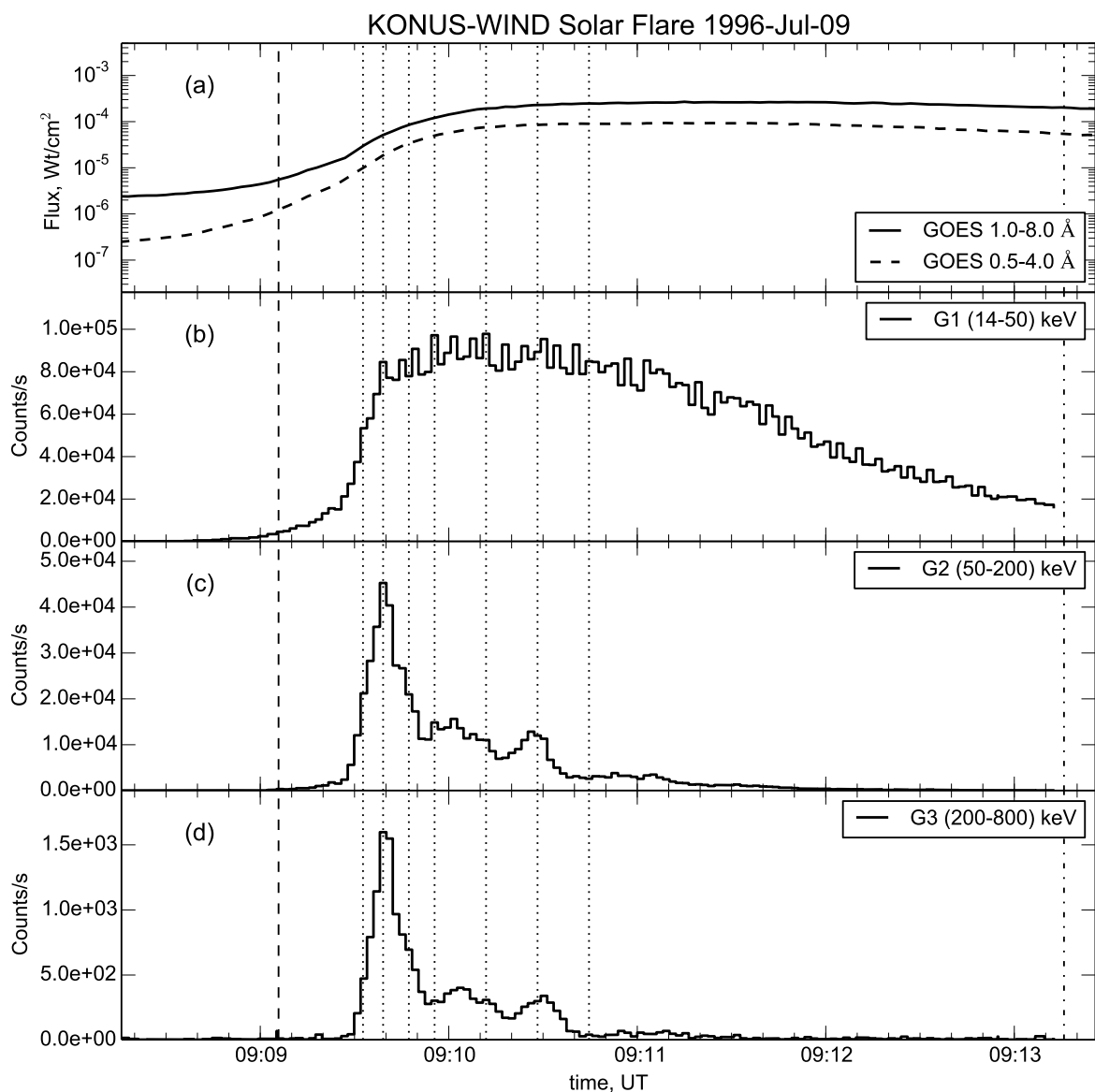


Рисунок 5.7: Временные профили вспышки класса X2.6 1996-07-09 в рентгеновском диапазоне: (a) временные профили каналов GOES 1-8 Å и 0.5-4.0 Å (b), (c) и (d): временные профили Konus-Wind в каналах G1, G2 и G3 соответственно. Пунктирная вертикальная линия указывает время триггера Konus-Wind, пунктирные вертикальные линии обозначают времена накопления многоканальных спектров, которые использовались при спектральном анализе, а пунктирная линия обозначает конец записи с высоким временным разрешением в каналах G1, G2 и G3.

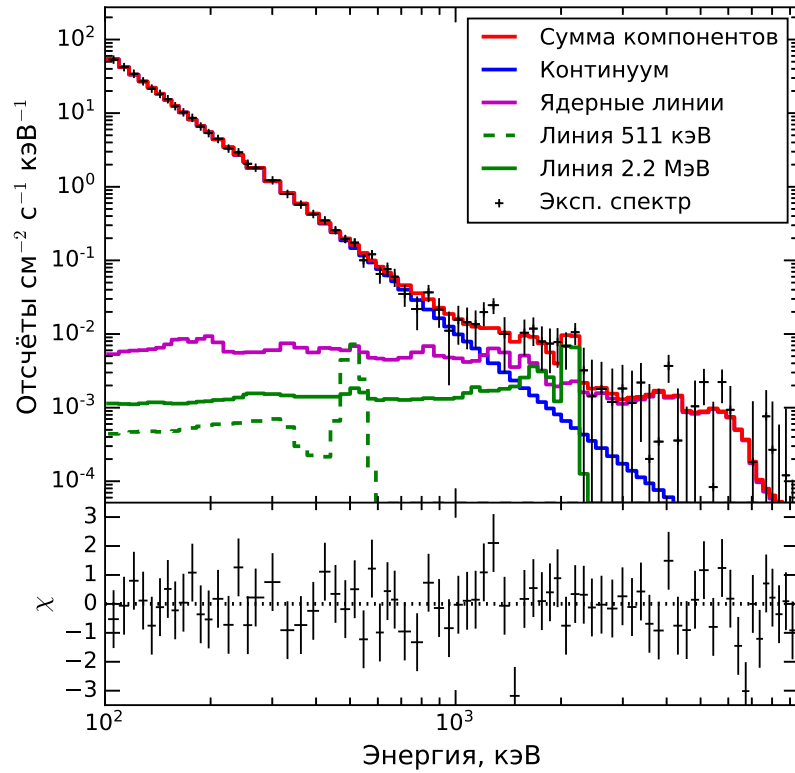


Рисунок 5.8: Аппроксимация усреднённого по времени спектра вспышки 1996-07-09 моделью PL + nuclear + 511 кэВ + 2.223 МэВ. Цветовые соответствия компонентов приведены на панели. Данные *Konus-Wind* показаны с помощью символов, где горизонтальные черточки указывают на энергетический диапазон каждого канала, а вертикальные – на соответствующие статистические погрешности. На нижней панели отображаются невязки.

ния 511 кэВ от аннигиляции позитронов и электронов в данной вспышке выражена слабо, в отличие от линии захвата нейтронов на энергии 2.223 кэВ, которая существенна на всех временных интервалах, кроме самого начала вспышки. Степенной индекс спектра ускоренных протонов, вычисленный по соотношению между потоком в линии 2.223 МэВ и в линиях снятия возбуждения ядер (см. Раздел 5.2.5), составил $3.7_{-1.1}^{+1.5}$. Наблюдаемое соотношение между временными профилями потоков в линии 2.223 МэВ и линиях снятия ядерного возбуждения совместимо с предположением о слабой спектральной переменности ускоренных протонов. Полученный усреднённый по времени индекс нанесён на панель (b) Рисунка 5.9.

Энергетика ускоренных ионов была оценена по аналогии со вспышкой 2017-09-06 (см Раздел 5.2.6) и составила $E_{\text{ион}} \sim 10 \times 10^{30}$ эрг, что очень близко к значению, полученному для 2017-09-06 в Разделе 5.2.

Таблица 5.2: Результаты спектрального анализа данных Копус-Wind для вспышки 1996-07-09.

№	t_{start}	t_{stop}	PL, γ	PL, A^a на 100 кэВ	F_{511}^b	F_{nuclear}^b	$F_{2.2}^b$	χ^2/dof
	с	с						
0	09:09:32.7	09:10:44.6	$3.48_{-0.03}^{+0.12}$	$0.61_{-0.01}^{+0.05}$	$0.010_{-0.008}^{+0.318}$	$0.19_{-0.12}^{+0.09}$	$0.07_{-0.04}^{+0.13}$	59.2/70
1	09:09:36.0	09:09:39.1	$3.64_{-0.05}^{+0.06}$	$1.59_{-0.08}^{+0.07}$	$0.08_{-0.07}^{+0.10}$	$0.27_{-0.18}^{+0.18}$	0.08 ^c	53.3/69
2	09:09:39.1	09:09:47.3	$3.63_{-0.04}^{+0.05}$	$1.92_{-0.08}^{+0.09}$	$0.03_{-0.02}^{+0.13}$	$0.33_{-0.17}^{+0.18}$	$0.08_{-0.06}^{+0.09}$	91.2/70
3	09:09:47.3	09:09:55.5	$3.37_{-0.06}^{+0.09}$	$0.53_{-0.03}^{+0.04}$	$0.002_{-0.001}^{+0.05}$	$0.11_{-0.09}^{+0.14}$	$0.009_{-0.006}^{+0.09}$	60.4/70
4	09:09:55.5	09:10:11.9	$3.45_{-0.05}^{+0.29}$	$0.49_{-0.02}^{+0.04}$	$0.007_{-0.004}^{+0.15}$	$0.13_{-0.10}^{+0.5}$	$0.12_{-0.07}^{+0.15}$	56.0/70
5	09:10:11.9	09:10:28.3	$3.46_{-0.07}^{+0.23}$	$0.32_{-0.02}^{+0.06}$	$0.009_{-0.007}^{+0.06}$	$0.22_{-0.15}^{+0.14}$	$0.08_{-0.06}^{+0.29}$	54.4/70
6	09:10:28.3	09:10:44.6	$3.24_{-0.05}^{+1.06}$	$0.18_{-0.01}^{+0.15}$	$0.028_{-0.023}^{+0.1}$	0.7 ^c	$0.08_{-0.07}^{+0.25}$	74.4/70

Примечания:

^a В единицах фотоны $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{кэВ}^{-1}$ на 100 кэВ.

