

Вообще говоря, потоки мягкого рентгеновского излучения в двух спектральных диапазонах позволяют определить меру эмиссии и температуру в корональных петлях. Это среднее значение близко к 2–3 млн К, а мера эмиссии к 1 баумбаху равна 10^{49} см⁻³. Однако очень часто вблизи центра АО существует более горячий источник, и меру эмиссии всей АО нельзя определить в рамках однотемпературной модели. Характерное распределение дифференциальной меры эмиссии приведено на рис. 1.3.7, откуда видно, что часть плазмы АО имеет температуры вплоть до 10 млн К. В наиболее жесткой области регистрации излучения 284 Å спутника SOHO активные области выделяются лучше всего, см. рис. 1.4.11.

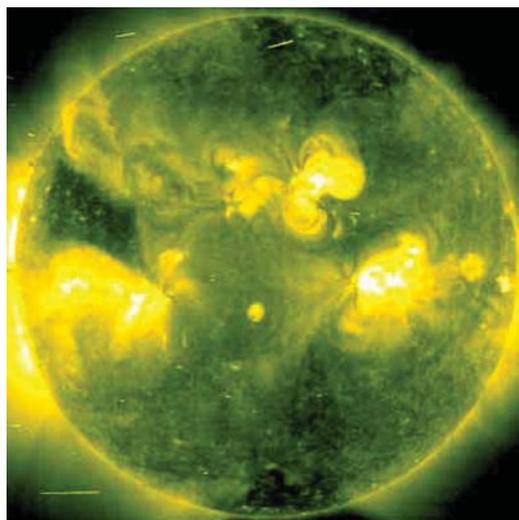


Рис. 1.4.11. Снимок Солнца, полученный 16 января 2005 г. в спектральной области 284 Å

1.5. Солнечные вспышки: результаты наблюдений и газодинамические процессы

М. А. Лившиц

1.5.1. Общие сведения о наблюдениях в различных диапазонах и сценарий вспышек

Многочисленные наблюдения солнечных вспышек начаты около 50 лет тому назад, когда стали широко использоваться интерференционно-поляризационные фильтры. Эти явления называли хромосферными, поскольку они наблюдались в линии водорода H_{α} и реже в линиях H и K ионизованного кальция. Вспышки проявляются как внезапное увеличение яркости малого участка хромосферы активной области, который быстро превращается в две светящиеся ленты. Вспышки возникают в группах пятен, но в нескольких процентах случаев появляются в центрах активности, лишенных пятен. Снимки вспышек в центре линии H_{α} сильно различаются от события к событию. Общей чертой вспышек является появление яркой точки вблизи пятен, превращающейся в две ленты, которые быстро расходятся в пределах всей активной области. Вид и эволюция лент сильно зависят от конфигурации магнитного поля, формы нейтральной линии, разделяющей магнитные поля противоположной направленности. На заключительных стадиях вспышки развиваются системы петель,

заполненных холодной (с $T \sim 10^4$ К) плазмой. Эти петли лучше всего наблюдаются на фоне неба — в тех случаях, когда вспышка располагается вблизи лимба.

Северный (1958) показал, что вспышечные ленты располагаются по обе стороны от линии раздела полярностей продольного магнитного поля. Площади вспышек в линии H_α могут превышать 10^{-3} (1000 млн долей) от площади полусферы; яркости отдельных точек могут в несколько раз превышать яркость спокойной хромосферы. По значениям площади и яркости разработана шкала оптических баллов вспышек: 1–4 по мере возрастания площади и S (small), N (normal) и B (bright) по яркости. Так, типичная мощная вспышка характеризуется баллом 3В.

Очень редко, в частности, в этой вспышке кроме хромосферного излучения, наблюдаются яркие точки в непрерывном оптическом континууме. Они возникают вблизи пятен, часто в полутени и исключительно редко в тени пятна и существуют от одной до нескольких минут в начале развития всего процесса. Эти события называют белыми вспышками.

Одна хромосферная вспышка отличается от другой количеством ярких точек, их временем жизни, расположением относительно пятен и т. д. Общей чертой вспышек является их связь с движениями вещества и протуберанцами. Многообразие морфологических особенностей, связанное с различием магнитных конфигураций тех центров активности, где возникают вспышки, долгое время не позволяло проводить какого-либо достоверного анализа физических процессов, происходящих при этих нестационарных явлениях. Иначе говоря, каждая хромосферная вспышка требовала разработки индивидуальной теории или по крайней мере собственной конфигурации магнитного поля данной активной области.

