

Рентгеновское и гамма-излучение солнечных вспышек

А. Л. Лысенко¹, Д. Д. Фредерикс¹, Г. Д. Флейшман^{1,2},
Р. Л. Аптекарь¹, А. Т. Алтынцев³, С. В. Голенецкий¹, Д. С. Свинкин¹,
М. В. Уланов¹, А. Е. Цветкова¹, А. В. Ридная¹

¹ФТИ им. А. Ф. Иоффе, ул. Политехническая д. 26, Санкт-Петербург,
194021, Россия

²New Jersey Institute of Technology, University Heights, Newark, NJ
07102-1982, USA

³Институт Солнечно-Земной Физики, ул. Лермонтова д. 126А, Иркутск,
664033, Россия

Аннотация

Приводится краткий обзор современного состояния и актуальных проблем физики солнечных вспышек, которые можно прояснить методами рентгеновской и гамма-астрономии. Подробно рассмотрены несколько вопросов, среди которых – условия и механизмы ускорения электронов во вспышке, распределение вспышечной энергии между тепловой и нетепловой компонентами, гамма-излучение вспышек и его динамика, пространственная структура источников в рентгеновском и гамма-диапазонах. В данном контексте обсуждаются последние результаты российско-американского эксперимента *Konus-Wind*, отметившего в 2019 г. 25-летие непрерывной работы в космосе.

Содержание

1	Введение	2
2	Современные представления о солнечных вспышках	3
2.1	Наблюдения солнечных вспышек	3
2.2	Модели солнечных вспышек, их происхождение и энергетика	5
2.3	Механизмы ускорения частиц в солнечных вспышках	9
2.4	Открытые вопросы физики солнечных вспышек	10
3	Эксперимент <i>Konus-Wind</i>	11
4	Рентгеновское и гамма-излучение солнечных вспышек	12
4.1	Спектр рентгеновского излучения солнечных вспышек	12
4.2	Типы рентгеновских вспышек	13
4.3	Ограничения на механизмы ускорения частиц по наблюдениям в жёстком рентгеновском диапазоне	16
4.4	Гамма-излучение солнечных вспышек	19
4.4.1	Компоненты спектра солнечных вспышек в гамма-диапазоне	19
4.4.2	Гамма-излучение импульсной фазы вспышки	20
4.4.3	Продлённое гамма-излучение	23

4.5	Пространственная структура жёстких рентгеновских и гамма источников	24
4.5.1	Источники в основаниях петель и горячие петли	24
4.5.2	Корональные источники	25
4.5.3	Удалённые источники	26
4.5.4	Залимбовые вспышки	26

5	Заключение	29
----------	-------------------	-----------

1 Введение

Жизнь на Земле напрямую зависит от ближайшей к нам звезды – Солнца, которое обеспечивает большую часть тепла и света. Человечество понимало это на протяжении многих тысячелетий своей истории. Однако, с развитием современных технологий, в том числе – космического базирования, оказалось, что роль Солнца гораздо более разнообразна, а отдельные проявления солнечной активности могут оказывать деструктивное и даже разрушительное воздействие на технологическую инфраструктуру и здоровье человека.

Проявления солнечной активности чрезвычайно обширны: эволюционирующие корональные магнитные петли и джеты, наблюдаемые в ультрафиолетовой части спектра со спутников; корональные выбросы массы, регистрируемые в широком диапазоне длин волн от радио до ультрафиолета; солнечные вспышки – относительно кратковременные, сильные локальные уярчения, регистрируемые во всем многообразии электромагнитного спектра от радиоволн до жёсткого гамма-излучения, и многое другое. Зачастую, эти явления красивы и величественны, но в еще большей мере – сложны и запутанны для понимания и количественного описания.

В основе солнечной активности лежит солнечный магнетизм – комплекс динамических явлений, контролирующих генерацию магнитного поля и сопутствующих электрических токов, их эволюцию, диссипацию и конверсию в энергию нагрева, ускорения частиц и крупномасштабных движений плазмы. Эволюция активной области, следуя за движениями подфотосферной плазмы приводит к усилению электрических токов и накоплению свободной магнитной энергии. Часть этой энергии практически непрерывно диссипирует в тепловую энергию, а часть может привести к взрывному энерговыделению благодаря быстрому развитию той или иной неустойчивости. Так, в ходе солнечной вспышки магнитная энергия, запасенная в относительно большом объеме замагниченной короны, в результате комплекса физических явлений, обобщенно называемых «магнитным пересоединением», катастрофически выделяется за короткое время порядка нескольких минут или даже секунд [1, 2]. Вспышка часто сопровождается как крупномасштабной перестройкой магнитного поля, так и целым фейерверком вторичных проявлений (например, полярные сияния, наблюдаемые даже на других планетах Солнечной системы [3]).

Процессы магнитного пересоединения, сопровождающиеся нагревом плазмы и ускорением заряженных частиц, ответственны за многие транзиентные явления, наблюдаемые во Вселенной на широчайшей шкале расстояний, светимости и энерговыделения. Так, проявления магнитного пересоединения зафиксированы в самых разных местах солнечной системы: на Солнце [4, 5], в магнитосфере Земли [6, 7], в хвостах комет [8], и в солнечном ветре [9, 10]. По-видимому, магнитное пересоединение играет роль во многих астрофизических явлениях и объектах, таких как космологические гамма-всплески [11, 12, 13], происхождение масштабных радиоструктур («дуг» и «волокон») в области Галактического центра [14], «сверхсветовые» источники в квазарах [15], рентгеновское излучение горячего компонента межзвездной среды [16], ускорение частиц в аккреционных дисках активных галактических ядер [17, 18], а также вспышки на сильно замагниченных нейтронных звездах, т. н. «магнетарах» [19, 20, 21].

Исследования Солнца позволяют получить ограничения на параметры звездных моделей, в частности – звёздного магнитного поля и циклов звёздной активности [22, 23, 24], звёздного ветра [25, 26], выбросов массы [27] и динамики вспышечного излучения на звёздах [28]. В связи с этим трудно переоценить важность изучения Солнца, где структура магнитного поля, ускорение частиц, их распространение и взаимодействие могут быть исследованы вплоть до относительно малых пространственных масштабов и коротких временных интервалов. Такая детальная наблюдательная информация необходима для понимания динамических процессов, приводящих к магнитному пересоединению и сопровождающих его явлений, для физики солнечно-земных связей, прогнозирования космической погоды и ответа на важнейшие вопросы астробиологии.

2 Современные представления о солнечных вспышках

2.1 Наблюдения солнечных вспышек

Солнечная активность характеризуется периодичностью на различных временных масштабах (от 158 дней до тысячелетий) [29, 30], среди которых наиболее ярко выражен и известен одиннадцатилетний цикл активности. В качестве показателя солнечной активности часто используется относительное число солнечных пятен (число Вольфа), которое как правило хорошо коррелирует с числом солнечных вспышек.

Первое описанное наблюдение солнечной вспышки состоялось вблизи одного из максимумов солнечной активности, 1 сентября 1859 года, когда британский астроном Роберт Каррингтон наблюдал солнечную вспышку в оптическом диапазоне [31]. Данная вспышка, сопровождавшаяся сильным корональным выбросом массы (КВМ) и мощнейшей в истории геомагнитной бурей, в дальнейшем получила название «Каррингтоновского события».

С тех пор методы астрономических наблюдений, в частности – наблюдений Солнца – изменились радикально, а астрономия из оптической превратилась во всеволновую науку. Например, обнаружение солнечной активности в радиодиапазоне было тесно связано с прогрессом радиолокации в годы Второй мировой войны и впервые описано в научной литературе вскоре после ее окончания [32].

С началом космической эры стали доступны наблюдения в инфракрасном, ультрафиолетовом, рентгеновском и гамма-диапазонах электромагнитного спектра, а развитие технологии позволило расширить диапазон радионаблюдений в миллиметровую и субмиллиметровую части спектра.

Наблюдения высокоэнергичного электромагнитного излучения Солнца стали возможны с началом эпохи внеатмосферной астрономии в середине XX века. Первый продолжительный эксперимент по измерению потоков рентгеновского излучения был проведён на космическом аппарате (КА) «Спутник-2», запущенном 3 ноября 1957 г. [33], а в 1963–1965 гг. на геофизических ракетах удалось осуществить прямое фотографирование Солнца в рентгеновской и далёкой ультрафиолетовой областях спектра с помощью техники камеры-обскуры [34, 35].

В 1975 г. был запущен первый космический телескоп серии *GOES*, предназначенный для непрерывного мониторинга солнечного излучения в мягком рентгеновском диапазоне. Работа КА этой серии продолжается, на данный момент функционируют *GOES-15*, *GOES-16* и *GOES-17*. Потоки мягкого рентгеновского излучения в двух широких каналах *GOES* (1–8 Å и 0.5–4 Å) являются основой для наиболее распространённой классификации солнечных вспышек по мощности (классы А, В, С, М, X).

История наблюдений солнечной активности в жёстком рентгеновском и гамма-диапазонах на космических аппаратах в последние десятилетия представлена на рис. 1.

Большой вклад в наблюдения высокоэнергичного излучения Солнца внёсла обсерватория Solar Maximum Mission (*SMM*, [36]), которая проработала с февраля 1980 г. по декабрь 1989 г.

Важные результаты были получены телескопами, позволяющими строить изображения Солнца в жестком диапазоне электромагнитного спектра. Геометрия источников вспышек в мягком и жёстком рентгеновском диапазоне была исследована телескопами Soft X-ray Telescope (*SXT*) и Hard X-ray Telescope (*HXT*) японской космической обсерватории *Yohkoh* (1991–2001), и американской обсерватории *RHESSI* (2002–2018 гг [37]). Исключительная успешность исследований солнечных вспышек с использованием *RHESSI* [38, 39, 40, 41, 42] была обусловлена сочетанием высокого пространственного и спектрального разрешения, что позволило строить рентгеновские изображения в различных энергетических интервалах и таким образом разделить вклад излучения различной природы. К ограничениям *RHESSI* следует отнести относительно низкое временное разрешение 4 с, обусловленное периодом вращения КА и недостаточное для диагностики ускорения частиц на самых коротких временных масштабах [43], и наличие продолжительных пробелов в наблюдениях, связанных с прохождением КА

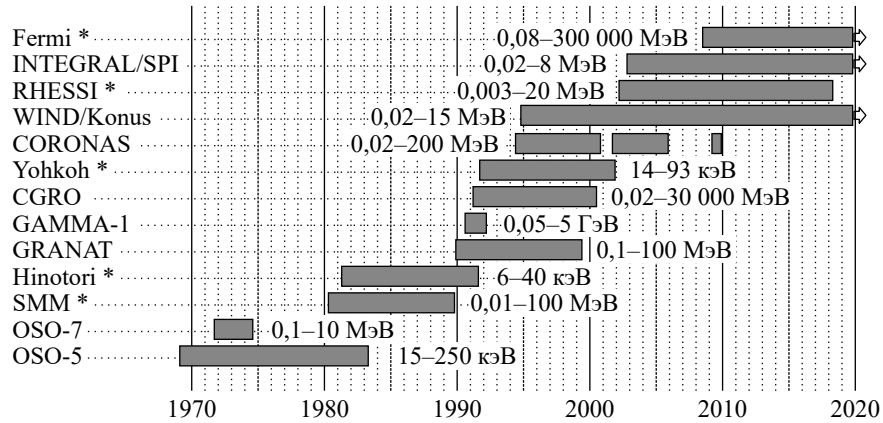


Рис. 1: Наблюдения солнечной активности в жёстком рентгеновском и гамма-диапазоне на космических аппаратах в последние десятилетия. Звездочками отмечены эксперименты с возможностью построения изображения.

области Южно-Атлантической аномалии и его затенениями Землёй.

Среди отечественных инструментов можно выделить эксперимент *GAMMA-1*, проводивший наблюдения в диапазоне до 5 ГэВ [44] в 1990–1992 гг. С 1994 по 2009 гг. с перерывами, сменяя друг друга, работали солнечные космические обсерватории серии *CORONAS*. На одной из них, *CORONAS-F*, в 2001–2005 гг. проводился эксперимент с возможностью детектирования высокоэнергетичного излучения SONG (Solar Neutrons and Gamma rays) в диапазоне 0.05–140 МэВ. Помимо гамма-излучения, инструмент регистрировал нейтроны с энергиями >20 МэВ [45]. Другой инструмент обсерватории *CORONAS-F*, гамма-спектрометр Helicon, осуществлял наблюдения в диапазоне 10 кэВ–10 МэВ [46].

В настоящее время данные наблюдений Солнца в жёстком рентгеновском и гамма-диапазонах предоставляют эксперименты *Konus-Wind* [47], *Fermi-GBM* [48] и *Fermi-LAT* [49], а также КА *INTEGRAL* [50], которые изначально проектировались в первую очередь для изучения объектов вне солнечной системы, но внесли и существенный вклад в развитие физики Солнца [51, 52, 53, 54].