^b В единицах фотоны $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$.

^c Верхние пределы.

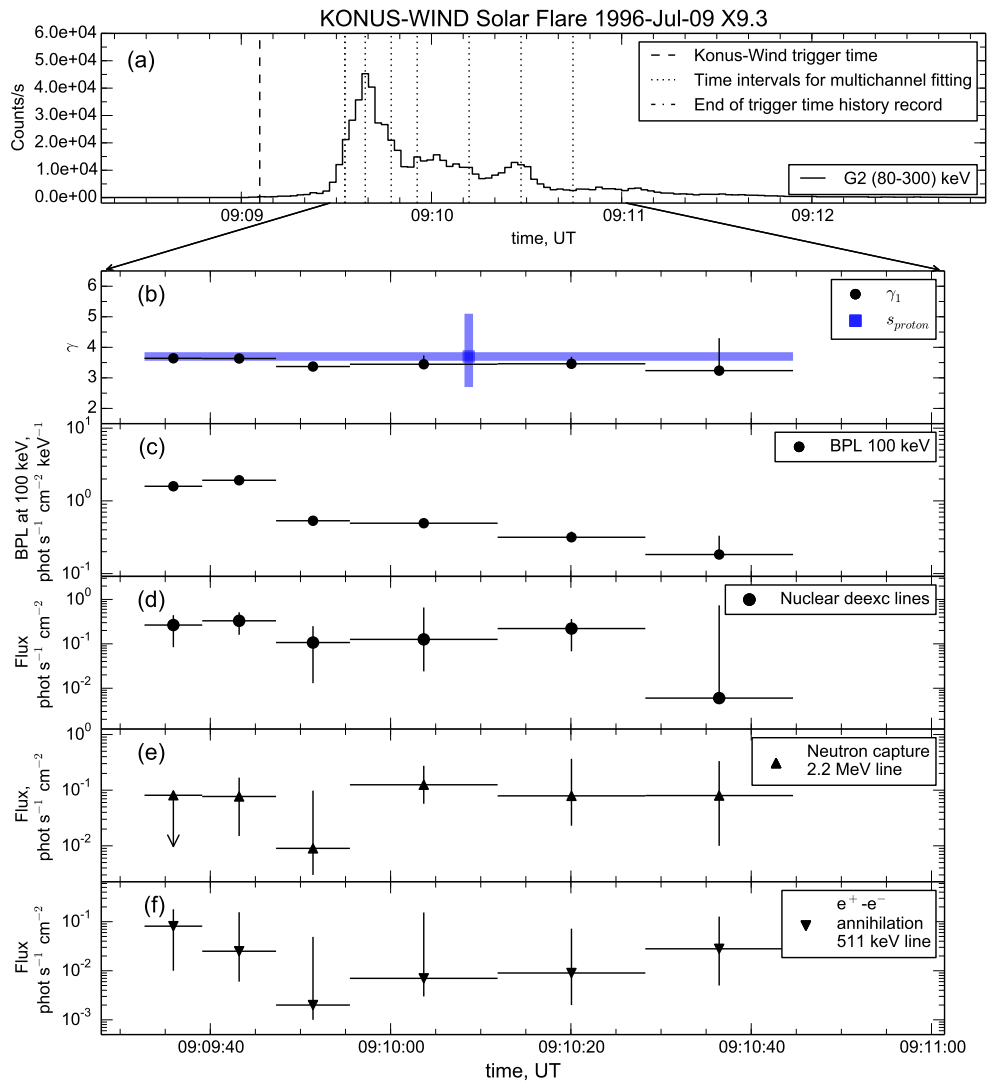


Рисунок 5.9: Спектральная эволюция вспышки 1996-07-09. (а) Временной профиль в канале G2, вертикальные пунктирные линии обозначают временные интервалы, используемые для аппроксимации многоканальных спектров; (б) временная эволюция степенного индекса фотонного спектра, модель PL, а также расчетный степенной индекс усреднённого по времени спектра протонов s (синий квадрат); (с) амплитуда PL на 100 кэВ; (д) поток в шаблоне nuclear; (е) поток в линии 2.223 МэВ; (ф) поток в линии 511 кэВ.

5.3.3 Обсуждение результатов

Несмотря на то, что у вспышек 2017-09-06 класса X9.3 и 1996-07-09 класса X2.4 немало общего, в частности, обе они характеризовались резкими, импульсными временными профилями в жёстком рентгеновском диапазоне, сопровождались ускорением ионов и вызвали солнотрясения, поведение их спектров в гамма-диапазоне существенно отличается. В спектре вспышки 1996-07-09 отсутствовал жёсткий компонент континуума, порождённый, предположительно, второй фазой ускорения электронов, вкладом от распада заряженных пионов или обратным комптоновским рассеянием (см. Раздел 5.2.7). Отсутствие этого компонента может быть связано с более простой петлевой структурой вспышки 1996-07-09 по сравнению со вспышкой 2017-09-06 или же с резким обрывом спектра ускоренных протонов на высоких энергиях. Вспышка 1996-07-09 характеризовалась отсутствием спектральной эволюции континуума, в отличие от вспышки 2017-09-06, где континуум на энергиях < 300 кэВ с течением вспышки становился мягче. Поведение потоков в линиях снятия ядерного возбуждения и линии захвата нейтронов на энергии 2.223 МэВ совместимо с предположением о том, что степенной индекс протонов в течение вспышки также менялся слабо.

Таким образом, несмотря на различия в компонентах, присутствующих в спектре двух вспышек, 1996-07-09 и 2017-09-06, и их динамике, в обоих случаях эволюция спектра ускоренных протонов согласуется с эволюцией спектра ускоренных электронов в нерелятивистской и среднерелятивистской области.

5.4 Гамма-линии в солнечных вспышках со спектрами протонов, измеренными в эксперименте PAMELA

Часть ускоренных во вспышке протонов и более тяжёлых ионов проникают в солнечную атмосферу, где могут участвовать в ядерных реакциях и породить гамма-излучение, другая часть может покинуть Солнце и попасть в межпланетное пространство, образуя солнечные космические лучи (СКЛ).

Несмотря на то, что источником и гамма-излучения вспышек, и СКЛ являются ускоренные во вспышках ионы, корреляция между их потоками очень низка [163]. В работах [163, 164] вспышки, сопровождающиеся ускорением ионов, разделены на два типа: (1) импульсные вспышки, которые характеризуются резкими временными профилями, высокими потоками гамма-излучения, но низкими или недетектируемыми потоками протонов в межпланетном пространстве; (2) плавные вспышки, богатые ускоренными протонами в межпланетном пространстве, но очень бедные гамма-излучением в линиях. Возможные объяснения такой низкой корреляции могут заключаться либо в высокой анизотропии ускоряющихся ионов, либо в различии механизмов, отвечающих за ускорение СКЛ и ионов, дающих гамма-излучение в спектре вспышек. В частности, СКЛ могут быть следствием второй фазы ускорения ионов [163]. Причины, вызывающие различия между вспышками, богатыми СКЛ, и вспышками, богатыми гамма-излучением, до сих пор неясны, некоторые из них обсуждаются в работах [165], [166], [167].

В данной работе исследуется вспышка, гамма-излучение которой было зарегистрировано инструментом *Konus-Wind*, а протоны и нейтроны наблюдались в эксперименте PAMELA.

5.4.1 Наблюдения

Эксперимент PAMELA работал с 2006 г. по 2016 г. на околоземной эллиптической орбите [150]. В эксперименте проводились измерения зарядов, жёсткостей и скоростей частиц в диапазоне энергий $\sim 0.1-1000$ ГэВ, а также изотопного состава ядер от водорода до бора в энергетическом диапазоне $\sim 0.1-1$ ГэВ/нуклон.