Начавшиеся с середины 60-х гг. XX в. рентгеновские наблюдения сразу продемонстрировали, что основной процесс при вспышке — это формирование системы корональных петель, заполненных горячей плазмой с температурой от нескольких до десятков МК. В большинстве случаев соответствующие временные изменения потока мягкого рентгеновского излучения похожи друг на друга и характеризуются быстрым подъемом и медленным спадом. Эти первые регистрации вспышек в мягком рентгеновском диапазоне сделали очевидными два вывода: первый — вспышка развивается в основном в короне, а не в хромосфере, и второй — о том, что основное энерговыделение происходит на начальной стадии процесса, а затем идет процесс постепенного остывания горячей плазмы. Вспышку, или рентгеновскую вспышку, стали отождествлять с системой петель, заполненных плазмой с температурой от 5 до 20 МК (рис. 1.5.1).

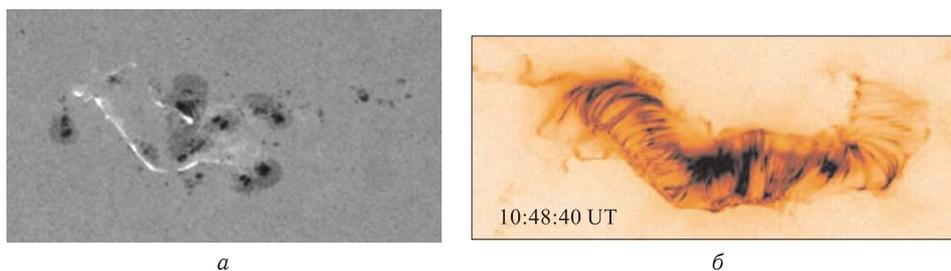


Рис. 1.5.1. Вспышка в День Бастилии 14 июля 2000 г. (оптический балл 3В, рентгеновский — X5.7) по данным спутника TRACE: *a* — снимок фотосферы — группа пятен с наложенным изображением в синих лучах (хромосфера в основаниях корональных петель) в момент 10:28:11; *б* — корональные петли — изображение в диапазоне 195 Å

Огромное количество внеатмосферных наблюдений солнечных вспышек позволяет сегодня по-новому взглянуть на развитие нестационарных явлений на Солнце. Большинство из них, особенно мощных, включает в себя выброс плазмы (эрупция в виде сёржа или коронального выброса массы — КВМ), один или несколько импульсных актов выделения энергии и последующее формирование системы вспышечных петель. Высота обычных корональных петель не превышает 30000 км. Однако в длительных явлениях, длящихся в мягком рентгене более получаса, петли поднимаются выше $0,1R_{\odot}$ и существуют много часов.

Мощные вспышки могут состоять из нескольких эпизодов, различным образом связанных между собой. В таком случае наиболее мощное импульсное энерговыделение происходит тогда, когда вспышечный процесс непосредственно приближается к большому пятну или группе больших пятен.

Изменение во времени потоков излучения различных типов для «типичной» вспышки показано на рис. 1.5.2. Во многих случаях удается отчетливо выделить

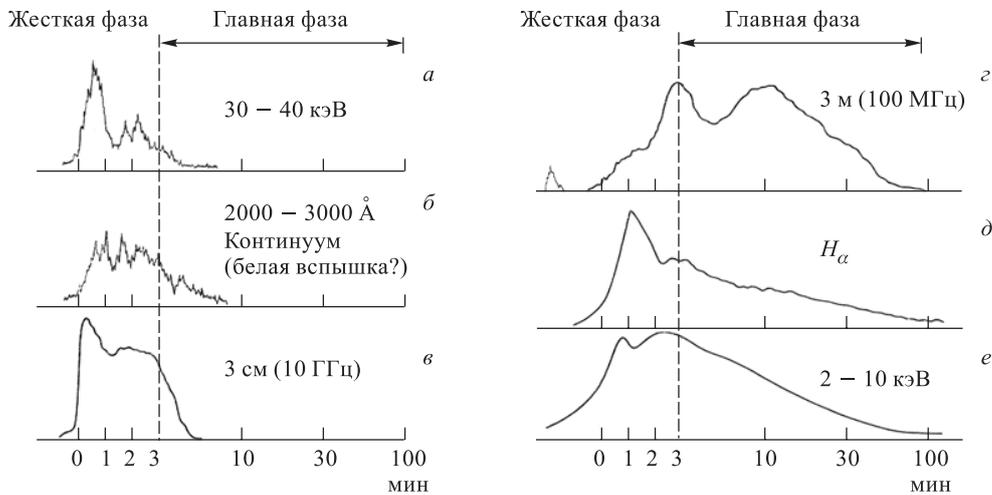


Рис. 1.5.2. Изменение потоков излучения в ходе типичной солнечной вспышки (Кацова, Лившиц, 1991)

импульсную (жесткую) фазу, длящуюся несколько минут. Обычно ее отождествляют с жестким рентгеновским всплеском. В это же время наблюдается микроволновой всплеск, иногда непрерывное излучение в коротковолновом (менее 2000 Å) и оптическом диапазонах, а также другие эффекты, связанные с ускорением частиц (ядерные линии и т. д.). На временном профиле изменений интенсивности в центре линии H_{α} (рис. 1.5.1) виден процесс постепенного затухания свечения таких петель.