2.2 Модели солнечных вспышек, их происхождение и энергетика

Солнечная вспышка инициируется над активными областями в солнечной короне, где доминирует энергия магнитного поля [56]. В активных областях магнитное поле очень велико: фотосферное магнитное поле может достигать 6 кГс [57, 58, 59], а корональное – 4 кГс [60] в основании короны

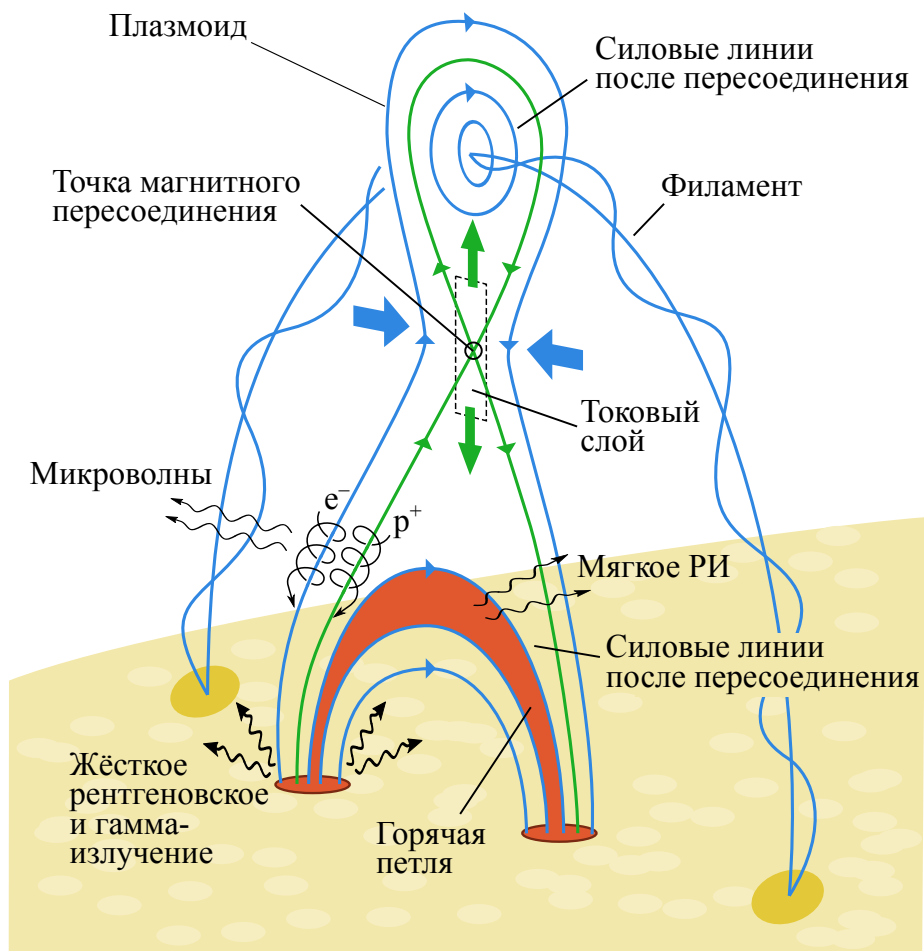


Рис. 2: Стандартная модель солнечной вспышки, рисунок адаптирован из [55]. Вспышку инициирует подъём филамента, в результате чего происходит магнитное пересоединение, приток холодной плазмы с боков петли (синие горизонтальные стрелки) и отток горячей плазмы вверх и вниз (зелёные вертикальные стрелки). 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 вспыхивающие петли после пересоединения и излучает в мягком рентгеновском диапазоне.

и несколько сотен Гс на высотах 20–30 Мм [2, 61, 62]. Степень «замагниченности» солнечной плазмы обычно характеризуется величиной параметра, называемого «плазменной бета» (β), которая равна отношению газодинамического и магнитного давлений. Характерные значения β в короне порядка 0.001–0.01, так что в солнечной короне отсутствуют силы, которые могли бы уравновесить магнитную составляющую силы Лоренца. Связи с этим в стационарном состоянии электрический ток должен быть направлен почти вдоль направления магнитного поля, что приводит к «бессиловым» конфигурациям магнитного поля. Нестационарные процессы, происходящие под влиянием изменения конфигурации сильных локальных магнитных полей, приводят к динамическим явлениям, таким как солнечные вспышки, выбросы массы, джеты и др.

В шестидесятых-семидесятых годах XX века была разработана «стандартная модель» солнечной вспышки [63, 64, 65, 66]. Она предполагает высвобождение энергии, накопленной в непотенциальном магнитном поле активной области, за счёт быстрого перестроения его структуры, «магнитного пересоединения». Согласно модели, пересоединение происходит в токовом слое вблизи нейтральной точки вспышечной петли (см. Рис. 2), находящейся в солнечной короне на высоте нескольких десятков тыс. км. Магнитное пересоединение может быть спровоцировано подъёмом филамента [63] (магнитная трубка на Рис. 2) или перекручиванием петли вследствие сдвига оснований петель друг относительно друга [64]). В обоих случаях стандартная модель предполагает выброс (эрупцию) макроскопических объёмов корональной плазмы – восходящий плазмод на Рис. 2. Плазмод представляет собой объём плазмы, ограниченный закрученной магнитной трубкой [55], который впоследствии трансформируется в корональный выброс массы (КВМ).

Освободившаяся в результате пересоединения энергия, помимо кинетической энергии плазмоида, расходуется на непосредственный нагрев окружающей плазмы, а также – на ускорение заряженных частиц: электронов и ионов.

Часть ускоренных частиц покидает Солнце и может впоследствии регистрироваться в межпланетном пространстве как солнечные космические лучи (СКЛ), энергия которых достигает нескольких ГэВ/нуклон для ионов [67, 68] и нескольких МэВ для электронов [69, 70]. Другая их часть, которая, в основном, и ответственна за электромагнитное излучение вспышки, захватывается в магнитных ловушках, либо движется вдоль силовых линий магнитного поля вниз, к поверхности Солнца.

Кинематику этой части ускоренных частиц можно условно разделить на пять концептуально различных физических процессов (хотя некоторые из них могут совпадать друг с другом во времени и/или пространстве): ускорение частиц, их инжекция во вспышечную петлю, распространение в петле, захват в ловушке и высыпание в основания петли. Распространяясь в петле, электроны порождают гиротронное излучение, наблюдаемое на частотах от долей до нескольких десятков–сотен ГГц. При достижении плотной солнечной хромосферы, нетепловые электроны испы-

тывают частые столкновения с ионами окружающей плазмы и испускают интенсивное тормозное излучение. Это излучение наблюдается в жёстком рентгеновском и гамма-диапазонах на энергиях до десятков и сотен кэВ, а в некоторых вспышках и до ~ 10 МэВ; более подробно этот вопрос рассмотрен в Разделе 4. Под воздействием высокоэнергичных ускоренных частиц, высыпавшихся в хромосферные основания корональных магнитных петель, хромосферная плазма нагревается и расширяется, а максвелловские (термализованные) электроны в ней порождают тормозное излучение, наблюдаемое в мягком рентгеновском, ультрафиолетовом и радио диапазонах.

Вследствие своей большей массы, ионы в атмосфере Солнца теряют энергию менее эффективно, чем электроны, так что интенсивность их тормозного излучения неизмеримо мала. Ускоренные ионы детектируются, в основном, по излучению в гамма-диапазоне благодаря ядерным реакциям, в которые они вступают при столкновениях с ионами окружающей плазмы. Гамма-излучение солнечных вспышек наблюдается как в ядерных линиях (энергии $\sim 1-10$ МэВ), так и в высокоэнергичном континууме (энергии $\gtrsim 10$ МэВ) [71, 72].

Электроны, двигающиеся вдоль вспышечной петли, с достаточно большими питч-углами, т.е. большими углами относительно локального вектора магнитного поля, могут отражаться от области с сильным магнитным полем и захватываться в магнитные ловушки. При движении в магнитной ловушке электроны тратят свою энергию на гиротронное излучение в микроволновом диапазоне и на столкновения с окружающей плазмой.

Часто во вспышках наблюдается высокая корреляция между временным профилем излучения в мягком рентгеновском диапазоне и интегралом по времени от профиля в жёстком рентгеновском и микроволновом диапазонах (эффект Ньюперта [73]). Интерпретация данного явления состоит в том, что в таких событиях исходно свободная магнитная энергия преобразуется в энергию ускоренных нетепловых частиц, которые затем тратят ее на нагрев окружающей плазмы. Остывание плазмы происходит медленнее, чем её нагрев за счёт ускоренных частиц; таким образом, нетепловая энергия «аккумулируется» в плазме и постепенно высвечивается в мягком рентгеновском, ультрафиолетовом и оптическом диапазонах.

Описанная выше стандартная модель хорошо подходит для объяснения морфологии многих, но далеко не всех наблюдательных явлений, сопровождающих солнечные вспышки. С широким, но не исчерпывающим списком альтернативных (и дополняющих стандартную) топологических моделей можно ознакомиться на сайте лаборатории солнечных исследований университета Беркли <http://solarmuri.ssl.berkeley.edu/~hudson/cartoons/>. Среди них стоит выделить модели вспышек, происходящих из-за взаимодействия двух и более близкорасположенных магнитных петель [74, 75, 76, 53, 77]. Подобные модели описывают многие «компактные» вспышки, не сопровождающиеся выбросами [78].

Ограниченность стандартной модели можно проиллюстрировать, например, сравнением (весьма скромной) магнитной энергии, сосредоточенной в токовом слое, с энергией, выделяющейся во вспышке. Расхождение меж-

ду ними составляет несколько порядков величины [2], так что магнитное энерговыделение должно происходить в объеме гораздо большем, чем объем токового слоя. Аналогичный вывод подсказывает и анализ «проблемы числа электронов»: во вспышке могут ускоряться до 10^{36} электронов, которые, основываясь на типичных плотностях корональной плазмы, должны занимать объем $10\text{--}100 \text{ Мм}^3$ [79], что намного превышает объем токового слоя. В рамках стандартной модели возникает и значительное число противоречий на уровне микроскопической физики ускорения и распространения частиц: например, проблема сильных обратных токов, неизбежно возникающих при направленном движении заряженных частиц в плазме [80, 81, 82]. В недавней работе [2] на основании микроволновых данных высокого пространственного и спектрального разрешения показано, что резкое затухание магнитного поля во вспышке происходит в намного большем объеме, чем токовый слой, а именно, во всём объеме «каспа» – от точки пересоединения до тепловой петли (Рис. 2).

Солнечные вспышки являются самыми энергичными событиями в Солнечной системе. В работе [83] для 38 эруптивных вспышек был оценен полный бюджет свободной магнитной энергии и энергия отдельных компонентов вспышки, включая энергию теплового излучения нагретой плазмы, энергию ускоренных электронов и ионов, и энергию КВМ. Для рассмотренных событий свободная магнитная энергия вспышки находилась в пределах $(1\text{--}30) \times 10^{32}$ 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% ; при этом не было обнаружено какой-либо корреляции между количеством энергии в том или ином компоненте для индивидуального события.

2.3 Механизмы ускорения частиц в солнечных вспышках

Единственным источником ускорения заряженных частиц, понимаемого как увеличение их энергии по сравнению с начальной (например, тепловой), является работа электрического поля над частицей. При этом, существенного ускорения можно достичь только тогда, когда темп набора энергии превышает темп её потерь на столкновения и излучение, то есть ускоряющее поле должно быть в определенном смысле сильным.

Удивительно, что на этом выводе и заканчивается достигнутый на сегодня консенсус. Очевидно, что быстрое перестроение структуры магнитного поля порождает достаточно сильное электрическое поле, которое может приводить к ускорению заряженных частиц. При этом, несмотря на активные многолетние теоретические исследования, роли различных конкретных механизмов ускорения во вспышках до конца не выяснены. Также пока еще в точности не понятно, работает ли во вспышках один «универсальный» механизм ускорения, или в разных случаях могут работать различные механизмы.

В настоящее время рассматриваются две большие группы механизмов ускорения – регулярные и стохастические. В первом случае ускорение происходит за счёт регулярного электрического поля, например, в вертикальном токовом слое, постулируемом в рамках стандартной модели [84, 85, 86, 87, 88] и максимальные энергии ускоренных частиц определяются величиной поля, размерами области ускорения и дрейфами, эвакуирующими заряженные частицы из этого токового слоя.

Разновидностью регулярного ускорения является так называемое бетатронное ускорение в коллапсирующей магнитной ловушке [89, 90]. Отметим, что регулярные механизмы «в чистом виде» позволяют ускорение электронов только до относительно небольших энергий $\sim 10\text{--}100$ кэВ.

Стохастические механизмы ускорения предполагают наличие турбулентности в той или иной форме; например, в форме ансамбля случайных волн, вихрей и/или пульсаций. В этом случае при взаимодействии между волнами и частицами, в среднем превалирует передача энергии от волн частицам, так что их энергия увеличивается за счет энергии макроскопических возмущений [91, 92]. Стохастические механизмы могут включать как резонансное [93, 94], так и нерезонансное ускорение [95, 96, 97]. Такие «классические» механизмы позволяют получить нетепловые электроны с энергиями порядка 1 МэВ и выше, но время ускорения как правило оказывается слишком долгим по сравнению с ограничениями, вытекающими из наблюдений. Стохастическое ускорение также может происходить и в сильнофрагментированном электрическом поле, не описываемом суперпозицией отдельных МГД или плазменных волн [98, 99, 100, 87, 101, 102]. В этом случае заряженные частицы могут ускоряться до больших энергий на субсекундных временных интервалах [103].