В течение 2006–2014 г. PAMELA измерила спектры СКЛ от 28 солнечных вспышек [168], включая 14 вспышек, для которых были зарегистрированы фрагменты спектров рождённых во вспышках нейтронов [169]. За это же время *Konus-Wind* наблюдал 23 вспышки на энергиях выше 1 МэВ – в области, где основной вклад в излучение вносят гамма-линии от реакций ускоренных ионов. Между списком из 28 вспышек, зарегистрированных PAMELA, и списком из 23 вспышек, зарегистрированных *Konus-Wind* на высоких энер-

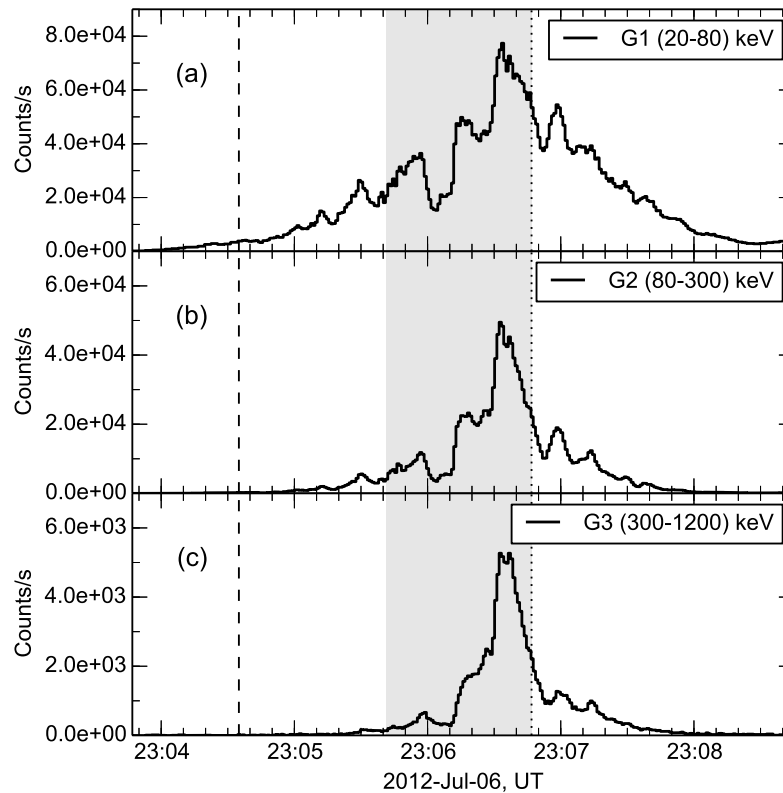


Рисунок 5.10: Временные профили вспышки 2012-07-06 в жёстком рентгеновском диапазоне по данным *Konus-Wind* в каналах G1, G2, G3. Штриховая линия означает время триггера *Konus-Wind*, пунктирная – время окончания записи многоканальных спектров, серая область относится к интервалу, на котором проводился спектральный анализ.

гиях, найдено только два пересечения – вспышка класса X1.1 2012-07-06, для которой PAMELA наблюдала протоны и нейтроны, и вспышка класса X4.9 2014-02-25, для которой наблюдались ускоренные протоны.

Здесь подробно рассматривается вспышка X1.1 2012-07-06, наблюдавшаяся инструментом *Konus-Wind* в течение большей части импульсной фазы. Её временные профили в каналах G1, G2, G3, представлены на Рис. 5.10. На Рис. 5.11 представлены спектр протонов и фрагменты спектра нейтронов, рождённых в результате этой вспышке и зарегистрированные инструментом PAMELA.

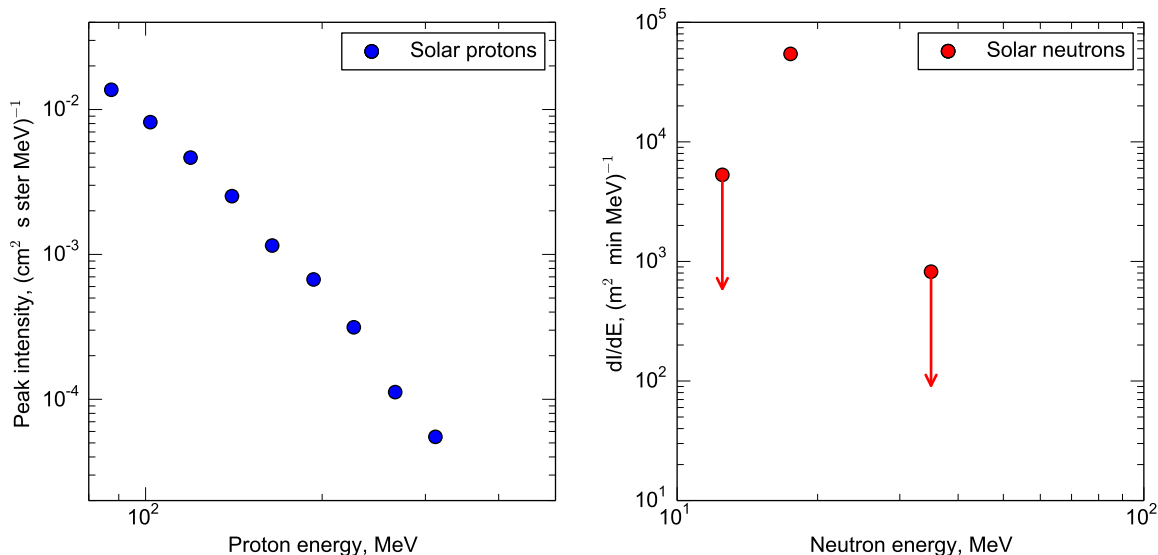


Рисунок 5.11: Слева: спектр протонов, справа: фрагменты спектра нейтронов, рождённых во вспышке 2012-07-06, по данным инструмента PAMELA.

Таблица 5.3: Спектральные параметры вспышки 2012-07-06

Параметр	Значение
Степенной индекс PL	2.56 ± 0.11
Нормировка PL на 500 кэВ	$(3.30 \pm 0.16) \times 10^{-2}$ фот. $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{кэВ}^{-1}$
Степенной индекс CPL	-1^a
Нормировка CPL на 500 кэВ	$(5.7 \pm 1.8) \times 10^{-3}$ фот. $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{кэВ}^{-1}$
Энергия завала CPL	2.9 ± 0.5 МэВ
Поток от аннигиляции e^+e^-	0.13 ± 0.06 фот. $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$
Поток в линиях снятия возб. ядер	0.4 ± 0.3 фот. $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$
Поток в линии захвата нейтрона	≤ 0.06 фот. $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$

Примечания:

^aПараметр был фиксирован на указанном значении.

5.4.2 Спектральный анализ

Анализ спектра вспышки 2012-07-06 проводился по многоканальным данным *Konus-Wind* второго диапазона РНА2, которые не испытывают инструментальных эффектов, связанных с высокими нагрузками, в диапазоне энергий ~ 400 кэВ–15 МэВ. Предпочтительная модель для фитирования, выбранная при помощи байесовского анализа, представляет собой суперпозицию степенной функции PL, функции степени с экспоненциальным завалом CPL, шаблона линий снятия ядерного возбуждения *nuclear* и излучение от аннигиляции позитронов и электронов с учётом как линии 511 кэВ, так и континуума, шаблон для которого был взят из пакета OSPEX [105]. Параметры, полученные при аппроксимации, приведены в Таб. 5.3, погрешности приведены на уровне 90%. Наблюдаемый спектр вспышки и компоненты модели представлены на Рис. 5.12. Удивительная особенность этой вспышки – это отсутствие в спектре линии захвата нейтрона 2.223 МэВ, несмотря на то, что в межпланетном пространстве нейтроны от этой вспышки были зарегистрированы.

5.4.3 Обсуждение результатов

Нейтроны в солнечных вспышках рождаются в основном в результате ядерных реакций между ускоренными протонами и протонами плазмы солнечной атмосферы с пороговой энергией $E_{\text{thres}} \approx 300$ МэВ или ускоренными протонами и ядрами He^4 плазмы атмосферы с пороговой энергией $E_{\text{thres}} \approx 30$ МэВ [159]. Предполагая убывающий с энергией спектр ускоренных протонов, можно предположить, что рождение нейтронов во вспышке всегда должно сопровождаться излучением в гамма-линиях снятия возбуждения ядер, за которое ответственны ускоренные ионы меньших энергий, 1–20 МэВ нуклон⁻¹ [160].

Однако, совместные наблюдения солнечных вспышек в гамма-диапазоне инструментом *Konus-Wind* и рождённых во вспышках нейтронов инструментом PAMELA показали, что из 14 вспышек, для которых PAMELA зарегистрировала нейтроны [169], только для одной вспышки, класса X1.1 2012-07-06, *Konus-Wind* наблюдал гамма-излучение на энергиях выше 1 МэВ, где основной вклад как правило вносят линии снятия возбуждения ядер. Возмож-

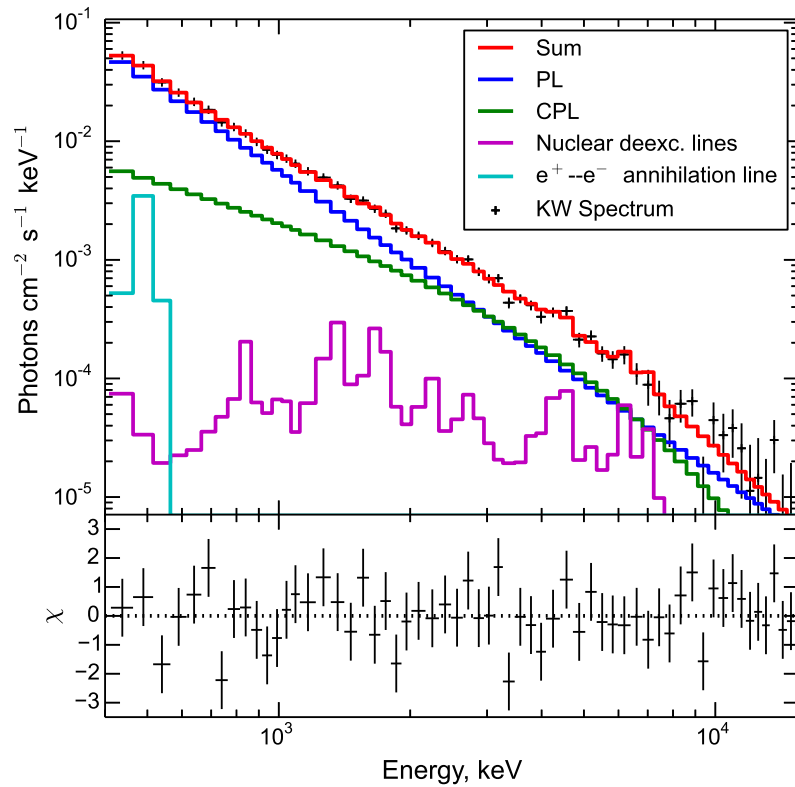


Рисунок 5.12: Аппроксимация усреднённого по времени спектра вспышки 2012-07-06 моделью PL + CPL + nuclear + 511 кэВ. Цветовые соответствия компонентов приведены на панели. Данные *Konus-Wind* показаны с помощью символов, где горизонтальные черточки указывают на энергетический диапазон каждого канала, а вертикальные – на соответствующие статистические погрешности. На нижней панели отображаются невязки.