В большинстве случаев соответствующие временные изменения потока мягкого рентгеновского излучения похожи друг на друга и характеризуются быстрым подъемом и медленным спадом. Рентгеновские изображения систем вспышечных петель для разных событий сходны по морфологии. Однако начало вспышки на стадии формирования системы петель отличается значительным разнообразием происходящих процессов. На этой фазе наблюдается всплеск жесткого рентгеновского излучения, отражающий появление и эволюцию потоков ускоренных электронов. Эти же электроны ответственны за генерацию микроволнового радиоизлучения на этой фазе вспышки. Воздействие потока ускоренных электронов на плотные нижележащие слои хромосферы приводит к свечению ультрафиолетового и иногда оптического

континуума. Достаточно редкий случай — это белая вспышка, т. е. появление вблизи пятен ярких точек в белом свете. Заметим, что нетепловые процессы, связанные с ускоренными частицами, отражаются в той или иной степени на временных профилях мягкого рентгеновского излучения, H_α -свечения и радиоизлучения в метровом диапазоне.

Использование рентгеновских наблюдений вместе с результатами наземных исследований позволили создать первый физически обоснованный сценарий вспышки (рис. 1.5.3). В его основе предполагается, что внезапный нагрев плазмы и уско-

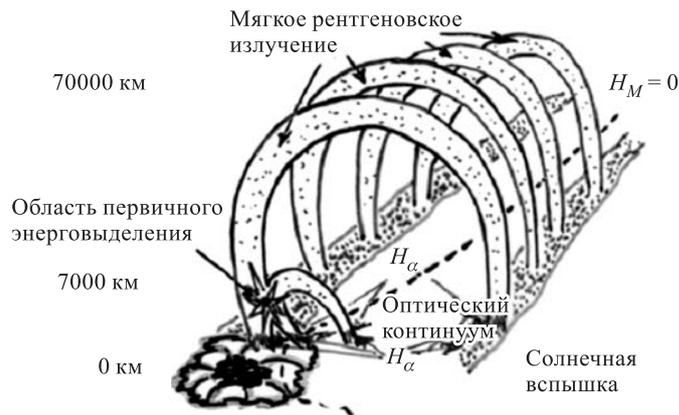


Рис. 1.5.3. Схематическое изображение вспышечных петель. Пунктиром показана нейтральная линия, разделяющая магнитные поля противоположной полярности

рение некоторого количества частиц происходит на небольшой высоте в области, непосредственно примыкающей к солнечному пятну. Основная масса ускоренных частиц и горячая плазма быстро распространяются по тем силовым линиям, которые связывают область первичного энерговыделения с другим основанием корональной петли. Эта достаточно высокая вспышечная петля, заполненная испарившейся из ее оснований очень горячей плазмой и ускоренными частицами, отчетливо наблюдается в последние годы как область развития высокоэнергичных процессов. Далее процесс переходит в корональные слои, где происходит дополнительное выделение энергии, сопровождающееся формированием аркады высоких петель, располагающихся над нейтральной линией. Потоки мягкого рентгеновского излучения возрастают, достигая максимальных значений уже при сформировавшейся арочной системе во всей активной области.

Физика импульсных явлений на Солнце — это проблемы источника первичного энерговыделения, в том числе механизма ускорения частиц, кинетики пучков частиц, эволюции распределений частиц по углам и по энергиям в магнитных петлях. К этому примыкает блок вторичных процессов: отклик различных слоев атмосферы на воздействие потоков ускоренных частиц и тепла. Такое разделение на первичные и вторичные процессы было предложено в обзоре Сомова и Сыроватского (1976). Авторы обзора подчеркивали, что многообразие физических процессов, вызываемых вспышкой в атмосфере Солнца, связано как с наличием нескольких каналов высвобождения энергии (тепло, ускоренные частицы, излучение, газодинамические движения), так и со многими другими факторами: высотой расположения источников, конфигурацией магнитного поля и т. д. За прошедшие 30 лет после написания этого обзора наблюдения позволили выделить те процессы, которые в действительности