В качестве вторичного механизма ускорения электронов и ионов рассматривается ускорение на ударной волне. Ускорение ионов на ударной волне от КВМ считают основным механизмом при генерации высокоэнергетичных СКЛ, регистрируемых в межпланетном пространстве на энергиях, достигающих единиц ГэВ [104, 105].

2.4 Открытые вопросы физики солнечных вспышек

Отметим, что список нерешенных проблем и открытых вопросов физики солнечных вспышек чрезвычайно широк и далеко не исчерпывается очевидной неполнотой стандартной модели [106]. В частности, остается неясным, где именно запасена энергия, выделяющаяся во вспышке? Как стабильное магнитное поле переходит в нестабильное и при каких условиях происходит магнитное пересоединение? Что первично, солнечная вспышка или корональный выброс массы? С чем связано распределение энергии во вспышке между различными компонентами? Где ускоряются заряженные частицы? Каковы механизмы их ускорения? Какова максимальная эффективность ускорения частиц и чем она определяется? Каковы максимальные энергии частиц, ускоренных в солнечных вспышках?

Ответы на эти вопросы требуют привлечения современных данных высокого пространственного и временного разрешения из всех диапазонов электромагнитного спектра, детальных теоретических исследований и трехмерного моделирования. В данной статье мы ограничены в основном рентгеновским и гамма-диапазоном, которые в первую очередь дают информацию о нетепловых частицах – процессах их ускорения, переноса и потерь энергии [107]. Далее мы более подробно рассмотрим некоторые вопросы, связанные с феноменологией и механизмами генерации высокоэнергичного излучения солнечных вспышек, в поисках ответов на которые важную роль сыграли результаты, полученные в ходе совместного российско-американского космического эксперимента *Konus-Wind*.

3 Эксперимент *Konus-Wind*

Эксперимент *Konus-Wind* проводится лабораторией экспериментальной астрофизики ФТИ им. А. Ф. Иоффе с ноября 1994 г. по настоящее время с помощью российского спектрометра *Konus* [47] на борту американской космической обсерватории *GGW-Wind* (NASA, США). Основной задачей эксперимента является исследование космических гамма-всплесков [108, 109], вспышек мягких гамма-репитеров (магнитаров) [110, 111], солнечных вспышек и других транзиентных астрофизических явлений в жёстком рентгеновском и мягком гамма-диапазоне.

Важнейшим преимуществом эксперимента *Konus-Wind* является расположение КА *Wind* вблизи точки L1 системы Солнце–Земля, на расстоянии $\sim 1,5$ млн. км. от Земли, что обеспечивает стабильную фоновую обстановку, не подверженную влиянию зон захваченной радиации, и непрерывный обзор всего неба в отсутствие его затенения Землёй. Спектрометр *Konus-Wind*, включающий два сцинтилляционных детектора NaI(Tl) с широким диапазоном регистрируемых энергий гамма-квантов (~ 20 кэВ–15 МэВ), работает в двух режимах: фоновом и триггерном. В фоновом режиме доступны непрерывно регистрируемые скорости счета фотонов (временные профили) в трёх широких энергетических каналах – G1 (~ 20 –80 кэВ), G2 (~ 80 –300 кэВ) и G3 (300–1200 кэВ) с временным разрешением 2.944 с. В триггерном режиме, предназначенном для детального исследования ярких транзиентных событий, идёт запись временных профилей излучения в тех же каналах G1, G2, G3, но с высоким (до 2 мс) разрешением, наряду с регистрацией многоканальных спектров в энергетическом диапазоне 20 кэВ–15 МэВ, который покрывает область излучения ускоренных электронов и ионов в солнечных вспышках.

За 25 лет непрерывных наблюдений в эксперименте *Konus-Wind* зарегистрировано более 1000 солнечных вспышек в триггерном режиме и около 13000 вспышек – в фоновом. Таким образом, *Konus-Wind* является уникальным аналогом инструмента *GOES*, но работающим в жёстком рентгеновском диапазоне. Годичная статистика наблюдений в триггерном режиме за более чем два полных цикла солнечной активности представлена на

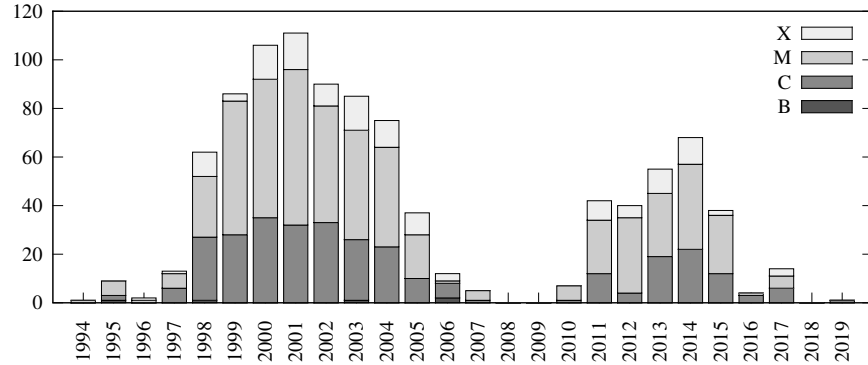


Рис. 3: Годичное распределение количества солнечных вспышек, зарегистрированных *Konus-Wind* в триггерном режиме.

Рис. 3. Временные профили и спектральные данные по всем вспышкам, зарегистрированным в триггерном режиме, находятся в открытом доступе на сайте ФТИ им. Иоффе по адресу <http://www.ioffe.ru/LEA/kwsun/>, а также доступны для непосредственной загрузки через интернет при работе в среде OSPEX/SSW.

Несмотря на то, что систематический анализ данных *Konus-Wind* в контексте физики Солнца начался относительно недавно, они широко используются для исследований рентгеновского и гамма-излучения солнечных вспышек [52, 53, 112, 113, 77, 114, 115, 116, 117, 118, 119, 120].

4 Рентгеновское и гамма-излучение солнечных вспышек

4.1 Спектр рентгеновского излучения солнечных вспышек

Рентгеновское излучение солнечных вспышек определяется процессами, связанными с торможением электронов в атмосфере Солнца. 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 атомных линиях [121, 122, 123]. Одной из наиболее ярких линий в мягком рентгеновском диапазоне является линия комплекса FeXXV/FeXX вблизи 6,7 кэВ.

Тормозное излучение ускоренных электронов приходится на жёсткий рентгеновский и гамма-диапазон. Форма его спектра определяется спектром инжектированных электронов и характеристиками тормозящей сре-

ды.

Спектры нетепловых электронов обычно хорошо описываются различными разновидностями степенного закона; например, одиночным степенным законом, двойным степенным законом либо с уплощением либо с укрупнением на высоких энергиях, степенными законами с резким обрывом выше некоторой энергии и др. В целом эти феноменологические зависимости согласуются с имеющимися теоретическими представлениями и моделями ускорения и переноса частиц [91, 124, 125].

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. Часто рассматривают два предельных случая – модели «тонкой мишени» и «толстой мишени». В модели тонкой мишени нетепловые электроны теряют в среде только незначительную часть своей энергии, так что энергетический спектр излучающих электронов остается неизменным и спектральный индекс фотонов определяется как $\gamma_{\text{thin}} = \delta + 1$ [126]. Во втором случае, нетепловые электроны инжектируются в «толстую мишень» и теряют в столкновениях всю свою энергию. Из-за формы зависимости сечения кулоновских столкновений от энергии налетающего электрона, степенной индекс энергетического спектра нетепловых электронов в толстой мишени уменьшается на 2 по сравнению со спектром инжектируемых в мишень электронов. Соответственно, степенной индекс фотонного спектра связан со спектральным индексом инжектируемых электронов как $\gamma_{\text{thick}} = \delta - 1$ [127, 128].

Нередко жёсткий рентгеновский спектр вспышки даже от одностепенного спектра ускоренных электронов не описывается простым степенным законом [129]. Причиной тому может служить неоднородная ионизация [130], комптоновское альbedo [131] или обратный ток [82].

4.2 Типы рентгеновских вспышек

На основе временных, спектральных и пространственных данных обсерваторий *Hinotori* и *SMM* в работах [132] и [133] рентгеновские вспышки были условно разделены на три типа:

- тип А – горячие тепловые вспышки, наблюдаемые на энергиях < 50 кэВ, характеризуются компактными вспышечными петлями (< 5 Мм.), плавными временными профилями и длительностями порядка десятка минут, природой которых является тепловое излучение нагретой плазмы с температурой до 50 МК.
- тип В – импульсные нетепловые вспышки, с характерными длительностями каждого импульса порядка десятков секунд. Размеры вспышечных петель в этих случаях составляют порядка 20 Мм. Для данного типа событий жёсткое рентгеновское излучение может наблюдаться на энергиях, достигающих сотен кэВ и характеризоваться спектральной

эволюцией «мягкий-жесткий-мягкий». В [134, 135] показано, что такая эволюция является скорее всего свойством самого механизма ускорения, а не следствием распространения частиц. Пример вспышки типа В, зарегистрированной в эксперименте *Konus-Wind*, представлен на рис. 4, слева.

- тип С – постепенные нетепловые вспышки с плавно изменяющимися потоками жесткого рентгеновского и микроволнового излучения. Для вспышек этого типа характерна сложная система высоких (~50 МэВ) петель и длительности порядка десятков минут [136, 137, 138, 139]. Спектральная эволюция излучения в жестком рентгеновском диапазоне описывается законом «мягкий-жесткий-еще жестче». 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 [136, 138]. Пример вспышки типа С, зарегистрированной в эксперименте *Konus-Wind*, представлен на рис. 4, справа.

Предположительно, «тепловые» вспышки типа А (их примеры можно найти в [140, 141]) возникают в результате прямого нагрева корональной плазмы энергией, выделяющейся при магнитном пересоединении, в то время как во вспышках типа В и С значительная часть выделяющейся магнитной энергии расходуется на ускорение частиц. Разумеется, наличие ускорения частиц во вспышке не исключает прямого нагрева плазмы за счёт дополнительных механизмов. Наиболее распространены как раз такие вспышки, в которых нагрев осуществляется как непосредственно, так и за счёт потерь энергии ускоренных электронов [142] и, возможно, ионов.

В [143] выделено два основных компонента теплового излучения. Первый связан с непосредственным нагревом и характеризуется большей температурой и меньшей мерой эмиссии. Второй компонент, для которого характерны умеренная температура и большая мера эмиссии является следствием влияния ускоренных частиц. Он возникает под действием цепочки динамических процессов, которая включает в себя гидродинамический отклик хромосферной и корональной плазмы на поток высыпавшихся нетепловых электронов.

Хотя ускорение заряженных частиц может сосуществовать с «прямым» нагревом плазмы, в литературе описаны события, в которых подавляющая часть энергии расходуется на ускорение частиц, тогда как прямой нагрев отсутствует или неизмеримо мал. Такие события недавно были выделены в отдельный тип [112], поскольку в них потенциально гораздо проще исследовать цепочку преобразования выделяющейся магнитной энергии в другие формы энергии. К этому типу относят события, в которых значительное нетепловое излучение сопровождается сравнительно слабым тепловым откликом [144, 145, 146, 147, 53], т.н. «холодные» вспышки. Анализ их энергетического баланса показывает, что для наблюдаемого нагрева плазмы достаточно только энергии, запасённой в ускоренных электронах, без

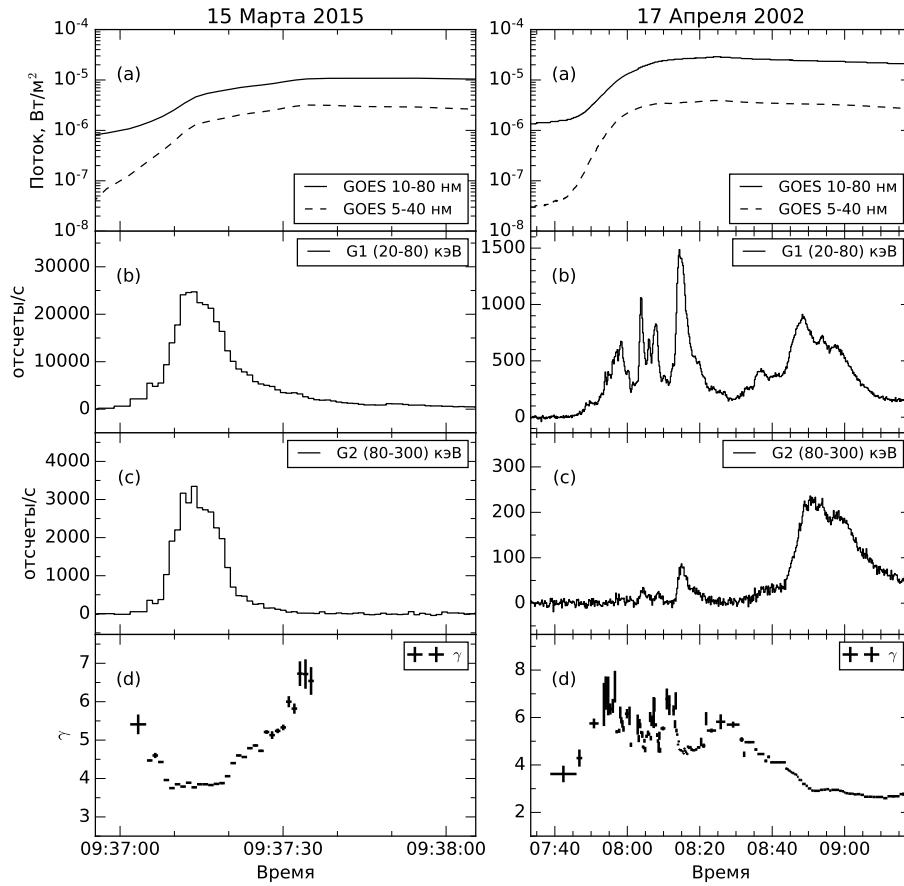


Рис. 4: Слева: пример солнечной вспышки типа В, зарегистрированной в эксперименте *Konus-Wind*. Справа: пример солнечной вспышки типа С, зарегистрированной в эксперименте *Konus-Wind*. (а) временные профили мягкого рентгеновского излучения, зарегистрированные инструментом *GOES*; (б) временной профиль жёсткого рентгеновского излучения в канале G1 *Konus-Wind*; (в) временной профиль жёсткого рентгеновского излучения в канале G2 *Konus-Wind*; (д) спектральный индекс жёсткого рентгеновского излучения, оцененный по данным *Konus-Wind*.