ное объяснение этого явления заключается в том, что протоны ускоряются до энергий, необходимых для рождения гамма-линий и нейтронов, настолько длительное время, что триггерная запись *Konus-Wind* уже заканчивается.

Ещё один неожиданный результат совместных наблюдений *Konus-Wind* и PAMELA дал анализ спектра единственной солнечной вспышки, сопровождавшейся потоком нейтронов в межпланетном пространстве и излучением на энергиях >1 МэВ. Спектр этой вспышки не обнаружено линии захвата нейтрона 2.223 МэВ при том, что линии снятия возбуждения ядер, за которые ответственны более низкоэнергичные ионы, чем за рождения нейтронов, равно как и излучение от аннигиляции позитронов, за которое ответственны, напротив, более высокоэнергичные ионы, в спектре вспышки присутствовали. Поскольку захват нейтронов происходит глубоко в фотосфере Солнца, то линия 2.223 МэВ может быть сильно поглощена для вспышек вблизи солнечного лимба [144], но рассматриваемая вспышка находилась на диске с координатами S13W59. Возможное объяснение отсутствия линии в спектре может объясняться высокой пучковой анизотропией рождённых нейтронов в направлении от поверхности Солнца.

5.5 Заключение

В данной Главе исследована энергетика и эволюция спектральных параметров вспышек 6 сентября 2017 г. класса X9.3 и 9 июля 1996 г. класса X2.6 в гамма-диапазоне по наблюдениям инструмента *Konus-Wind*. Рассмотрена вспышка 6 июля 2012 г. класса X1.1, для которой, помимо гамма-излучения, наблюдавшегося *Konus-Wind*, доступны спектры ускоренных протонов в межпланетном пространстве и фрагменты спектра нейтронов по данным инструмента PAMELA.

По результатам Главы 5 на защиту выносятся следующие положения.

- Быстрая, на масштабе времени ~ 30 с, спектральная эволюция ускоренных протонов в мощной солнечной вспышке класса X9.3 6 сентября 2017 г., которая позволяет получить ограничения на параметры ускорения.

- Корреляция спектральной эволюции ускоренных протонов с эволюцией континуума гамма-излучения, порождённого тормозным излучением ускоренных электронов нерелятивистских и среднерелятивистских энергий.

Результаты отображены в публикациях

- A. L. Lysenko et al., Gamma-Ray Emission from the Impulsive Phase of the 2017 September 6 X9.3 Flare // *Astrophys. J.* 2019. Vol. 877, Issue 2, article id. 145;
- A.L. Lysenko et al., Gamma-ray lines in solar flares with proton spectra measured by PAMELA experiment // *Journal of Physics: Conference Series*, 2019, Volume 1400, Issue 2, article id. 022042;
- А.Л. Лысенко и др., Рентгеновское и гамма-излучение солнечных вспышек // *Успехи Физических Наук*, 2020, Том 190, Выпуск 8, стр. 878-894.

Заключение

Основные результаты, полученные в диссертации:

1. Сформирована и обнародована база данных солнечных вспышек, зарегистрированных инструментом *Konus-Wind* в 1994-2020 гг. в триггерном режиме, которая включает временные профили и многоканальные спектры более чем 1000 вспышек.
2. Среди солнечных вспышек, зарегистрированных *Konus-Wind* в триггерном режиме, на основании соотношений между потоками теплового излучения, регистрируемого инструментом *GOES* в мягком рентгеновском диапазоне, и нетеплового излучения в жёстком рентгеновском диапазоне, регистрируемого инструментом *Konus-Wind*, выявлено 27 холодных вспышек.
3. Для выборки холодных вспышек и опорных вспышек, зарегистрированных *Konus-Wind* в триггерном режиме, оценены временные и спектральные характеристики жёсткого рентгеновского излучения по данным *Konus-Wind*. Проведённый анализ показал, что холодные вспышки характеризуются намного меньшими длительностями, более жёсткими спектрами и меньшими потоками ускоренных электронов по сравнению с опорной группой.
4. Для выборки холодных вспышек оценены характеристики гиротронного спектра ускоренных электронов, которые сравнивались с характеристиками опорной группы вспышек из [126]. Так же, как и в жёстком рентгеновском диапазоне, холодные вспышки характеризуются меньшими длительностями в микроволновом диапазоне, но при сравнимых интенсивностях излучения. Холодные вспышки статистически значимо отличаются от опорных вспышек значениями пиковых частот

гиротронного спектра: большинство вспышек характеризуются намного большими пиковыми частотами, чем опорные.

5. Сделан вывод о том, что холодные вспышки подразделяются на две группы: первая характеризуется высокими пиковыми частотами гиротронного спектра, что указывает на происхождение в плотных компактных петлях с высоким магнитным полем, а вторая – низкими пиковыми частотами, что свидетельствует о происхождении в протяжённых разреженных петлях.
6. Разработана физическая модель холодной вспышки с задержкой нагрева. Модель включает взаимодействие двух петель – большой, разреженной и с низким магнитным полем, и малой, плотной и с высоким магнитным полем, между которыми ускоренные во вспышке электроны делятся примерно поровну. Показано, что нагрев, наблюдаемый в мягком рентгеновском диапазоне инструментом *GOES* целиком обусловлен потерями энергии ускоренных электронов, захваченных в большой петле, что и объясняет задержку нагрева. Таким образом, хотя эта вспышка и не демонстрирует феноменологического эффекта Ньюперта, она согласуется с теоретическим эффектом Ньюперта [111], который предполагает нагрев плазмы ускоренными электронами, без привлечения других механизмов нагрева.
7. Исследована динамика гамма-излучения в течение импульсной фазы вспышки класса X9.3 6 сентября 2017 г. по данным *Konus-Wind*. Спектр вспышки содержит гамма-линии, которые свидетельствуют об ускорении ионов. В этой вспышке впервые оценена спектральная эволюция ускоренных протонов на временном масштабе менее 1 минуты (~ 30 с), которая коррелирует со спектральной эволюцией ускоренных электронов, ответственных за низкоэнергичную часть спектра (< 300 кэВ), спектр которых с течением вспышки становится более мягким. Динамика потоков в спектральных компонентах гамма-излучения наряду с обнаруженной быстрой спектральной эволюцией ускоренных протонов позволили получить нижний предел для величины ускоряющего элект-

трического поля, который составил 0.3 В/м , и оценку размера области ускорения, равную $3 \times 10^9 \text{ см}$.

8. Континуум излучения импульсной фазы вспышки класса X9.3 6 сентября 2017 г. демонстрирует излом на энергиях 300-500 кэВ, причём высокоэнергичная часть характеризовалась более жёсткими степенными индексами. Природа этого ужесточения спектра неясна. Впервые оценена задержка высокоэнергичной части континуума относительно низкоэнергичной, которая составляет 18 с. Эволюция высокоэнергичной части континуума, характеризуется ужесточением спектра с течением вспышки. Таким образом, можно предположить, что континуум состоит из двух компонентов, имеющих различную физическую природу.
9. Исследована спектральная эволюция вспышки класса X2.4 9 июля 1996 г. в гамма-диапазоне по данным *Konus-Wind*. Её спектр содержит гамма-линии, но, в отличие от вспышки 6 сентября 2017 г., не демонстрирует ужесточения континуума на высоких энергиях. Не найдено свидетельств быстрой эволюции спектра протонов в течение вспышки, что находится в согласии с поведением степенного индекса континуума, который тоже практически не меняется с течением вспышки.
10. Проведено фитирование спектра в гамма-диапазоне вспышки класса X1.1 6 июля 2012 г., для которой эксперимент RAMELA наблюдал протоны и нейтроны в межпланетном пространстве. Неожиданным результатом стало то, что в спектре вспышки содержались линии снятия возбуждения ядер и излучение аннигиляции позитронов, но не было обнаружено линии захвата нейтрона 2.223 МэВ . Возможное объяснение отсутствия линии в спектре может объясняться высокой пучковой анизотропией рождённых нейтронов в направлении от поверхности Солнца.

Благодарности

Автор выражает огромную благодарность своему научному руководителю, Григорию Давидовичу Флейшману, без которого это исследование было бы невозможно. Автор от души благодарит своих коллег по лаборатории Экспериментальной Астрофизики Дмитрия Сергеевича Свинкина, Дмитрия Дмитриевича Фредерикса, Михаила Владимировича Уланова, заведующего лабораторией Рафаила Львовича Аптекаря и сотрудников Института Солнечно-Земной Физики Александра Тимофеевича Алтынцева, Сергея Александровича Анфиногентова, Ларису Камалетдиновну Кашапову за их помощь, советы и поддержку.