реализуются при вспышках. Так, удалось изучить свойства пучков ускоренных электронов и исследовать отклик хромосферы на импульсный нагрев. Некоторые другие проблемы — воздействие высокоэнергичного излучения на нижележащие холодные слои, его поглощение в различных ситуациях, роль тепловой неустойчивости — еще ждут своего детального исследования. В последние годы активное освоение γ -диапазона позволило начать серьезное изучение высокоэнергичных процессов. Несколько аномально мощных вспышек в 22-м и 23-м циклах солнечной активности удалось исследовать современными методами. Оказалось, что полная энергия ускоренных частиц приближается в этих событиях к максимально возможной энергии, запасенной в магнитной конфигурации.

Период существования мягкого рентгеновского излучения при вспышке С.И. Сыроватский предложил называть главной или горячей фазой, однако эти термины употребляются редко. Современные наблюдения вспышек в различных спектральных диапазонах с высоким пространственным и временным разрешением вносят изменения в описанный выше сценарий для горячей фазы вспышек. Самым главным является тот факт, что собственно вспышку и корональный выброс массы нельзя рассматривать как независимые явления. Они представляют собой различные стороны одного нестационарного процесса. Другими словами, дестабилизация магнитной конфигурации проявляется в формировании выброса горячего (иногда холодного) вещества, и в постепенном формировании системы петель, заполненных горячей плазмой. Каждый ярко выраженный выброс связан с образованием двух лент в хромосфере, являющихся основаниями системы корональных петель. Это подтверждает те общие соображения, которые были выдвинуты Коппом и Пнойманом (Корп, Рпейтан, 1976). Они состоят в утверждении, что выброс раскрывает часть ранее замкнутых магнитных силовых линий. Последующая релаксация конфигурации к исходному состоянию приводит к формированию токового слоя и процессу пересоединения противоположно направленных магнитных полей. Только в последние годы получены наблюдательные свидетельства этого процесса на больших корональных высотах, что дает основу для изучения длительной эволюции корональных петель. Подробнее эти проблемы обсуждаются в разделе, посвященном длительным вспышкам.

Наиболее характерным проявлением вспышки является ее свечение в мягком рентгеновском диапазоне. Рентгеновское излучение всего диска Солнца регулярно регистрируется на спутниках серии GOES с 1977 г. в диапазоне 1–8 Å (а с 1988 г. также и в более жестком диапазоне 0,5–4 Å). Эти наблюдения послужили основой для создания нескольких баз данных. Мы будем здесь основываться на модифицированной базе данных ИЗМИРАН (Белов и др. 2005), содержащей более 60 000 событий. В ней приведены момент начала явления, его длительность, гелиографические координаты, рентгеновский и оптические классы вспышки, а также, примерно для 1000 вспышек, характеристики ускоренных частиц и потоков солнечного ветра, вызванных данным событием. Рентгеновские классы А, В, С, М и X соответствуют потокам излучения около Земли, превосходящим 10^{-8} , 10^{-7} , 10^{-6} , 10^{-5} , 10^{-4} Вт \times м^{-2} соответственно. Например, вспышка с максимальным потоком в диапазоне 1–8 Å, равным $2,1 \cdot 10^{-5}$ Вт \cdot м^{-2} , имеет рентгеновский класс M2.1. Заметим, что поток излучения вспышки класса X10 в области спектра 1–8 Å соответствует $1 \text{ эрг} \times \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ на уровне орбиты Земли. Введенные баллы характеризуют интегральное рентгеновское излучение вспышки. Они несут в себе определенную информацию об энергетике процесса в целом. Оказалось, что различные физические процессы, развивающиеся во время вспышки, зависят от ее рентгеновского балла.

Среди совокупности нестационарных процессов на Солнце можно выделить наиболее мелкомасштабные, развивающиеся на границах хромосферной сетки. В свете современных наблюдений их можно отождествлять с весьма короткоживущими собы-

тиями — нановспышками. Более мощные нестационарные явления развиваются уже в центрах активности. Наблюдения в линиях переходной области и ультрафиолетовом континууме показывают, что в нестационарных явлениях динамическая активность проявляется в виде явлений двух типов: слабые импульсы около пятен или более длительные уярчения вдоль нейтральной линии магнитного поля. Эти же два типа характерны и для обычных субвспышек — явлений с рентгеновским баллом А и В. Большинство вспышек класса С являются импульсными.