привлечения механизмов непосредственного нагрева [148]. 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 примесь теплового излучения на импульсной фазе мала.

В работе [112] среди солнечных вспышек, зарегистрированных *Konus-Wind* в триггерном режиме в 1994–2017 гг., был проведён систематический поиск «холодных» вспышек на основании соотношения между потоками нетеплового (*Konus-Wind*) и теплового (*GOES*) излучения. Статистический анализ отобранных событий в жёстком рентгеновском и микроволновом диапазоне выявил, что часть «холодных» вспышек происходит в компактных плотных петлях с высокими магнитными полями, в то время как другие ассоциируются с низкими магнитными полями и разреженной плазмой. Тем не менее, для обеих групп характерны более жёсткие спектральные индексы, чем для «средней» вспышки. Остаётся неясным, являются ли более жёсткие спектры «холодных» вспышек особенностью ускорительного процесса или же разновидностью эффекта селекции. Например, в случае более жёстких спектров, высыпавшиеся электроны могут проникать в более глубокие слои атмосферы Солнца, за счёт чего испарение хромосферной плазмы может быть подавлено. Сформированная выборка вспышек, в которых доминирует нетепловое излучение, окажется, без сомнения, чрезвычайно полезна для детального исследований процессов ускорения частиц, передачи их энергии тепловой плазме, эволюции тепловой плазмы и динамики распределения энергии во вспышках [148].

4.3 Ограничения на механизмы ускорения частиц по наблюдениям в жёстком рентгеновском диапазоне

Жёсткое рентгеновское излучение солнечных вспышек наблюдается на различных временных масштабах, от коротких субсекундных пиков до плавных многочасовых событий. До сих пор неясно, ответственны ли в этих случаях различные механизмы ускорения, или же длительные всплески являются суперпозицией более коротких [149].

Короткие пики жёсткого рентгеновского излучения можно рассматривать как проявления коротких дискретных эпизодов ускорения [150], длительность которых связывают с размерами области [151, 152] и с длительностью процесса пересоединения [153]. Таким образом, анализ подобных «элементарных» всплесков позволяет получить ограничения на механизмы ускорения.

Важным параметром ускорения является величина электрического поля, в частности, по отношению к т. н. драйсеровскому полю [154]. Драйсеровское поле – это критическая величина внешнего электрического поля, при которой для основного количества электронов с тепловой скоростью электрическая сила Лоренца уравновешена силой трения. При кулоновских столкновениях сила трения обратно пропорциональна квадра-

ту скорости электрона [155]. При значениях поля меньше драйсеровского, «субдрайсеровских», ускоряться могут только быстрые частицы, находящиеся в «хвосте» максвелловского распределения скоростей. При значениях поля, превышающего драйсеровское, «супердрайсеровских», ускоряются большинство частиц. Значение драйсеровского поля для электронов может быть оценено как $E_D \approx 10^{-8} n/T$, В/см [155], где n – концентрация плазмы в см^{-3} , а T – её температура в К.

Для типичных параметров плазмы в области ускорения драйсеровское поле составляет $E_D \sim 10^{-4}$ В/см. Оценим время τ , необходимое для ускорения электрона в таком поле до характерной энергии 0,5 МэВ, исходя из II закона Ньютона $\Delta \mathbf{p}/\Delta t = \mathbf{F}$. Пренебрегая начальной тепловой скоростью электрона, получаем $p/\tau = eE_D$, где p – релятивистский импульс электрона с энергией 0,5 МэВ, e – его заряд, что даёт время ускорения $\tau \sim 300$ мс. Данная оценка подтверждает принципиальную важность измерений временной структуры и спектров жесткого рентгеновского излучения с разрешением существенно короче одной секунды, предусмотренных триггерным режимом эксперимента *Konus-Wind*.

В недавней работе [77] получены оценки на величину ускоряющего электрического поля и временные масштабы ускорения во вспышке класса М9.3, произошедшей 4 августа 2011 г. В самом начале импульсной фазы данного события были зарегистрированы субсекундные пики, наблюдавшиеся как в микроволновом диапазоне радиотелескопом NoRP, так и в жёстком рентгеновском диапазоне (*Konus-Wind*, *Fermi-GBM*). Несмотря на высокую корреляцию временных профилей измеренных в различных диапазонах, наблюдаются задержки порядка десятков миллисекунд между жёстким рентгеновским излучением на различных энергиях (~ 20 , ~ 50 , ~ 100 , ~ 200 и ~ 300 кэВ). Эти задержки находятся в пределах 80 мс и совместимы с задержками, обусловленными разницей во времени распространения для электронов разных скоростей от вершины до оснований петли. Поскольку для ускорения электронов до больших энергий требуется более длительное время, временной масштаб ускорения до максимальных наблюдаемых в данной вспышке энергий (~ 500 кэВ) должен быть заметно меньше задержек распространения и, таким образом, не должен превышать $\tau \sim 50$ мс. Снова отталкиваясь от соотношения $p/\tau = eE$, получаем нижний предел для напряжённости электрического поля $\sim 6 \times 10^{-4}$ В/см, что в несколько раз превышает значение драйсеровского поля. Такие величины поля и временных масштабов ускорения несовместимы со стохастическими механизмами ускорения на плазменных турбулентностях, подразумевающими времена ускорения $\gtrsim 0.5$ с [156].

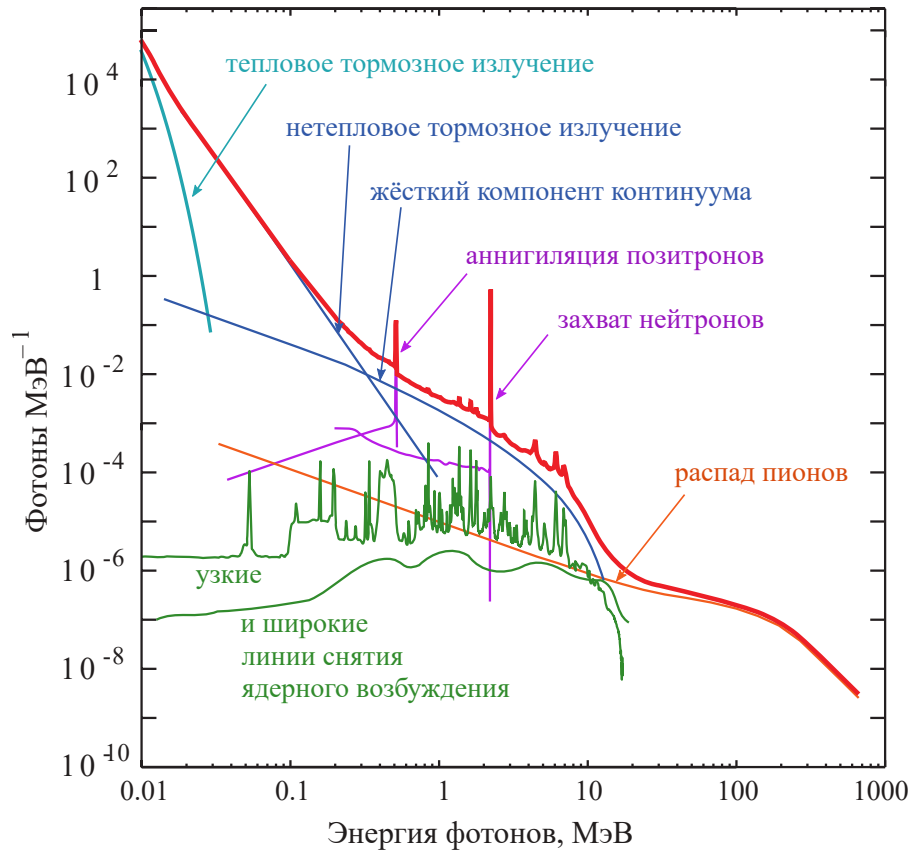


Рис. 5: Пример спектра рентгеновского и гамма-излучения солнечной вспышки: два компонента тормозного излучения электронов (синие линии), линии снятия возбуждения ядер (зелёная линия), излучение от аннигиляции позитрона и электрона (салатовая линия), линия 2.223 МэВ захвата нейтрона протоном (зелёная линия), излучения от распада пионов (оранжевая линия), суммарный спектр (красная линия).

4.4 Гамма-излучение солнечных вспышек

4.4.1 Компоненты спектра солнечных вспышек в гамма-диапазоне

Излучение солнечных вспышек в гамма-диапазоне, в отличие от жёсткого рентгеновского диапазона, является суперпозицией нескольких компонентов [157, 158, 71]. В него вносят вклад как ультрарелятивистские электроны, порождающие континуум тормозного излучения, так и ускоренные ионы, которые наблюдаются через излучение продуктов ядерных реакций в атмосфере Солнца. Модельный спектр гамма-излучения солнечной вспышки представлен на Рис. 5.

Континуум тормозного излучения в гамма-диапазоне во многих случаях может быть описан простым степенным законом [159, 38]. В то же время, для некоторых событий было отмечено, что спектр континуума на энергиях выше $\gtrsim 0.5\text{--}1$ МэВ заметно уплощается по сравнению с его более мягкой частью [160, 161, 113]. В [160] подобное ужесточение спектра учитывается введением дополнительного компонента, степенной функции с экспоненциальным завалом в области высоких энергий (CPL) (см. Рис. 5), а для вспышек, исследованных в [161] и [113] континуум был успешно описан двухстепенной моделью с изломом. Природа ужесточения спектра континуума до сих пор является загадкой, в [162] показано, что оно не может быть объяснено особенностями распространения электронов, но, вероятно, связано с особенностями их ускорения.

Доминирующим компонентом спектра гамма-излучения солнечных вспышек в области $\sim 1\text{--}10$ МэВ является суперпозиция характеристических линий, обусловленных ядерными реакциями ускоренных ионов. Впервые гамма-линии от солнечных вспышек наблюдались 4 и 7 августа 1973 г. аппаратом *OSO-7* [163]. Различают характеристическое излучение от «прямых» реакций, где налетающей частицей является протон или альфа-частица, а в качестве мишени выступают более тяжёлые ионы, такие реакции дают узкие линии с шириной на половине высоты $\text{FWHM} \sim 2\%$, и от «обратных» реакций, которые, напротив, происходят между ускоренными тяжёлыми ионами и протонами и альфа-частицами окружающей плазмы. Подобные реакции дают уширенные за счёт эффекта Доплера линии ($\text{FWHM} \sim 20\%$). Соотношение потоков в узких и широких ядерных линиях предоставляет инструмент для исследования элементного состава солнечной атмосферы и ускоренных частиц [164].

Важным способом диагностики солнечных нейтронов, рожденных в ядерных реакциях, является реакция их захвата с образованием дейтерия $p + n \rightarrow {}^2\text{H} + \gamma$, которой сопутствует очень узкая гамма-линия 2.223 МэВ. Поскольку данный процесс протекает на нейтронах тепловых энергий, во вспышках линия 2.223 МэВ регистрируется с задержкой ~ 100 с относительно линий снятия возбуждения ядер, необходимой для термализации нейтронов [165, 164, 166].

Продуктом реакций высокоэнергичных протонов и иных ядер

($E \gtrsim 300$ МэВ) являются нейтральные, положительные и отрицательные пионы (π^0 , π^+ , π^-) [167, 168], среди которых доминируют положительные пионы π^+ . Нейтральные пионы распадаются на два гамма-кванта с энергиями около 70 МэВ в системе покоя пиона, и наблюдаются в спектре в виде очень широкого пика. Отрицательные пионы в результате распада порождают ультрарелятивистские электроны, которые, в свою очередь вносят вклад в континуум тормозного излучения. Ультрарелятивистские позитроны рождаются в результате распада положительных пионов и помимо вклада в тормозное излучение могут аннигилировать с электронами, в результате чего образуется либо два гамма-кванта с энергиями 511 кэВ, либо три гамма-кванта в континууме с энергиями ниже 511 кэВ. Соотношение между потоками в аннигиляционной линии 511 кэВ и в континууме позволяет оценить условия в солнечной атмосфере, как это было сделано в [169] по данным *RHESSI*. Вклад в аннигиляционное излучение также вносят позитроны с меньшими энергиями, появившиеся в результате распада β^+ -активных ядер, но в этом случае излучение задержано [170, 171].