Литература

1. Stephenson F. R. [Historical Evidence concerning the Sun: Interpretation of Sunspot Records during the Telescopic and Pretelescopic Eras](#) // Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A. — 1990. — Vol. 330, no. 1615. — P. 499–512.
2. Carrington R. C. [Description of a Singular Appearance seen in the Sun on September 1, 1859](#) // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 1859. — Nov. — Vol. 20. — P. 13–15.
3. Fletcher L., Dennis B. R., Hudson H. S. et al. [An Observational Overview of Solar Flares](#) // Space Sci. Rev. — 2011. — Vol. 159. — P. 19–106.
4. Aschwanden Markus J. [Physics of the Solar Corona. An Introduction with Problems and Solutions \(2nd edition\)](#). — 2005. — URL: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2005psci.book.....A>.
5. Reames Donald V. [Particle acceleration at the Sun and in the heliosphere](#) // Space Sci. Rev. — 1999. — Oct. — Vol. 90. — P. 413–491.
6. Carmichael H. [A Process for Flares](#) // NASA Special Publication. — 1964. — Vol. 50. — P. 451.
7. Sturrock P. A. [Model of the High-Energy Phase of Solar Flares](#) // Nature. — 1966. — Vol. 211. — P. 695–697.
8. Hirayama T. [Theoretical Model of Flares and Prominences. I: Evaporating Flare Model](#) // Sol. Phys. — 1974. — Vol. 34. — P. 323–338.
9. Kopp R. A., Pneuman G. W. [Magnetic reconnection in the corona and the loop prominence phenomenon](#) // Sol. Phys. — 1976. — Vol. 50. — P. 85–98.
10. Shibata K., Masuda S., Shimojo M. et al. [Hot-Plasma Ejections Associated with Compact-Loop Solar Flares](#) // Astrophys. J. — 1995. — Oct. — Vol. 451. — P. L83.
11. Fleishman Gregory D., Gary Dale E., Chen Bin et al. [Decay of the coronal magnetic field can release sufficient energy to power a solar flare](#) // Science. — 2020. — Jan. — Vol. 367, no. 6475. — P. 278–280.
12. Lin R. P. [WIND Observations of Suprathermal Electrons in the Interplanetary Medium](#) // Space Science Reviews. — 1998. — Jul. — Vol. 86. — P. 61–78.

13. Lin R. P., Krucker S., Hurford G. J. et al. [RHESSI Observations of Particle Acceleration and Energy Release in an Intense Solar Gamma-Ray Line Flare](#) // *Astrophys. J.* — 2003. — Vol. 595. — P. L69–L76.
14. Antiochos S. K., Sturrock P. A. [Evaporative cooling of flare plasma.](#) // *Astrophys. J.* — 1978. — Vol. 220. — P. 1137–1143.
15. Veronig A., Vršnak B., Dennis B. R. et al. [Investigation of the Neupert effect in solar flares. I. Statistical properties and the evaporation model](#) // *Astron. Astrophys.* — 2002. — Sep. — Vol. 392. — P. 699–712.
16. Benz Arnold O. [Flare Observations](#) // *Living Reviews in Solar Physics.* — 2017. — Vol. 14, no. 1. — P. 2.
17. Neupert Werner M. [Comparison of Solar X-Ray Line Emission with Microwave Emission during Flares](#) // *Astrophys. J.* — 1968. — Jul. — Vol. 153. — P. L59.
18. Holman G. D., Aschwanden M. J., Aurass H. et al. [Implications of X-ray Observations for Electron Acceleration and Propagation in Solar Flares](#) // *Space Sci. Rev.* — 2011. — Vol. 159. — P. 107–166.
19. Oka M., Birn J., Battaglia M. et al. [Electron Power-Law Spectra in Solar and Space Plasmas](#) // *Space Sci. Rev.* — 2018. — Aug. — Vol. 214, no. 5. — P. 82.
20. Isliker Heinz, Vlahos Loukas, Constantinescu Dana. [Fractional Transport in Strongly Turbulent Plasmas](#) // *Phys. Rev. Lett.* — 2017. — Jul. — Vol. 119. — P. 045101.
21. Kontar E. P., Brown J. C., Emslie A. G. et al. [Deducing Electron Properties from Hard X-ray Observations](#) // *Space Sci. Rev.* — 2011. — Sep. — Vol. 159, no. 1-4. — P. 301–355.
22. Brown J. C. [The Deduction of Energy Spectra of Non-Thermal Electrons in Flares from the Observed Dynamic Spectra of Hard X-Ray Bursts](#) // *Sol. Phys.* — 1971. — Vol. 18. — P. 489–502.
23. Somov B. V., Syrovatskii S. I. [REVIEWS OF TOPICAL PROBLEMS: Physical processes in the solar atmosphere associated with flares](#) // *Soviet Physics Uspekhi.* — 1976. — Vol. 19. — P. 813–835.
24. Dere K. P., Landi E., Mason H. E. et al. [CHIANTI - an atomic database for emission lines.](#) — 1997. — Vol. 125. — P. 149–173.

25. White S. M., Thomas R. J., Schwartz R. A. [Updated Expressions for Determining Temperatures and Emission Measures from Goes Soft X-Ray Measurements](#) // Sol. Phys. — 2005. — Vol. 227. — P. 231–248.
26. Phillips Kenneth J. H., Feldman Uri, Landi Enrico. [Ultraviolet and X-ray Spectroscopy of the Solar Atmosphere](#). — 2012. — URL: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2012uxss.book.....P>.
27. Ramaty R., Kozlovsky B., Lingenfelter R. E. [Solar gamma rays](#) // Space Sci. Rev. — 1975. — Vol. 18. — P. 341–388.
28. Vilmer N., MacKinnon A. L., Hurford G. J. [Properties of Energetic Ions in the Solar Atmosphere from \$\gamma\$ -Ray and Neutron Observations](#) // Space Sci. Rev. — 2011. — Vol. 159. — P. 167–224.
29. Melnikov V. F. [Electron acceleration and capture in impulsive and gradual bursts: Results of analysis of microwave and hard x-ray emissions](#) // Radiophysics and Quantum Electronics. — 1994. — Vol. 37. — P. 557–568.
30. Kundu M. R. [Relative positions of microwave and hard X-ray burst sources](#) // Advances in Space Research. — 1984. — Vol. 4, no. 7. — P. 157–162.
31. Hanaoka Yoichiro. [Double-Loop Configuration of Solar Flares](#) // Sol. Phys. — 1997. — Vol. 173, no. 2. — P. 319–346.
32. Nishio Masanori, Yaji Kentaro, Kosugi Takeo et al. [Magnetic Field Configuration in Impulsive Solar Flares Inferred from Coaligned Microwave/X-Ray Images](#) // Astrophys. J. — 1997. — Vol. 489, no. 2. — P. 976–991.
33. Benz Arnold O. [Flare Observations](#) // Living Reviews in Solar Physics. — 2008. — Vol. 5, no. 1. — P. 1.
34. Sturrock P. A., Kaufman P., Moore R. L., Smith D. F. [Energy Release in Solar Flares](#) // Sol. Phys. — 1984. — Vol. 94, no. 2. — P. 341–357.
35. Frost K. J., Dennis B. R. [Evidence from Hard X-Rays for Two-Stage Particle Acceleration in a Solar Flare](#) // Astrophys. J. — 1971. — Vol. 165. — P. 655.
36. Ackermann M., Allafort A., Baldini L. et al. [Fermi-LAT Observations of High-energy Behind-the-limb Solar Flares](#) // Astrophys. J. — 2017. — Vol. 835. — P. 219.
37. Tanaka K., Nitta N., Akita K., Watanabe T. [Interpretation of the Soft X-Ray Spectra from HINOTORI](#) // Sol. Phys. — 1983. — Jul. — Vol. 86, no. 1-2. — P. 91–100.

38. Dennis B. R. [Solar Hard X-Ray Bursts](#) // Sol. Phys. — 1985. — Vol. 100. — P. 465.
39. Gary D. E., Hurford G. J. [A simple solar microwave burst observed with high spectral resolution](#) // Astrophys. J. — 1989. — Vol. 339. — P. 1115–1122.
40. Fleishman G. D., Nita G. M., Gary D. E. [Energy Partitions and Evolution in a Purely Thermal Solar Flare](#) // Astrophys. J. — 2015. — Vol. 802. — P. 122.
41. Grigis P. C., Benz A. O. [The spectral evolution of impulsive solar X-ray flares](#) // Astron. Astrophys. — 2004. — Nov. — Vol. 426. — P. 1093–1101.
42. Battaglia M., Benz A. O. [Relations between concurrent hard X-ray sources in solar flares](#) // Astron. Astrophys. — 2006. — Sep. — Vol. 456, no. 2. — P. 751–760.
43. Cliver E. W., Dennis B. R., Kiplinger A. L. et al. [Solar Gradual Hard X-Ray Bursts and Associated Phenomena](#) // Astrophys. J. — 1986. — Jun. — Vol. 305. — P. 920.
44. Kiplinger Alan L. [Comparative Studies of Hard X-Ray Spectral Evolution in Solar Flares with High-Energy Proton Events Observed at Earth](#) // Astrophys. J. — 1995. — Vol. 453. — P. 973.
45. Grigis P. C., Benz A. O. [Spectral Hardening in Large Solar Flares](#) // Astrophys. J. — 2008. — Vol. 683, no. 2. — P. 1180–1191.
46. Grayson James A., Krucker Säm, Lin R. P. [A Statistical Study of Spectral Hardening in Solar Flares and Related Solar Energetic Particle Events](#) // Astrophys. J. — 2009. — Dec. — Vol. 707, no. 2. — P. 1588–1594.
47. Emslie A. G., Dennis B. R., Shih A. Y. et al. [Global Energetics of Thirty-eight Large Solar Eruptive Events](#) // Astrophys. J. — 2012. — Vol. 759. — P. 71.
48. Altyntsev Alexander T., Meshalkina Nataliia S., Lysenko Alexandra L., Fleishman Gregory D. [Rapid Variability in the SOL2011-08-04 Flare: Implications for Electron Acceleration](#) // Astrophys. J. — 2019. — Sep. — Vol. 883, no. 1. — P. 38.
49. Bastian T. S., Benz A. O., Gary D. E. [Radio Emission from Solar Flares](#) // Ann. Rev. Astron. Astrophys. — 1998. — Vol. 36. — P. 131–188.
50. Hurley K., Boggs S. E., Smith D. M. et al. [An exceptionally bright flare from SGR 1806-20 and the origins of short-duration \$\gamma\$ -ray bursts](#) // Nature. — 2005. — Vol. 434, no. 7037. — P. 1098–1103.