Поскольку за генерацию различных компонентов гамма-излучения отвечают ионы различных энергий, то по соотношению потоков между ними можно оценить спектральный индекс ускоренных ионов [172, 164] в диапазоне от нескольких до нескольких сотен МэВ. В высокоэнергетической области >300 МэВ спектральный индекс можно оценить по форме спектра от распада пионов [168].

4.4.2 Гамма-излучение импульсной фазы вспышки

Детальное исследование гамма-спектров солнечных вспышек и их динамики, в сочетании с наблюдениями в более мягких диапазонах, позволяет получить ответы на многие вопросы, связанные с составом солнечной атмосферы и с механизмами ускорения электронов и ионов. Основная трудность здесь обусловлена относительно малыми потоками вспышечного гамма-излучения и, соответственно, большими временами накопления статистически значимых спектральных данных.

Наиболее полный каталог солнечных вспышек, сопровождавшихся гамма-излучением представлен в [173]. Каталог содержит 258 вспышек, зарегистрированных инструментом *SMM/GRS* в 1980-1989 гг. и демонстрирующих излучение на энергиях >300 кэВ. Согласно данным National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA)¹ за это время было зарегистрировано ~ 23000 вспышек класса $\gtrsim C1.0$, из которых вспышки с излучением >300 кэВ составили $\sim 1\%$. Из этих 258 вспышек гамма-линии были обнаружены в спектрах 67 вспышек, что составляет $\sim 0.3\%$ от общего числа вспышек класса C1.0 и выше. Результаты, полученные в [173], и более поздние результаты [51], основанные на данных *Fermi-LAT*, свидетельствуют о том,

¹Эти данные доступны на сайте <ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/space-weather/solar-data/solar-features/solar-flares/x-rays/goes/xrs>.

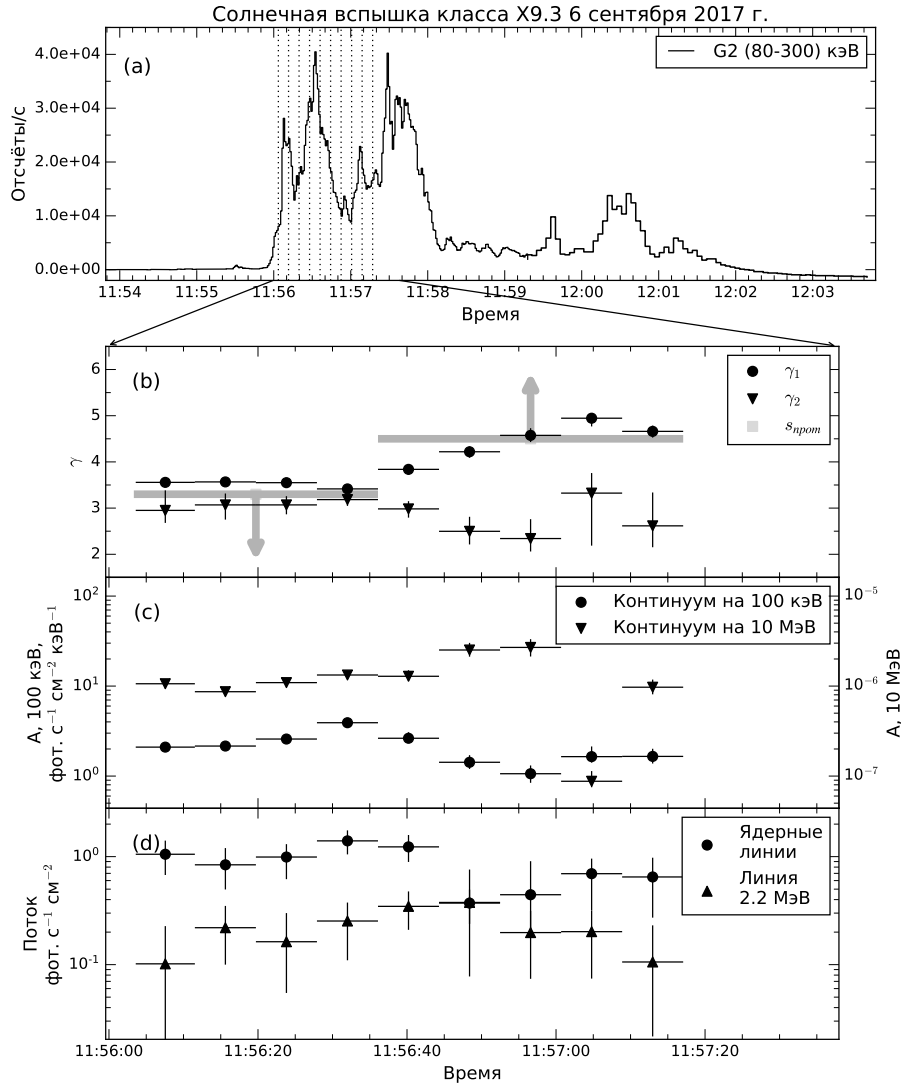


Рис. 6: Наблюдения солнечной вспышки класса X9.3 6 сентября 2017 г. инструментом Конус-Винд. (a) Временной профиль вспышки в канале G2, вертикальными прерывистыми линиями отмечены границы временных интервалов, на которых проводилось фитирование; (b) эволюция спектрального индекса континуума в области низких энергий, (чёрные круги), в области высоких энергий (чёрные треугольники) и оценки спектрального индекса протонов (серые линии); (c) эволюция амплитуды континуума на энергии 100 кэВ (чёрные круги) и 10 МэВ (чёрные треугольники); (d) эволюция потока в линиях снятия возбуждения ядер (чёрные круги) и линии захвата нейтрона 2,223 МэВ (чёрные треугольники).

что высокоэнергичное излучение в линиях наблюдается только во вспышках класса M и X, и тем не менее интенсивность гамма-излучения слабо коррелирует с классом вспышки *GOES*.

Восстановление спектральных индексов ускоренных протонов на интервалах продолжительностью ~ 1 минута для вспышки класса X8.2 10 сентября 2017 г. по данным *Fermi-LAT* показало, что для протонов энергий > 300 МэВ импульсной фазы этой вспышки характерна временная эволюция спектра от жесткого к мягкому и обратно (тип эволюции «мягкий-жесткий-мягкий») [174]. 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» [175]. Эти разновидности спектральной эволюции характерны и для ускоренных электронов (см. раздел 4.2), что свидетельствует о схожести процессов ускорения и распространения ускоренных во вспышках электронов и ионов.

Из ~ 1000 вспышек, зарегистрированных за 25 лет непрерывных наблюдений экспериментом *Konus-Wind* в триггерном режиме, позволяющем измерять многоканальные спектры в диапазоне 20 кэВ-15 МэВ, только в 94 событиях (1% от общего числа) наблюдался значимый поток на энергиях > 1 МэВ, где существенную роль играет излучение в гамма-линиях.

Одной из удач эксперимента *Konus-Wind* стало наблюдение импульсной фазы вспышки класса X9.3 6 сентября 2017 г. [113], ставшей наиболее сильной вспышкой 24-го цикла солнечной активности. Она пришлась на время, когда космические аппараты *RHESSI* и *Fermi-GBM* находились в тени Земли. Байесовский анализ спектра гамма-излучения вспышки по данным *Konus-Wind* выявил наличие следующих компонентов: континуума, линий снятия возбуждения ядер, линию аннигиляции позитрона и линию захвата нейтрона, что свидетельствует об ускорении ионов во время импульсной фазы. Континуум излучения описывается двухстепенным законом с ужестчением в высокоэнергичной части спектра (см. раздел 4.4.1). Результаты спектрального анализа, проведенного на временных интервалах ~ 8 с представлены на Рис. 6. Впервые было получено свидетельство быстрой спектральной эволюции ускоренных ионов на временном масштабе до ~ 30 с, которая повторила спектральную эволюцию континуума тормозного излучения на низких энергиях (< 300 кэВ), в то время как континуум на высоких энергиях демонстрирует совершенно отличную эволюцию. Также впервые была измерена задержка континуума излучения в высокоэнергичной области относительно низкоэнергичной, которая составила ~ 17 с.

Отталкиваясь от полученных соотношений между континуумом до и после излома, можно высказать предположения о механизмах, ответственных за появление жесткого высокоэнергичного компонента. Из-за задержки относительно низкоэнергичной области его затруднительно объяснить только вкладом от электрон-электронного тормозного излучения [176]. Возможной причиной появления высокоэнергичной пологой части континуума может являться тормозное излучение ультрарелятивистских позитронов и электронов, рожденных при распаде заряженных пионов. Однако в данном случае подобный сценарий маловероятен, поскольку с течением вспышки

спектр протонов становится более мягким, следствием чего должно являться уменьшение продукции пионов, в то время как интенсивность континуума после излома, напротив, возрастает. В качестве ещё одной причины можно рассматривать вторичное ускорение электронов после основного пика вспышки, которое по какой-то причине не затронуло ионы. Наконец, ещё одно объяснение наличия жёсткого компонента континуума может состоять в примеси излучения, сгенерированного каким-либо другим, а не тормозным, механизмом. На роль такого механизма рассматривается обратное комптоновское рассеяние фотонов на высокоэнергичных электронах (G. Share, private communications). Но это объяснение также сталкивается с трудностями, поскольку данная вспышка характеризовалась очень высоким корональным магнитным полем [60], что должно было приводить к быстрой потере электронами энергии на гиротронное излучение.

4.4.3 Пролётное гамма-излучение

Помимо гамма-излучения импульсной фазы солнечных вспышек, было обнаружено пролётное гамма-излучение поздней фазы, которое следует за импульсной фазой и может длиться от десятков минут до десятков часов [177]. Каталог подобных событий по данным *SMM* представлен в [178]. В отличие от импульсной фазы, спектр поздней фазы хорошо описывается моделью излучения, порождённого в результате распада пионов [177]. В более поздней работе [117], где рассматриваются свойства пролётного гамма-излучения от тридцати вспышек, зарегистрированных гамма-телескопом высоких энергий *Fermi-LAT*, подтверждается вывод о преобладании пионного компонента излучения, спектр которого может простирается до энергий выше гигаэлектронвольта. Длительность пролётного излучения может достигать 20 часов, кроме того, большинство рассмотренных событий сопровождаются быстрым ($V_{КВМ} \gtrsim 800$ км/с) корональным выбросом массы.

Одно из объяснений пролётного гамма-излучения – это доускорение протонов на ударной волне быстрого КВМ (механизм Ферми I рода), аналогичное ускорению СКЛ, но, в отличие от СКЛ, сопровождающееся обратным рассеянием и последующим возвращением на Солнце по открытым магнитным силовым линиям [117]. Эта гипотеза объясняет и задержки пролётного излучения относительно импульсной фазы, и его спектр, однако, сталкивается со своими трудностями. Во-первых, из-за магнитного отражения только малая доля ускоренных протонов может вернуться в солнечную атмосферу, где магнитное поле на порядки превосходит поле КВМ. В качестве решения предложена «модель лассо» [179], когда петельная структура, удерживающая частицы, сама схлопывается к поверхности Солнца. Во-вторых, в работе [180] выявлено полное отсутствие корреляции между числом протонов СКЛ, и числом протонов, требуемых для генерации гамма-излучения. Другое возможное объяснение пролётного гамма-излучения состоит в доускорении протонов в магнитной ловушке при помощи механизма Ферми II рода и последующей диффузией в более плотную фотосферу [181, 180]. Эти вопросы будут обсуждаться ниже в разделе 4.5.3.

4.5 Пространственная структура жёстких рентгеновских и гамма источников

Поскольку излучение в жёстком рентгеновском и гамма-диапазонах обусловлено торможением ускоренных электронов в плазме и ядерными реакциями между ускоренными ионами и ионами окружающей среды, то положения источников излучения будут соответствовать областям (1) со значительной концентрацией «мишеней»; (2) значительной концентрацией ускоренных частиц; или (3) продолжительным временем взаимодействия между ускоренными частицами и окружающей средой. Эти условия выполняются, соответственно, в (1) основаниях вспышечных петель; (2) областях ускорения частиц; и (3) при захвате частиц в ловушки.

4.5.1 Источники в основаниях петель и горячие петли

Наиболее яркие источники жёсткого рентгеновского излучения располагаются в областях с наибольшей плотностью плазмы, в плотных основаниях вспышечных петель [182] (см. Рис. 2). В результате нагревания ускоренными частицами, *хромосферная* плазма расширяется и постепенно заполняет (пост-)вспышечные петли, которые становятся источниками мягкого рентгеновского излучения [183]. Такие источники не следует путать с тепловыми источниками в вершинах петель, которые нередко появляются перед импульсной фазой вспышки [78] в связи с предвспышечным нагревом *корональной* плазмы (см. Раздел 4.2).

Положения источников рентгеновского излучения зависят от топологии и размеров вспышечных петель, причём структура источников не всегда разрешается имеющимися инструментами, так что близкорасположенные источники могут быть неразличимы.