51. Thompson C. [A model of gamma-ray bursts.](#) // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 1994. — Vol. 270. — P. 480–498.
52. Glesener Lindsay, Fleishman Gregory D. [Electron Acceleration and Jet-facilitated Escape in an M-class Solar Flare on 2002 August 19](#) // Astrophys. J. — 2018. — Vol. 867, no. 1. — P. 84.
53. Stefan John T., Kosovichev Alexander G. [Estimation of Key Sunquake Parameters through Hydrodynamic Modeling and Cross-correlation Analysis](#) // Astrophys. J. — 2020. — Vol. 895, no. 1. — P. 65.
54. Li D., Kolotkov D. Y., Nakariakov V. M. et al. [Quasi-periodic Pulsations of Gamma-Ray Emissions from a Solar Flare on 2017 September 6](#) // Astrophys. J. — 2020. — Vol. 888, no. 2. — P. 53.
55. Motorina Galina G., Fleishman Gregory D., Kontar Eduard P. [Spatiotemporal Energy Partitioning in a Nonthermally Dominated Two-loop Solar Flare](#) // Astrophys. J. — 2020. — Vol. 890, no. 1. — P. 75.
56. Aptekar R. L., Frederiks D. D., Golenetskii S. V. et al. [Konus-W Gamma-Ray Burst Experiment for the GGS Wind Spacecraft](#) // Space Sci. Rev. — 1995. — Feb. — Vol. 71, no. 1-4. — P. 265–272.
57. Harten Ronald, Clark Kenn. [The Design Features of the GGS Wind and Polar Spacecraft](#) // Space Sci. Rev. — 1995. — Vol. 71, no. 1-4. — P. 23–40.
58. Aptekar R. L., Bykov A. M., Golenetskii S. V. et al. [Cosmic gamma-ray bursts and soft gamma-repeaters – observations and modeling of extreme astrophysical phenomena: \(100th anniversary of the Ioffe Institute\)](#) // Physics Uspekhi. — 2019. — Aug. — Vol. 62, no. 8. — P. 739–753.
59. Torii C., Tsukiji Y., Kobayashi S. et al. [Full-automatic radiopolarimeters for solar patrol at microwave frequencies](#) // Proceedings of the Research Institute of Atmospherics, Nagoya University. — 1979. — Mar. — Vol. 26. — P. 129–132.
60. Hurford G. J., Read R. B., Zirin H. [A Frequency Angle Interferometer for Solar Microwave Spectroscopy](#) // Sol. Phys. — 1984. — Sep. — Vol. 94, no. 2. — P. 413–426.
61. Gary Dale E., Hurford G. J. [Coronal Temperature, Density, and Magnetic Field Maps of a Solar Active Region Using the Owens Valley Solar Array](#) // Astrophys. J. — 1994. — Jan. — Vol. 420. — P. 903.
62. Shramko A. D., Senik V. A., Tlatov A. G. [Observations of March 29, 2006 solar eclipse in the radio range at wavelengths of 3.2 and 4.9 cm](#) // Cosmic Research. — 2011. — Apr. — Vol. 49, no. 2. — P. 93–98.

63. Muratov A. A. [28 GHz Solar Spectropolarimeter](#) // XIIth Conference of Young Scientists. — Vol. 365 of Baikal Young Scientists' International School. — 2011. — P. 85–87.
64. Zhdanov D. A., Zandanov V. G. [Observations of Microwave Fine Structures by the Badary Broadband Microwave Spectropolarimeter and the Siberian Solar Radio Telescope](#) // Sol. Phys. — 2015. — Jan. — Vol. 290, no. 1. — P. 287–294.
65. Guidice D. A., Cliver E. W., Barron W. R., Kahler S. [The Air Force RSTN System](#) // Bull. Am. Astron. Soc. — Vol. 13. — 1981. — Mar. — P. 553.
66. Lin R. P., Dennis B. R., Hurford G. J., et al. [The Reuven Ramaty High-Energy Solar Spectroscopic Imager \(RHESSI\)](#) // Sol. Phys. — 2002. — Vol. 210. — P. 3–32.
67. Nakajima H., Nishio M., Enome S. et al. [The Nobeyama radioheliograph.](#) // IEEE Proceedings. — 1994. — Vol. 82. — P. 705–713.
68. Grechnev V. V., Lesovoi S. V., Smolkov G. Ya. et al. [The Siberian Solar Radio Telescope: the current state of the instrument, observations, and data](#) // Sol. Phys. — 2003. — Vol. 216, no. 1. — P. 239–272.
69. Domingo V., Fleck B., Poland A. I. [The SOHO Mission: an Overview](#) // Sol. Phys. — 1995. — Vol. 162, no. 1-2. — P. 1–37.
70. Agostinelli S., Allison J., Amako K. et al. [Geant4 – a simulation toolkit](#) // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2003. — Vol. 506, no. 3. — P. 250 – 303.
71. Terekhov M. M., Aptekar R. L., Frederiks D. D. et al. [The Konus-Wind and Konus-A instrument response functions and the spectral deconvolution procedure](#) // Gamma-Ray Bursts, 4th Hunstville Symposium / Ed. by Charles A. Meegan, Robert D. Preece, Thomas M. Koshut. — Vol. 428 of American Institute of Physics Conference Series. — 1998. — May. — P. 894–898.
72. Feigelson Eric D., Babu G. Jogesh. Modern Statistical Methods for Astronomy. — 2012. — URL: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2012msma.book.....F>.
73. Ivezić Zeljko, Connolly Andrew J., VanderPlas Jacob T., Gray Alexander. Statistics, Data Mining, and Machine Learning in Astronomy: A Practical Python Guide for the Analysis of Survey Data. — USA : Princeton University Press, 2014. — ISBN: [0691151687](#).

74. Bevington Philip R. Data reduction and error analysis for the physical sciences. — 1969. — URL: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1969drea.book.....B>.
75. Cash W. [Parameter estimation in astronomy through application of the likelihood ratio](#). // *Astrophys. J.* — 1979. — Vol. 228. — P. 939–947.
76. Protassov Rostislav, van Dyk David A., Connors Alanna et al. [Statistics, Handle with Care: Detecting Multiple Model Components with the Likelihood Ratio Test](#) // *Astrophys. J.* — 2002. — Vol. 571, no. 1. — P. 545–559.
77. Clauset Aaron, Shalizi Cosma Rohilla, Newman M. E. J. [Power-Law Distributions in Empirical Data](#) // *SIAM Review*. — 2009. — Vol. 51, no. 4. — P. 661–703.
78. Trotta Roberto. [Bayes in the sky: Bayesian inference and model selection in cosmology](#) // *Contemporary Physics*. — 2008. — Vol. 49, no. 2. — P. 71–104.
79. Turkmani R., Cargill P. J., Galsgaard K. et al. [Particle acceleration in stochastic current sheets in stressed coronal active regions](#) // *Astron. Astrophys.* — 2006. — Vol. 449, no. 2. — P. 749–757.
80. Gordovskyy M., Browning P. K., Kontar E. P., Bian N. H. [Particle acceleration and transport in reconnecting twisted loops in a stratified atmosphere](#) // *Astron. Astrophys.* — 2014. — Vol. 561. — P. A72.
81. Brosius Jeffrey W., Holman Gordon D. [Theoretical Models of Free-free Microwave Emission from Solar Magnetic Loops](#) // *Astrophys. J.* — 1988. — Vol. 327. — P. 417.
82. Nitta N., White S. M., Kundu M. R. et al. [Coronal Magnetic Structures Observing Campaign. I. Simultaneous Microwave and Soft X-Ray Observations of Active Regions at the Solar Limb](#) // *Astrophys. J.* — 1991. — Vol. 374. — P. 374.
83. Gary Dale E., Chen Bin, Dennis Brian R. et al. [Microwave and Hard X-Ray Observations of the 2017 September 10 Solar Limb Flare](#) // *Astrophys. J.* — 2018. — Vol. 863, no. 1. — P. 83.
84. Nakagawa Y., Raadu M. A. [On Practical Representation of Magnetic Field](#) // *Sol. Phys.* — 1972. — Vol. 25, no. 1. — P. 127–135.
85. Alissandrakis C. E. [On the computation of constant alpha force-free magnetic field](#) // *Astron. Astrophys.* — 1981. — Vol. 100, no. 1. — P. 197–200.