Наиболее интенсивные источники импульсного гамма-излучения также находятся в солнечной атмосфере у оснований петель. В работах [184, 185] получены изображения вспышки на энергиях вблизи 2,2 МэВ, соответствующей линии захвата нейтрона протоном. Эта энергия хорошо подходит для идентификации областей взаимодействия ионов с солнечной атмосферой, поскольку из-за узости линии 2,2 МэВ, примесь излучения в континууме мала и основная часть излучения формируется взаимодействием протонов с атмосферой Солнца. Полученные результаты показывают компактность этих гамма-источников и их близость к основаниям вспышечных петель. Это свидетельствует о том, что ионы, за них ответственные, ускорились в объёме вспышки наряду с электронами.

В то же время, положения источников жёсткого рентгеновского излучения, сформированных торможением ускоренных электронов в плазме, и источников гамма-излучения на энергии 2,2 МэВ смещены друг относительно друга. Возможные причины этого сдвига подробно рассматриваются в [72], среди которых – пространственное разделение частиц противоположных зарядов при ускорении в электрическом поле [184, 186].

4.5.2 Корональные источники

Поскольку корональная плазма сильно разрежена по сравнению с фотосферной, то источники в короне, как правило, значительно слабее источников в основаниях петель. Наблюдение корональных источников оказывается возможным, например, когда основания петель скрыты лимбом Солнца (напр., [187, 188, 189]). Данный метод, получивший название «затеняющей техники», продолжает сохранять актуальность и с появлением телескопов с высоким пространственным разрешением, поскольку их динамический диапазон не всегда позволяет выделять сигнал от слабого источника излучения в присутствии более сильного.

Корональные источники жёсткого рентгеновского излучения различаются по происхождению и свойствам [190], ниже мы рассмотрим некоторые их типы.

Часто корональные источники наблюдаются в области каспа между тепловой петлёй и точкой магнитного пересоединения (см. Рис. 2). Впервые подобный источник на импульсной фазе вспышки был обнаружен по данным *Yohkoh* на энергиях 23-53 кэВ [191]. Источники такого типа были названы «источниками Масуды». Область каспа соответствует области наиболее быстрого затухания магнитного поля и, как следствие, наиболее эффективного ускорения и наибольшей концентрации ускоренных частиц [2].

При помощи затеняющей техники по данным *RHESSI* были отобраны ~120 источников в вершине петли [192, 193]. Жёсткое рентгеновское излучение в этих случаях хорошо описывается моделью тонкой мишени. Для жёсткого и мягкого рентгеновского излучения корональных источников наблюдается эффект Ньюперта. Таким образом, для данной выборки вспышек можно сделать вывод о схожести популяций электронов, ответственных за генерацию излучения в вершине и в основаниях вспышечной петли.

Существуют вспышки [194, 195, 196], жёсткое рентгеновское излучение в которых распределено по всей вспышечной петле либо по ее значительной части. При этом источники в основаниях петель практически отсутствуют или очень слабы. Это означает, что ускоренные электроны, распространяясь по петле, теряют значительную часть своей энергии в короне, не достигая оснований. Быстрые потери энергии нетепловых электронов объясняются высокой плотностью вспышечных петель в таких событиях. Наличие нетепловых электронов в плотных вспышечных петлях на протяжении длительного времени предполагает, что процесс ускорения происходит непосредственно в объеме этих плотных петель [197, 198, 199].

Жёсткое рентгеновское и гамма-излучение в короне также может генерироваться ускоренными частицами, захваченными в магнитные ловушки. Такие источники могут располагаться как во вспышечных петлях [200], так и в корональном выбросе массы [201, 202]. Степенной индекс спектра фотонов в этом случае часто становится более жёстким в течение вспышки (см. Раздел 4.2), этому вопросу будет уделено внимание в Разделе 4.5.4.

4.5.3 Удалённые источники

Иногда источники рентгеновского и гамма-излучения наблюдаются на солнечном диске очень далеко, до десятков градусов долготы от активной области, породившей солнечную вспышку [189, 203]. Подобное излучение может быть обусловлено диффузией ускоренных частиц высоко в короне по открытым магнитным силовым линиям и их дальнейшим возвращением на Солнце, но уже вдали от начальной области ускорения. Исходное появление таких частиц в короне может быть связано с покиданием ими магнитной ловушки, подобной описанной в работе [202], или же с доускорением частиц на широком ударном фронте КВМ [203]. Впервые наличие диффузного компонента было предложено для объяснения аномально сильного излучения в линии захвата нейтрона 2.2 МэВ от вспышки 29 сентября 1989 г. [189], находившейся за солнечным лимбом.

Излучение удалённых источников можно рассматривать как более общий случай продлённого гамма-излучения (см. раздел 4.4.3), причиной которого могут стать не только ускоренные протоны, но и электроны. Диффузное излучение может быть слабым и, по аналогии со слабыми источниками в короне, наблюдаться только при затенении более интенсивных источников, то есть в случае залимбовых или частично затенённых вспышек.

4.5.4 Залимбовые вспышки

В отдельных случаях жёсткие рентгеновские источники могут находиться очень высоко в короне, на высотах ~ 100 Мм, что позволяет наблюдать излучение вспышек, основания петель которых скрыты за солнечным лимбом и располагаются на долготах до $\sim 45^\circ$ (напр. [188]), т. н. залимбовых вспышек. Достаточно размытая граница в терминах между «залимбовыми» и «частично затенёнными» вспышками заключается в том, что залимбовые вспышки располагаются достаточно далеко за лимбом, в отличие от «частично затенённых».

Залимбовые вспышки предоставляют хорошие возможности для наблюдения слабых и малоизученных компонентов излучения. К сожалению, такая возможность предоставляется достаточно редко: за всё время наблюдений описано чуть более десятка залимбовых событий.

Одной из первых зарегистрированных залимбовых вспышек было знаменитое событие Фроста-Денниса [204], в котором после короткого импульсного пика следовал второй максимум длительностью около 20 минут с очень характерным плавным временным профилем. В качестве объяснения для этого плавного максимума была предложена вторая фаза ускорения электронов при помощи механизма Ферми I рода на ударной волне [205]. Впоследствии были обнаружены ещё несколько залимбовых вспышек со схожими характеристиками [206, 187]. Помимо плавного временного профиля эти события характеризовались очень жёстким спектром в рентгеновском диапазоне и практически полным отсутствием спектральной эволюции, что

разительно отличается от «типичных» вспышек на диске Солнца, представленных на Рис. 4.

Наблюдения рентгеновских источников залимбовых вспышек при помощи телескопов с пространственным разрешением *Yohkoh* и *RHESSI* [201, 202] сформировали представление, что за жёсткое рентгеновское излучение ответственны электроны, после ускорения распространявшиеся вверх от поверхности Солнца [207] и попавшие в магнитную ловушку, расположенную за фронтом коронального выброса массы (КВМ).

Помимо захваченных в ловушку частиц, жёсткое рентгеновское [190, 208] и гамма-излучение [52] залимбовых вспышек может исходить от удалённых источников (см. Раздел 4.5.3). В этом случае, захваченные в высокую ловушку частицы, диффундируют вдоль силовых линий магнитного поля и возвращаются на видимую земному наблюдателю сторону Солнца.

Новую волну интереса к залимбовым вспышкам вызвала вспышка 1 сентября 2014 г., которая была обнаружена в фоновых наблюдениях *Copernicus Wind*. Положения оснований петель для этой вспышки были оценены по данным космической обсерватории *STEREO-B*. Они находились примерно на долготе 45° за лимбом [52]. Корональный источник, помимо инструмента *Copernicus Wind*, также наблюдался с околоземной орбиты гамма-телескопом *Fermi-LAT* на энергиях выше 100 МэВ и на Земле – радиосетью *RSTN* в микроволновом диапазоне [52]. Временные профили события и изменения степенного индекса спектра фотонов представлены на Рис. 7, где видна высокая степень корреляции временных профилей в гамма-, жёстком рентгеновском и микроволновом диапазонах. В то же время, спектр жёсткого рентгеновского излучения, как и в случае событий [206, 187], не испытывает вариаций в ходе вспышки и характеризуется фотонным индексом близким к 2, что является предельно жёстким значением для спектра тормозного излучения.

Данная вспышка вызвала обширные дискуссии о происхождении рентгеновского и гамма-излучения (напр., [52, 208, 115, 209]). Обсуждается наличие второй фазы ускорения, задействованные при этом механизмы, возможные различия в спектрах электронов, распространяющихся вниз и вверх от области ускорения, особенности распространения электронов и протонов в короне.

Существенным подспорьем для ответов на эти вопросы являются стереоскопические наблюдения солнечных вспышек [188, 210, 115, 207]. В настоящее время в жёстком рентгеновском диапазоне стереоскопические наблюдения оказываются возможны, в частности, с привлечением данных отечественного эксперимента *HEND* на борту находящегося на околомарсианской орбите КА *Mars-Odyssey* [211, 212]. Они предоставляют уникальную информацию о невидимой с Земли импульсной фазе события, и позволяют судить о процессах, которые привели от импульсной к постепенной фазе.

Неизвестно, представляют ли залимбовые вспышки однородный класс событий или несколько подгрупп с различными механизмами ускорения частиц, особенностями их распространения и излучения. Поскольку наблюдения залимбовых вспышек редки и разрознены, анализ их статистически

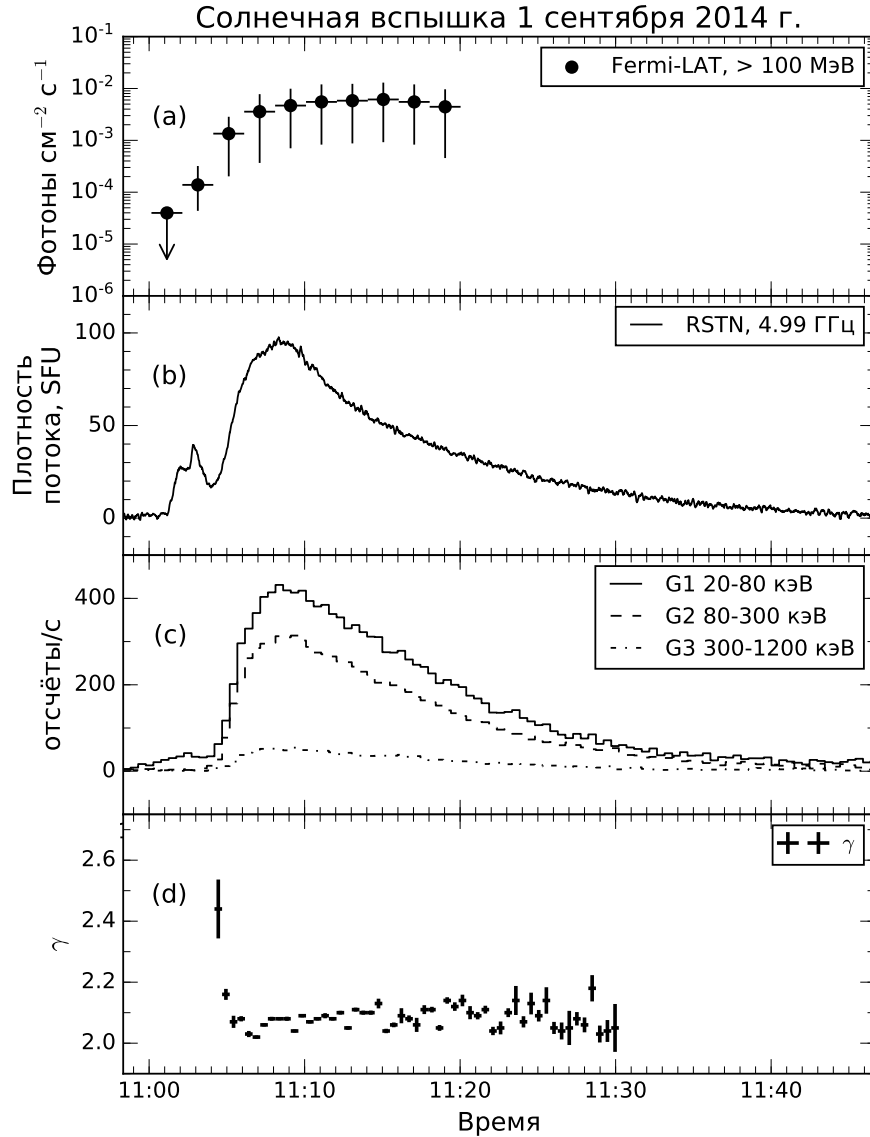


Рис. 7: Наблюдения залимбовой вспышки 1 сентября 2017 г. (a) Временной профиль потоков излучения выше 100 МэВ по данным инструмента *Fermi-LAT*. (b) Временной профиль в микроволновом диапазоне на частоте 4,99 ГГц по данным сети RSTN. (c) Временные профили жёсткого рентгеновского излучения по данным *Copius-Wind* в каналах G1, G2, G3. (d) Эволюция фотонного степенного индекса жёсткого рентгеновского излучения, оценённая по измерениям в каналах G1, G2, G3.

значимой выборки не проводился.

Данные фонового режима эксперимента *Konus-Wind* предоставляют уникальные возможности для ретроспективного поиска залимбовых вспышек на протяжении более чем двух полных солнечных циклов. Такой поиск, с привлечением данных GOES в мягком рентгеновском диапазоне, радиообсерваторий в микроволновом диапазоне и телескопов с высоким пространственным разрешением, был проведен в данных *Konus-Wind* за 1994–2019 гг (A. L. Lysenko et al., in preparation). Было найдено 20 вспышек с основаниями петель, расположенными на долготах от 8° до 40° *irc* за лимбом, включая четыре известных ранее события [201, 202, 210, 52]. Положения оснований петель на обратной стороне Солнца залимбовых вспышек, обнаруженных в ходе проведенного поиска, представлены на рис. 8. Данная выборка не содержит залимбовых событий, сравнимых по мощности с описанной выше вспышкой 1 сентября 2014 г.

5 Заключение

За прошедшие десятилетия благодаря колоссальному прогрессу в развитии наблюдательных методов в астрофизике сложилась общая картина процессов, происходящих в солнечной вспышке. Однако, на пути к построению самосогласованной физической модели солнечной вспышки и сопровождающих её явлений остаётся ещё много нерешённых вопросов.

К их числу относятся, например, конкретные механизмы ускорения частиц, как в объёме самой вспышки, так и при возможном последующем ускорении в короне, распределение энергии между компонентами вспышки, связь между солнечной вспышкой, солнечными космическими лучами и корональным выбросом массы, распространение частиц в короне, сходства и различия между ускорением электронов и ионов.

Ответы на эти вопросы могут дать многоволновые наблюдения с высоким пространственным, временным и энергетическим разрешением в сочетании с теоретическими исследованиями и моделированием.

В настоящее время наблюдения Солнца в высокоэнергетической части спектра переживают переломный момент. С одной стороны, в сентябре 2018 г. завершила работу обсерватория *RHESSI*, которая долгое время была ключевым инструментом изучения Солнца в рентгеновском и мягком гамма-диапазонах. С другой стороны, продолжается работа обсерваторий *Fermi*, *INTEGRAL*, *Wind*, и научное сообщество ожидает поступления данных наблюдений с новой миссии *Solar Orbiter (SolO)* в рентгеновском диапазоне [213] и готовящейся миссии *ИНТЕРГЕЛИОЗОНД* [214] в рентгеновском и гамма-диапазонах. Запуск этих обсерваторий позволит солнечной астрофизике выйти на новый уровень – регулярных стереоскопических наблюдений.

В перспективе, прорыв в изучении Солнца обеспечил бы инструмент, предоставляющий возможность строить изображения в рентгеновском и гамма-диапазоне с высоким пространственным разрешением, в сочетании

Обратная сторона Солнца

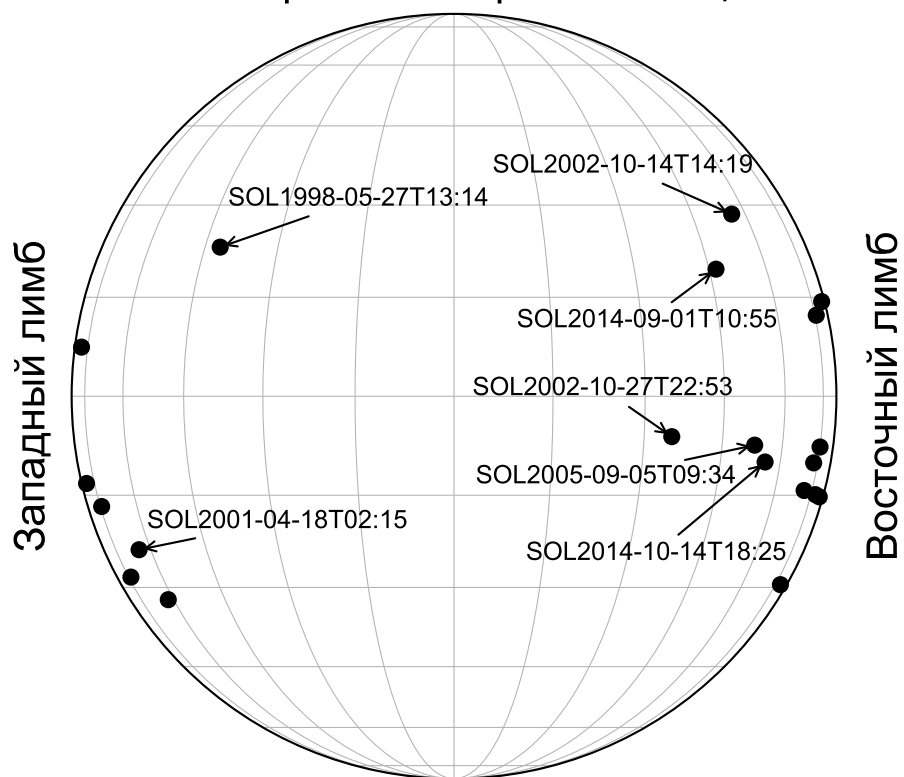


Рис. 8: Положения оснований петель на обратной стороне Солнца для 20 залимбовых вспышек, обнаруженных при ретроспективном поиске в данных эксперимента *Konus-Wind*. Отмечены некоторые вспышки, известные из предыдущих наблюдений, и найденные, основания петель которых располагаются далеко за лимбом.

с хорошим спектральным разрешением и широким динамическим диапазоном. Создание и запуск такого телескопа - вызов ближайших десятилетий.

Список литературы

1. Somov B V *Physics Uspekhi* **53** 9 954 (2010)
2. Fleishman G D et al. *Science* **367** 278 (2020)
3. Clarke J T et al. *Nature* **433** 7027 717 (2005)
4. Hesse M, Forbes T G, Birn J *Astrophys. J.* **631** 2 1227 (2005)
5. Schrijver C J, Title A M *Astrophys. J.* **597** 2 L165 (2003)
6. Belenkaya E S *Physics Uspekhi* **52** 8 765 (2009)
7. Bhattacharjee A *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **42** 1 365 (2004)
8. Yi Y, Caputo F M, Brandt J C *Planet. Space Sci.* **42** 9 705 (1994)
9. Gosling J T et al. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **110** A1 A01107 (2005)
10. Safargaleev V V et al. *Physics Uspekhi* **58** 6 612 (2015)
11. Thompson C *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **270** 480 (1994)
12. Granot J *Astrophys. J.* **816** 2 L20 (2016)
13. Aptekar R L et al. *Physics Uspekhi* **62** 8 739 (2019)
14. Sofue Y, Kigure H, Shibata K *Publ. Astron. Soc. Jpn* **57** L39 (2005)
15. de Gouveia dal Pino E M, Lazarian A *Astron. Astrophys.* **441** 3 845 (2005)
16. Tanuma S et al. *Publ. Astron. Soc. Jpn* **51** 161 (1999)
17. Schopper R, Lesch H, Birk G T *Astron. Astrophys.* **335** 26 (1998)
18. Ptitsyna K V, Troitsky S V *Physics Uspekhi* **53** 7 691 (2010)
19. Thompson C, Duncan R C *Astrophys. J.* **561** 2 980 (2001)
20. Hurley K et al. *Nature* **434** 7037 1098 (2005)
21. Dokuchaev V I, Eroshenko Y N *Physics Uspekhi* **58** 8 772 (2015)
22. Donati J - et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **345** 4 1145 (2003)
23. Donati J - et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **390** 2 545 (2008)

24. Marsden S C et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **413** 3 1922 (2011)
25. Garraffo C et al. *Astrophys. J.* **843** 2 L33 (2017)
26. Wood B E, in *Journal of Physics Conference Series* Vol. 1100 (Bristol: IOP Publishing, 2018) p. 012028
27. Drake J J et al. *Astrophys. J.* **764** 2 170 (2013)
28. Van Doorselaere T, Kupriyanova E G, Yuan D *Sol. Phys.* **291** 11 3143 (2016)
29. Solanki S K et al. *Nature* **431** 7012 1084 (2004)
30. Hathaway D H *Living Reviews in Solar Physics* **12** 1 4 (2015)
31. Carrington R C *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **20** 13 (1859)
32. Hey J S *Nature* **157** 47 (1946)
33. Mandel'shtam S L et al. *Planet. Space Sci.* **11** 1 61 (1963)
34. Friedman H *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **1** 59 (1963)
35. Zhitnik I A et al. *Cosmic Research* **5** 237 (1967)
36. Chipman E G *Astrophys. J.* **244** L113 (1981)
37. Lin R P et al. *Sol. Phys.* **210** 1 3 (2002)
38. Lin R P et al. *Astrophys. J.* **595** L69 (2003)
39. Sui L, Holman G D *Astrophys. J.* **596** 2 L251 (2003)
40. Lin J et al. *Astrophys. J.* **622** 2 1251 (2005)
41. Sui L, Holman G D, Dennis B R *Astrophys. J.* **612** 1 546 (2004)
42. Krucker S et al. *Astrophys. J.* **714** 2 1108 (2010)
43. Kiplinger A L et al. *Astrophys. J.* **265** L99 (1983)
44. Akimov V V et al., in *High-Energy Solar Phenomena - a New Era of Spacecraft Measurements* Vol. 294 (Eds J Ryan, W T Vestrand) (Melville, NY: AIP Publishing, 1994) p. 130
45. Kuznetsov S N et al. *Solar System Research* **40** 2 104 (2006)
46. Pal'shin V D et al. *Geomagnetism and Aeronomy* **54** 7 943 (2014)
47. Aptekar R L et al. *Space Sci. Rev.* **71** 265 (1995)
48. Meegan C et al. *Astrophys. J.* **702** 1 791 (2009)
49. Atwood W B et al. *Astrophys. J.* **697** 2 1071 (2009)

50. Winkler C et al. *Astron. Astrophys.* **411** L1 (2003)
51. Ackermann M et al. *Astrophys. J.* **787** 1 15 (2014)
52. Ackermann M et al. *Astrophys. J.* **835** 219 (2017)
53. Fleishman G D et al. *Astrophys. J.* **822** 2 71 (2016)
54. Kiener J et al. *Astron. Astrophys.* **445** 2 725 (2006)
55. Shibata K et al. *Astrophys. J.* **451** L83 (1995)
56. Gary G A *Sol. Phys.* **203** 1 71 (2001)
57. Zirin H, Wang H *Nature* **363** 6428 426 (1993)
58. Guo Y et al. *Astrophys. J.* **679** 2 1629 (2008)
59. Wang H et al. *Research Notes of the American Astronomical Society* **2** 1 8 (2018)
60. Anfinogentov S A et al. *Astrophys. J.* **880** 2 L29 (2019)
61. Kuridze D et al. *Astrophys. J.* **860** 1 10 (2018)
62. Brosius J W, White S M *Astrophys. J.* **641** 1 L69 (2006)
63. Carmichael H *NASA Special Publication* **50** 451 (1964)
64. Sturrock P A *Nature* **211** 695 (1966)
65. Kopp R A, Pneuman G W *Sol. Phys.* **50** 85 (1976)
66. Hirayama T *Sol. Phys.* **34** 323 (1974)
67. Reames D V *Space Sci. Rev.* **90** 413 (1999)
68. Bruno A et al. *Astrophys. J.* **862** 2 97 (2018)
69. Lin R P *Space Science Reviews* **86** 61 (1998)
70. Mewaldt R A et al. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **110** A9 A09S18 (2005)
71. Ramaty R, Kozlovsky B, Lingenfelter R E *Space Sci. Rev.* **18** 341 (1975)
72. Vilmer N, MacKinnon A L, Hurford G J *Space Sci. Rev.* **159** 167 (2011)
73. Neupert W M *Astrophys. J.* **153** L59 (1968)
74. Kundu M R *Advances in Space Research* **4** 7 157 (1984)
75. Nishio M et al. *Astrophys. J.* **489** 2 976 (1997)

76. Hanaoka Y, in *Proceedings of the Nobeyama Symposium* (Eds T S Bastian, N Gopalswamy, K Shibasaki) (1999) p. 229
77. Altyntsev A T et al. *Astrophys. J.* **883** 1 38 (2019)
78. Benz A O *Living Reviews in Solar Physics* **5** 1 1 (2008)
79. Brown J C, Emslie A G *Astrophys. J.* **331** 554 (1988)
80. Knight J W, Sturrock P A *Astrophys. J.* **218** 306 (1977)
81. D'iakonov S V, Somov B V *Sol. Phys.* **116** 1 119 (1988)
82. Zharkova V V, Gordovskyy M *Astron. Astrophys.* **432** 3 1033 (2005)
83. Emslie A G et al. *Astrophys. J.* **759** 71 (2012)
84. Litvinenko Y E, Somov B V *Soviet Astronomy Letters* **17** 353 (1991)
85. Litvinenko Y E, Somov B V *Sol. Phys.* **146** 1 127 (1993)
86. Benka S G, Holman G D *Astrophys. J.* **435** 469 (1994)
87. Gordovskyy M, Browning P K *Astrophys. J.* **729** 2 101 (2011)
88. Vlahos L, Isliker H *Plasma Physics and Controlled Fusion* **61** 1 014020 (2019)
89. Somov B V, Kosugi T *Astrophys. J.* **485** 2 859 (1997)
90. Grady K J, Neukirch T, Giuliani P *Astron. Astrophys.* **546** A85 (2012)
91. Aschwanden M J *Physics of the Solar Corona. An Introduction with Problems and Solutions (2nd edition)* (Chichester: Praxis Publishing Ltd.; NY, Berlin: Springer, 2005)
92. Zharkova V V et al. *Space Sci. Rev.* **159** 1-4 357 (2011)
93. Pryadko J M, Petrosian V *Astrophys. J.* **482** 2 774 (1997)
94. Petrosian V, Liu S *Astrophys. J.* **610** 1 550 (2004)
95. Miller J A, Larosa T N, Moore R L *Astrophys. J.* **461** 445 (1996)
96. Bykov A M, Fleishman G D *Astrophys. J.* **692** 1 L45 (2009)
97. Fleishman G D, Toptygin I N *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **429** 3 2515 (2013)
98. Drake J F et al. *Nature* **443** 7111 553 (2006)
99. Turkmani R et al. *Astrophys. J.* **620** 1 L59 (2005)
100. Turkmani R et al. *Astron. Astrophys.* **449** 2 749 (2006)