86. Chiu Y. T., Hilton H. H. [Exact Green's function method of solar force-free magnetic-field computations with constant alpha . I. Theory and basic test cases.](#) // *Astrophys. J.* — 1977. — Vol. 212. — P. 873–885.
87. Altschuler Martin D., Newkirk Gordon. [Magnetic Fields and the Structure of the Solar Corona. I: Methods of Calculating Coronal Fields](#) // *Sol. Phys.* — 1969. — Vol. 9, no. 1. — P. 131–149.
88. Selhorst C. L., Costa J. E. R., Silva A. V. R. [3-D Solar Atmospheric Model Over Active Regions](#) // *The Dynamic Sun: Challenges for Theory and Observations.* — Vol. 11 of ESA Special Publication. — 2005. — P. 9.1.
89. Fleishman Gregory D., Toptygin Igor N. [Stochastic particle acceleration by helical turbulence in solar flares](#) // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2013. — Mar. — Vol. 429, no. 3. — P. 2515–2526.
90. Wheatland M. S., Sturrock P. A., Roumeliotis G. [An Optimization Approach to Reconstructing Force-free Fields](#) // *Astrophys. J.* — 2000. — Vol. 540, no. 2. — P. 1150–1155.
91. Wiegelmann T. [Optimization code with weighting function for the reconstruction of coronal magnetic fields](#) // *Sol. Phys.* — 2004. — Vol. 219, no. 1. — P. 87–108.
92. Nita Gelu M., Fleishman Gregory D., Kuznetsov Alexey A. et al. [Three-dimensional Radio and X-Ray Modeling and Data Analysis Software: Revealing Flare Complexity](#) // *Astrophys. J.* — 2015. — Vol. 799, no. 2. — P. 236.
93. Crosby Norma B., Aschwanden Markus J., Dennis Brian R. [Frequency distributions and correlations of solar X-ray flare parameters](#) // *Sol. Phys.* — 1993. — Vol. 143, no. 2. — P. 275–299.
94. Lin R. P., Schwartz R. A., Kane S. R. et al. [Solar hard X-ray microflares](#) // *Astrophys. J.* — 1984. — Vol. 283. — P. 421–425.
95. Hannah I. G., Christe S., Krucker S. et al. [RHESSI Microflare Statistics. II. X-Ray Imaging, Spectroscopy, and Energy Distributions](#) // *Astrophys. J.* — 2008. — Vol. 677, no. 1. — P. 704–718.
96. Aschwanden Markus J. [Self-organized Criticality in Solar and Stellar Flares: Are Extreme Events Scale-free?](#) // *Astrophys. J.* — 2019. — Vol. 880, no. 2. — P. 105.
97. Shibata Kazunari, Isobe Hiroaki, Hillier Andrew et al. [Can Superflares Occur on Our Sun?](#) // *Publications of the Astronomical Society of Japan.* — 2013. — Vol. 65. — P. 49.

98. Maehara Hiroyuki, Shibayama Takuya, Notsu Shota et al. [Superflares on solar-type stars](#) // Nature. — 2012. — Vol. 485, no. 7399. — P. 478–481.
99. Aschwanden Markus J. [The State of Self-organized Criticality of the Sun During the Last Three Solar Cycles. I. Observations](#) // Sol. Phys. — 2011. — Vol. 274, no. 1-2. — P. 99–117.
100. Pérez Enriquez R., Miroshnichenko L. I. [Frequency distributions of solar gamma ray events related and not related with spes in 1980-1995](#) // Sol. Phys. — 1999. — Vol. 188, no. 1. — P. 169–185.
101. Newman MEJ. [Power laws, Pareto distributions and Zipf’s law](#) // Contemporary Physics. — 2005. — Vol. 46, no. 5. — P. 323–351.
102. Rosner R., Vaiana G. S. [Cosmic flare transients: constraints upon models for energy storage and release derived from the event frequency distribution.](#) // Astrophys. J. — 1978. — Vol. 222. — P. 1104–1108.
103. Lu Edward T., Hamilton Russell J. [Avalanches and the Distribution of Solar Flares](#) // Astrophys. J. — 1991. — Vol. 380. — P. L89.
104. Pal’shin V. D., Charikov Yu. E., Aptekar R. L. et al. [Konus- Wind and Helicon- Coronas-F observations of solar flares](#) // Geomagnetism and Aeronomy. — 2014. — Vol. 54, no. 7. — P. 943–948.
105. Schwartz R. A., Csillaghy A., Tolbert A. K. et al. [RHESSI Data Analysis Software: Rationale and Methods](#) // SoPh. — 2002. — Vol. 210. — P. 165–191.
106. Klaus Andreas, Yu Shan, Plenz Dietmar. [Statistical Analyses Support Power Law Distributions Found in Neuronal Avalanches](#) // PloS one. — 2011. — 05. — Vol. 6. — P. e19779.
107. Alstott Jeff, Bullmore Edward, Plenz Dietmar. [powerlaw: A Python Package for Analysis of Heavy-Tailed Distributions](#) // PloS one. — 2014. — 01. — Vol. 9. — P. e85777.
108. Scargle J. D., Norris J. P., Jackson B., Chiang J. [Studies in Astronomical Time Series Analysis. VI. Bayesian Block Representations](#) // Astrophys. J. — 2013. — Vol. 764. — P. 167.
109. Su Yang, Gan W. Q., Li Y. P. [On classification of RHESSI flares](#) // Advances in Space Research. — 2008. — Vol. 41, no. 6. — P. 988–991.
110. Sui Linhui, Holman Gordon D., Dennis Brian R. [Nonthermal X-Ray Spectral Flattening toward Low Energies in Early Impulsive Flares](#) // Astrophys. J. — 2007. — Vol. 670, no. 1. — P. 862–871.

111. Veronig Astrid M., Brown John C., Dennis Brian R. et al. [Physics of the Neupert Effect: Estimates of the Effects of Source Energy, Mass Transport, and Geometry Using RHESSI and GOES Data](#) // *Astrophys. J.* — 2005. — Vol. 621, no. 1. — P. 482–497.
112. White S. M., Kundu M. R., Bastian T. S. et al. [Multifrequency observations of a remarkable solar radio burst](#) // *Astrophys. J.* — 1992. — Vol. 384. — P. 656–664.
113. Bastian T. S., Fleishman G. D., Gary D. E. [Radio Spectral Evolution of an X-Ray-poor Impulsive Solar Flare: Implications for Plasma Heating and Electron Acceleration](#) // *Astrophys. J.* — 2007. — Vol. 666. — P. 1256–1267.
114. Fleishman G. D., Kontar E. P., Nita G. M., Gary D. E. [A Cold, Tenuous Solar Flare: Acceleration Without Heating](#) // *Astrophys. J.* — 2011. — Vol. 731. — P. L19.
115. Masuda S., Shimojo M., Kawate T. et al. [Extremely Microwave-Rich Solar Flare Observed with Nobeyama Radioheliograph](#) // *Publications of the Astronomical Society of Japan.* — 2013. — Vol. 65. — P. 1.
116. Fleishman Gregory D., Pal'shin Valentin D., Meshalkina Natalia et al. [A Cold Flare with Delayed Heating](#) // *Astrophys. J.* — 2016. — May. — Vol. 822, no. 2. — P. 71.
117. Kouveliotou Chryssa, Meegan Charles A., Fishman Gerald J. et al. [Identification of Two Classes of Gamma-Ray Bursts](#) // *Astrophys. J.* — 1993. — Vol. 413. — P. L101.
118. Garcia Howard A. [Temperature and Emission Measure from Goes Soft X-Ray Measurements](#) // *Sol. Phys.* — 1994. — Vol. 154, no. 2. — P. 275–308.
119. Akritas M. G., Bershady M. A. [Linear Regression for Astronomical Data with Measurement Errors and Intrinsic Scatter](#) // *Astrophys. J.* — 1996. — Vol. 470. — P. 706.
120. Nemmen R. S., Georganopoulos M., Guiriec S. et al. [A Universal Scaling for the Energetics of Relativistic Jets from Black Hole Systems](#) // *Science.* — 2012. — Vol. 338. — P. 1445.
121. Lysenko A. L., Altyntsev A. T., Meshalkina N. S. et al. [Statistics of 'Cold' Early Impulsive Solar Flares in X-Ray and Microwave Domains](#) // *Astrophys. J.* — 2018. — Vol. 856. — P. 111.
122. Arnaud K. A. [XSPEC: The First Ten Years](#) // *Astronomical Data Analysis Software and Systems V* / Ed. by G. H. Jacoby, J. Barnes. — Vol. 101 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series.* — 1996. — P. 17.

123. Lysenko Alexandra L., Anfinogentov Sergey A., Svinkin Dmitry S. et al. [Gamma-Ray Emission from the Impulsive Phase of the 2017 September 6 X9.3 Flare](#) // *Astrophys. J.* — 2019. — Jun. — Vol. 877, no. 2. — P. 145.
124. Kontar E. P., MacKinnon A. L., Schwartz R. A., Brown J. C. [Compton backscattered and primary X-rays from solar flares: angle dependent Green's function correction for photospheric albedo](#) // *Astron. Astrophys.* — 2006. — Feb. — Vol. 446, no. 3. — P. 1157–1163.
125. Zharkova V. V., Gordovskyy M. [The kinetic effects of electron beam precipitation and resulting hard X-ray intensity in solar flares](#) // *Astron. Astrophys.* — 2005. — Mar. — Vol. 432, no. 3. — P. 1033–1047.
126. Nita Gelu M., Gary Dale E., Lee Jeongwoo. [Statistical Study of Two Years of Solar Flare Radio Spectra Obtained with the Owens Valley Solar Array](#) // *Astrophys. J.* — 2004. — Vol. 605, no. 1. — P. 528–545.
127. Dulk G. A. [Radio emission from the sun and stars.](#) // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* — 1985. — Vol. 23. — P. 169–224.
128. Stahli M., Gary D. E., Hurford G. J. [High Resolution Microwave Spectras of Solar Bursts](#) // *Sol. Phys.* — 1989. — Sep. — Vol. 120, no. 2. — P. 351–368.
129. Melnikov V. F., Gary Dale E., Nita Gelu M. [Peak Frequency Dynamics in Solar Microwave Bursts](#) // *Sol. Phys.* — 2008. — Vol. 253, no. 1-2. — P. 43–73.
130. Kosugi Takeo, Dennis Brian R., Kai Keizo. [Energetic Electrons in Impulsive and Extended Solar Flares as Deduced from Flux Correlations between Hard X-Rays and Microwaves](#) // *Astrophys. J.* — 1988. — Vol. 324. — P. 1118.
131. Fleishman Gregory D., Loukitcheva Maria A., Kopnina Varvara Yu. et al. [The Coronal Volume of Energetic Particles in Solar Flares as Revealed by Microwave Imaging](#) // *Astrophys. J.* — 2018. — Vol. 867, no. 1. — P. 81.
132. Kuznetsov Alexey A., Nita Gelu M., Fleishman Gregory D. [Three-dimensional Simulations of Gyrosynchrotron Emission from Mildly Anisotropic Nonuniform Electron Distributions in Symmetric Magnetic Loops](#) // *Astrophys. J.* — 2011. — Vol. 742, no. 2. — P. 87.
133. Fleishman G. D., Melnikov V. F. [Gyrosynchrotron Emission from Anisotropic Electron Distributions](#) // *Astrophys. J.* — 2003. — Vol. 587, no. 2. — P. 823–835.
134. Melnikov V. F., Shibasaki K., Reznikova V. E. [Loop-Top Nonthermal Microwave Source in Extended Solar Flaring Loops](#) // *Astrophys. J.* — 2002. — Vol. 580, no. 2. — P. L185–L188.

135. Dennis B. R., Veronig A., Schwartz R. A. et al. [The neupert effect and new RHESSI measures of the total energy in electrons accelerated in solar flares](#) // *Advances in Space Research.* — 2003. — Vol. 32, no. 12. — P. 2459–2464.
136. Ackermann M., Ajello M., Allafort A. et al. [Fermi Detection of \$\gamma\$ -Ray Emission from the M2 Soft X-Ray Flare on 2010 June 12](#) // *Astrophys. J.* — 2012. — Vol. 745. — P. 144.
137. Murphy R. J., Kozlovsky B., Share G. H. et al. [Using Gamma-Ray and Neutron Emission to Determine Solar Flare Accelerated Particle Spectra and Composition and the Conditions within the Flare Magnetic Loop](#) // *Astrophys. J. Suppl.* — 2007. — Vol. 168. — P. 167–194.
138. Murphy R. J., Kozlovsky B., Kiener J., Share G. H. [Nuclear Gamma-Ray De-Excitation Lines and Continuum from Accelerated-Particle Interactions in Solar Flares](#) // *Astrophys. J. Suppl.* — 2009. — Vol. 183. — P. 142–155.
139. Shih A. Y., Lin R. P., Smith D. M. [RHESSI Observations of the Proportional Acceleration of Relativistic \$\gtrsim 0.3\$ MeV Electrons and \$\gtrsim 30\$ MeV Protons in Solar Flares](#) // *Astrophys. J.* — 2009. — Vol. 698. — P. L152–L157.
140. Murphy R. J., Dermer C. D., Ramaty R. [High-energy processes in solar flares](#) // *Astrophys. J. Suppl.* — 1987. — Vol. 63. — P. 721–748.
141. Crannell C. J., Crannell H., Ramaty R. [Solar gamma rays above 8 MeV](#) // *Astrophys. J.* — 1979. — Vol. 229. — P. 762–771.
142. Share G. H., Murphy R. J., Skibo J. G. et al. [High-Resolution Observation of the Solar Positron-Electron Annihilation Line](#) // *Astrophys. J.* — 2003. — Vol. 595. — P. L85–L88.
143. Kozlovsky B., Lingenfelter R. E., Ramaty R. [Positrons from accelerated particle interactions](#) // *Astrophys. J.* — 1987. — Vol. 316. — P. 801–818.
144. Hua X.-M., Lingenfelter R. E. [Solar flare neutron production and the angular dependence of the capture gamma-ray emission](#) // *Sol. Phys.* — 1987. — Vol. 107. — P. 351–383.
145. Omodei Nicola, Pesce-Rollins Melissa, Longo Francesco et al. [Fermi-LAT Observations of the 2017 September 10 Solar Flare](#) // *Astrophys. J.* — 2018. — Vol. 865, no. 1. — P. L7.
146. Kurt Victoria G., Yushkov Boris Yu., Galkin Vladimir I. et al. [CORONAS-F observation of gamma-ray emission from the solar flare on 2003 October 29.](#) — 2017. — Vol. 56. — P. 102–112.

147. Marschhäuser H., Rieger E., Kanbach G. [Temporal evolution of bremsstrahlung dominated gamma-ray spectra of solar flares](#) // High-Energy Solar Phenomena - a New Era of Spacecraft Measurements / Ed. by J. Ryan, W. T. Vestrand. — Vol. 294 of American Institute of Physics Conference Series. — 1994. — P. 171–176.
148. Rieger E., Gan W. Q., Marschhäuser H. [Gamma-Ray Line Versus Continuum Emission of Electron-Dominated Episodes During Solar Flares](#) // Sol. Phys. — 1998. — Vol. 183. — P. 123–132.
149. Trottet G., Vilmer N., Barat C. et al. [A multiwavelength analysis of an electron-dominated gamma-ray event associated with a disk solar flare](#) // Astron. Astrophys. — 1998. — Vol. 334. — P. 1099–1111.
150. Picozza P., Galper A. M., Castellini G. et al. [PAMELA A payload for antimatter matter exploration and light-nuclei astrophysics](#) // Astroparticle Physics. — 2007. — Vol. 27. — P. 296–315.
151. Wang H., Yurchyshyn V., Liu C. et al. [Strong Transverse Photosphere Magnetic Fields and Twist in Light Bridge Dividing Delta Sunspot of Active Region 12673](#) // Research Notes of the American Astronomical Society. — 2018. — Vol. 2, no. 1. — P. 8.
152. Anfinogentov Sergey A., Stupishin Alexey G., Mysh'yakov Ivan I., Fleishman Gregory D. [Record-breaking Coronal Magnetic Field in Solar Active Region 12673](#) // Astrophys. J. — 2019. — Aug. — Vol. 880, no. 2. — P. L29.
153. Sharykin Ivan N., Kosovichev Alexander G. [Onset of Photospheric Impacts and Helioseismic Waves in X9.3 Solar Flare of 2017 September 6](#) // Astrophys. J. — 2018. — Vol. 864, no. 1. — P. 86.
154. Share G. H., Murphy R. J. [Gamma Ray Spectroscopy in the Pre-HESSI Era](#) // High Energy Solar Physics Workshop - Anticipating Hess! / Ed. by R. Ramaty, N. Mandzhavidze. — Vol. 206 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series. — 2000. — P. 377.
155. Petrosian V., McTiernan J. M., Marschhäuser H. [Gamma-ray emission and electron acceleration in solar flares](#) // Astrophys. J. — 1994. — Vol. 434. — P. 747–755.
156. Pascoe D. J., Anfinogentov S., Nisticò G. et al. [Coronal loop seismology using damping of standing kink oscillations by mode coupling. II. additional physical effects and Bayesian analysis](#) // Astron. Astrophys. — 2017. — Vol. 600. — P. A78.

157. Anfinogentov Sergey A., Nakariakov Valery M., Pascoe David J., Goddard Christopher R. [Solar Bayesian Analysis Toolkit – a new Markov chain Monte Carlo IDL code for Bayesian parameter inference](#) // arXiv e-prints. — 2020. — P. arXiv:2005.05365.
158. Prince T. A., Forrest D. J., Chupp E. L. et al. [The Time History of 2.22 Mev Line Emission in Solar Flares](#) // International Cosmic Ray Conference. — 1983. — Vol. 4. — P. 79.
159. Hua X.-M., Kozlovsky B., Lingenfelter R. E. et al. [Angular and Energy-dependent Neutron Emission from Solar Flare Magnetic Loops](#) // Astrophys. J. Suppl. — 2002. — Vol. 140. — P. 563–579.
160. Kozlovsky B., Murphy R. J., Ramaty R. [Nuclear Deexcitation Gamma-Ray Lines from Accelerated Particle Interactions](#) // Astrophys. J. Suppl. — 2002. — Vol. 141. — P. 523–541.
161. Warmuth A., Mann G. [A model of the Alfvén speed in the solar corona](#) // Astron. Astrophys. — 2005. — Vol. 435, no. 3. — P. 1123–1135.
162. Kosovichev A. G., Zharkova V. V. [X-ray flare sparks quake inside Sun](#) // Nature. — 1998. — Vol. 393, no. 6683. — P. 317–318.
163. Bai T. [Two classes of gamma-ray/proton flares - Impulsive and gradual](#) // ApJ. — 1986. — Vol. 308. — P. 912–928.
164. Bai T., Sturrock P. A. [Classification of solar flares](#) // Annu. Rev. Astron. Astrophys. — 1989. — Vol. 27. — P. 421–467.
165. Lin R. P. [Relationship of solar flare accelerated particles to solar energetic particles \(SEPs\) observed in the interplanetary medium](#) // Advances in Space Research. — 2005. — Vol. 35. — P. 1857–1863.
166. Kocharov L., Laitinen T., Vainio R. et al. [Solar Interacting Protons Versus Interplanetary Protons in the Core Plus Halo Model of Diffusive Shock Acceleration and Stochastic Re-acceleration](#) // ApJ. — 2015. — Vol. 806. — P. 80.
167. Struminsky A. [Gamma-Ray Solar Flares and In Situ Particle Acceleration](#) // Space Weather of the Heliosphere: Processes and Forecasts / Ed. by C. Foullon, O. E. Malandraki. — Vol. 335 of IAU Symposium. — 2018. — P. 43–48.
168. Bruno A., Bazilevskaya G. A., Boezio M. et al. [Solar Energetic Particle Events Observed by the PAMELA Mission](#) // ApJ. — 2018. — Vol. 862. — P. 97.

169. Bogomolov E. A., Adriani O., Bazilevskaya G. A., et al. Spectra of Solar Neutrons with Energies of 10–1000 MeV in the PAMELA Experiment in the Flare Events of 2006–2015 // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. — 2017. — Vol. 81. — P. 132.