101. Cargill P J et al. *Space Sci. Rev.* **173** 1-4 223 (2012)
102. Gordovskyy M, Browning P K *Sol. Phys.* **277** 2 299 (2012)
103. Isliker H, Archontis V, Vlahos L *Astrophys. J.* **882** 1 57 (2019)
104. Aschwanden M J *Space Sci. Rev.* **171** 1-4 3 (2012)
105. Reames D V *Astrophys. J.* **757** 1 93 (2012)
106. Fletcher L et al. *Space Sci. Rev.* **159** 19 (2011)
107. Holman G D et al. *Space Sci. Rev.* **159** 107 (2011)
108. Racusin J L et al. *Nature* **455** 7210 183 (2008)
109. Tsvetkova A et al. *Astrophys. J.* **850** 2 161 (2017)
110. Mazets E P et al. *Astronomy Letters* **25** 10 635 (1999)
111. Frederiks D D et al. *Astronomy Letters* **33** 1 1 (2007)
112. Lysenko A L et al. *Astrophys. J.* **856** 111 (2018)
113. Lysenko A L et al. *Astrophys. J.* **877** 2 145 (2019)
114. Sharykin I N, Kosovichev A G *Astrophys. J.* **864** 1 86 (2018)
115. Grechnev V V et al. *Sol. Phys.* **293** 10 133 (2018)
116. Glesener L, Fleishman G D *Astrophys. J.* **867** 1 84 (2018)
117. Share G H et al. *Astrophys. J.* **869** 2 182 (2018)
118. Altyntsev A et al. *Sol. Phys.* **291** 2 445 (2016)
119. Altyntsev A et al. *Sol. Phys.* **292** 9 137 (2017)
120. Li D et al. *Astrophys. J.* **888** 2 53 (2020)
121. Dere K P et al. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **125** 149 (1997)
122. White S M, Thomas R J, Schwartz R A *Sol. Phys.* **227** 2 231 (2005)
123. Phillips K J H, Feldman U, Landi E *Ultraviolet and X-ray Spectroscopy of the Solar Atmosphere* (Cambridge: Cambridge University Press, 2012)
124. Oka M et al. *Space Sci. Rev.* **214** 5 82 (2018)
125. Isliker H, Vlahos L, Constantinescu D *Phys. Rev. Lett.* **119** 045101 (2017)
126. Tandberg-Hanssen E, Emslie A G *The physics of solar flares* (Cambridge: University Press, 1988)

127. Brown J C *Sol. Phys.* **18** 489 (1971)
128. Somov B V, Syrovatskii S I *Soviet Physics Uspekhi* **19** 813 (1976)
129. Kontar E P et al. *Space Sci. Rev.* **159** 1-4 301 (2011)
130. Kontar E P, Brown J C, McArthur G K *Sol. Phys.* **210** 1 419 (2002)
131. Kontar E P et al. *Astron. Astrophys.* **446** 3 1157 (2006)
132. Tanaka K et al. *Sol. Phys.* **86** 1-2 91 (1983)
133. Dennis B R *Sol. Phys.* **100** 465 (1985)
134. Grigis P C, Benz A O *Astron. Astrophys.* **426** 1093 (2004)
135. Battaglia M, Benz A O *Astron. Astrophys.* **456** 2 751 (2006)
136. Cliver E W et al. *Astrophys. J.* **305** 920 (1986)
137. Kiplinger A L *Astrophys. J.* **453** 973 (1995)
138. Grigis P C, Benz A O *Astrophys. J.* **683** 2 1180 (2008)
139. Grayson J A, Krucker S, Lin R P *Astrophys. J.* **707** 2 1588 (2009)
140. Gary D E, Hurford G J *Astrophys. J.* **339** 1115 (1989)
141. Fleishman G D, Nita G M, Gary D E *Astrophys. J.* **802** 122 (2015)
142. Veronig A et al. *Astron. Astrophys.* **392** 699 (2002)
143. Warmuth A, Mann G *Astron. Astrophys.* **588** A115 (2016)
144. White S M et al. *Astrophys. J.* **384** 656 (1992)
145. Bastian T S, Fleishman G D, Gary D E *Astrophys. J.* **666** 1256 (2007)
146. Fleishman G D et al. *Astrophys. J.* **731** L19 (2011)
147. Masuda S et al. *Publications of the Astronomical Society of Japan* **65** 1 (2013)
148. Motorina G G, Fleishman G D, Kontar E P *Astrophys. J.* **890** 1 75 (2020)
149. Lu E T, Hamilton R J *Astrophys. J.* **380** L89 (1991)
150. Kane S R et al. *Astrophys. J.* **271** 376 (1983)
151. Sturrock P A et al. *Sol. Phys.* **94** 2 341 (1984)
152. Larosa T N, Moore R L *Astrophys. J.* **418** 912 (1993)
153. Litvinenko Y E *Sol. Phys.* **167** 1-2 321 (1996)

154. Dreicer H *Phys. Rev.* **115** 238 (1959)
155. Trubnikov B A *Reviews of Plasma Physics* **1** 105 (1965)
156. Chen Q, Petrosian V *Astrophys. J.* **777** 1 33 (2013)
157. Dolan J F, Fazio G G *Reviews of Geophysics and Space Physics* **3** 319 (1965)
158. Kuzhevskii B M *Astronomicheskii Zhurnal* **45** 747 (1968)
159. Share G H, Murphy R J, in *High Energy Solar Physics Workshop - Anticipating Hess!* Vol. 206 (Eds R Ramaty, N Mandzhavidze) (Bristol: IOP Publishing, 2000) p. 377
160. Ackermann M et al. *Astrophys. J.* **745** 144 (2012)
161. Share G H et al. *Astrophys. J.* **595** L85 (2003)
162. Petrosian V, McTiernan J M, Marschhauser H *Astrophys. J.* **434** 747 (1994)
163. Chupp E L et al. *Nature* **241** 5388 333 (1973)
164. Murphy R J et al. *Astrophys. J. Suppl.* **168** 167 (2007)
165. Prince T A et al. in *International Cosmic Ray Conference* Vol. 4 (1983) p. 79
166. Shih A Y, Lin R P, Smith D M *Astrophys. J.* **698** L152 (2009)
167. Crannell C J, Crannell H, Ramaty R *Astrophys. J.* **229** 762 (1979)
168. Murphy R J, Dermer C D, Ramaty R *Astrophys. J. Suppl.* **63** 721 (1987)
169. Murphy R J et al. *Astrophys. J. Suppl.* **161** 495 (2005)
170. Crannell C J et al. *Astrophys. J.* **210** 582 (1976)
171. Kozlovsky B, Lingenfelter R E, Ramaty R *Astrophys. J.* **316** 801 (1987)
172. Hua X -, Lingenfelter R E *Sol. Phys.* **107** 2 351 (1987)
173. Vestrand W T et al. *Astrophys. J. Suppl.* **120** 409 (1999)
174. Omodei N et al. *Astrophys. J.* **865** 1 L7 (2018)
175. Kurt V G et al. *New Astron.* **56** 102 (2017)
176. Kontar E P et al. *Astrophys. J.* **670** 1 857 (2007)
177. Forrest D J et al. in *International Cosmic Ray Conference* Vol. 4 (1985) p. 146

178. Ryan J M *Space Sci. Rev.* **93** 581 (2000)
179. Hudson H S, in *Space Weather of the Heliosphere: Processes and Forecasts* Vol. 335 (Eds C Foullon, O E Malandraki) (2018) p. 49
180. de Nolfo G A et al. *Astrophys. J.* **879** 2 90 (2019)
181. Ryan J M, Lee M A *Astrophys. J.* **368** 316 (1991)
182. Hoyng P et al. *Astrophys. J.* **246** L155 (1981)
183. Antiochos S K, Sturrock P A *Astrophys. J.* **220** 1137 (1978)
184. Hurford G J et al. *Astrophys. J.* **595** 2 L77 (2003)
185. Hurford G J et al. *Astrophys. J.* **644** 1 L93 (2006)
186. Fleishman G D, Toptygin I N *Cosmic Electrodynamics* (NY: Springer, 2013)
187. Hudson H S, Lin R P, Stewart R T *Sol. Phys.* **75** 245 (1982)
188. Kane S R et al. *Astrophys. J.* **390** 687 (1992)
189. Vestrand W T, Forrest D J *Astrophys. J.* **409** L69 (1993)
190. Krucker S et al. *Astron. Astrophys. Rev.* **16** 155 (2008)
191. Masuda S et al. *Nature* **371** 495 (1994)
192. Krucker S, Lin R P *Astrophys. J.* **673** 2 1181 (2008)
193. Effenberger F et al. *Astrophys. J.* **835** 2 124 (2017)
194. Veronig A M, Brown J C *Astrophys. J.* **603** 2 L117 (2004)
195. Xu Y, Emslie A G, Hurford G J *Astrophys. J.* **673** 576 (2008)
196. Fleishman G D et al. *Astrophys. J.* **816** 2 62 (2016)
197. Guo J et al. *Astron. Astrophys.* **543** A53 (2012)
198. Guo J, Emslie A G, Piana M *Astrophys. J.* **766** 1 28 (2013)
199. Fleishman G D et al. *Astrophys. J.* **857** 85 (2018)
200. Krucker S et al. *Astrophys. J.* **678** 1 L63 (2008)
201. Hudson H S et al. *Astrophys. J.* **561** L211 (2001)
202. Krucker S, White S M, Lin R P *Astrophys. J.* **669** L49 (2007)
203. Cliver E W, Kahler S W, Vestrand W T, in *23rd International Cosmic Ray Conference (ICRC23), Volume 3* Vol. 3 (Singapore: World Scientific, 1993) p. 91

204. Frost K J, Dennis B R *Astrophys. J.* **165** 655 (1971)
205. de Jager C, in *Solar Flares and Space Research* Vol. 11 (Amsterdam: North-Holland Publication Co., 1969)
206. Hudson H S *Astrophys. J.* **224** 235 (1978)
207. Lastufka E et al. *Astrophys. J.* **886** 1 9 (2019)
208. Plotnikov I, Rouillard A P, Share G H *Astron. Astrophys.* **608** A43 (2017)
209. Jin M et al. *Astrophys. J.* **867** 2 122 (2018)
210. Vybornov V I et al. *Astronomy Reports* **56** 10 805 (2012)
211. Boynton W V et al. *Space Sci. Rev.* **110** 1 37 (2004)
212. Livshits M A et al. *Astronomy Reports* **61** 9 791 (2017)
213. Krucker S et al. *Research in Astronomy and Astrophysics* **19** 11 167 (2019)
214. Kuznetsov V D et al. *Geomagnetism and Aeronomy* **56** 7 781 (2016)

 А. Л. Лысенко
 Д. Д. Фредерикс
 Д. Д. Флейшман
 Р. Л. Аптекарь
 Р. Л. Алтынцев
 С. В. Голенецкий
 Д. С. Свинкин
 М. В. Уланов
 А. Е. Цветкова
 А. В. Ридная

X-ray and Gamma-ray Emission of Solar Flares

A. L. Lysenko¹, D. D. Frederiks¹, G. D. Fleishman^{1,2},
R. L. Aptekar¹, A. T. Altyntsev³, S. V. Golenetskii¹, D. S. Svinkin¹,
M. V. Ulanov¹, A. E. Tsvetkova¹, A. V. Ridnaia¹

¹Ioffe Institute, Politekhnicheskaya 26, St. Petersburg 194021, Russian Federation

²New Jersey Institute of Technology, University Heights, Newark, NJ 07102-1982, USA

³Institute of Solar-Terrestrial Physics (ISZF), Lermontov St., 126a, Irkutsk, 664033, Russian Federation

alexandra.lysenko@mail.ioffe.ru

Аннотация

We present a brief review of the contemporary understanding and topical problems in solar flare physics, which can be clarified by X-ray and gamma-ray astronomy methods. The review is focused on several issues, including the conditions and mechanisms of electron acceleration in solar flares, the flare energy distribution between thermal and nonthermal components, gamma-ray emission of solar flares and its dynamics, the spatial structure of X-ray and gamma-ray sources. The emphasis is done on the data obtained by the joint Russian-US experiment *Konus-Wind*, which marked the 25th anniversary of continuous work in space in 2019.