На рис. 1.5.4 приведены гистограммы зависимости числа вспышек от их длительности в различных интервалах их мощностей (Осокин и др., 2003). Каждая гистограмма приведена в процентах от общего числа выбранных событий. Длитель-

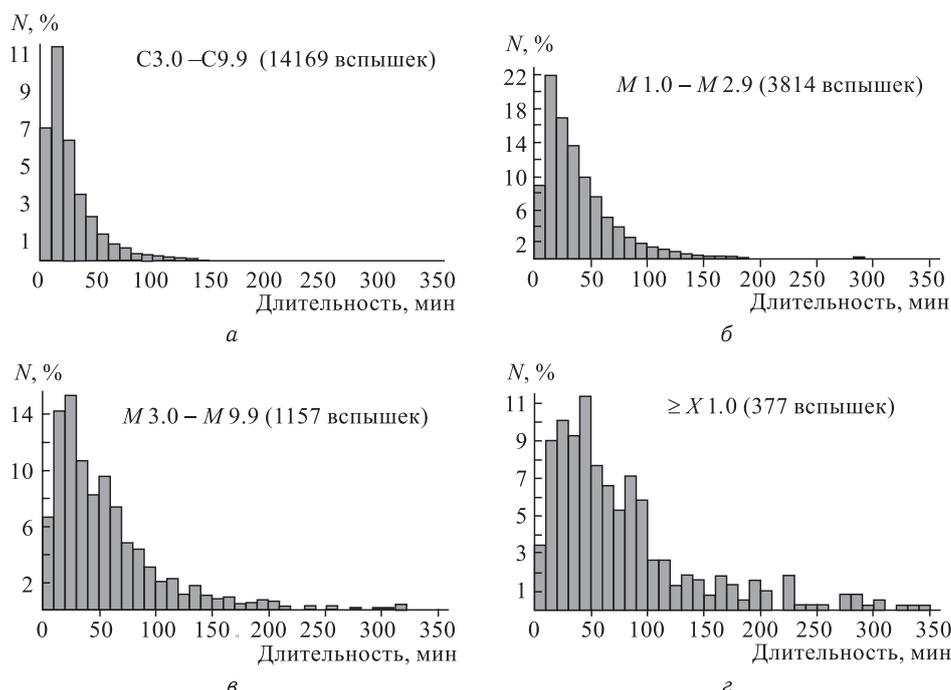


Рис. 1.5.4. Гистограммы зависимости числа вспышек от их длительности в различных интервалах их мощностей: *а* — гистограмма для 14 169 вспышек, имеющих рентгеновский балл от С3 до М1; *б* — данные для 3814 вспышек балла от М1 до М3; *в* — данные для 1157 вспышек балла от М3 до X1; *г* — данные для 377 вспышек балла X1 и больше. По оси абсцисс отложена длительность событий (на уровне 0,1 от максимальной интенсивности вспышки) в минутах. По оси ординат — число вспышек, нормированное в процентном отношении от общего числа выбранных событий

ность Δt в шкале спутников GOES означает промежуток времени между началом вспышки и моментом, когда интенсивности упали уже до уровня 1/4 максимальной интенсивности в диапазоне 1–8 Å. Эта величина Δt характеризует время мощного свечения и не включает в себя длительную фазу существования постэруптивных петель.

Большинство вспышек являются достаточно слабыми и их длительность не превышает 30 мин. Это видно из рис. 1.5.4, *а*, где на гистограмме с шагом по времени 10 мин выделяется единственный максимум в 10–20 мин с экспоненциальным спадом

к более длительным событиям. Более 70 % этих явлений характеризуются полной длительностью менее 30 мин. Их можно назвать импульсными вспышками.

Для примерно 4000 более мощных вспышек класса М1–М3 характер этой зависимости сохраняется (рис. 1.5.4, б), но доля явлений, длящихся не более 30 мин, уменьшается по сравнению с предыдущим случаем до 48 % и экспоненциальный спад становится более медленным. На гистограмме (рис. 1.5.4, в), относящейся к явлениям М3–Х1, проявляется уже второй максимум при длительности явлений 50–60 мин, и появляется некоторое число более долгоживущих событий. Такой характер эволюции гистограмм сохраняется и при переходе к самым мощным событиям (ярче Х1, см. рис. 1.5.4, г), причем число очень длительных явлений возрастает. Этот анализ позволяет заподозрить существование трех классов явлений, длящихся менее получаса, 1–2 ч и 3–30 ч, причем последние, как правило, являются наиболее мощными.

Таким образом, статистический анализ однородных данных о мягком рентгеновском излучении позволяет выделить три типа событий: вспышки, длящиеся до 30 мин (импульсные), типичные двухленточные вспышки с длительностью до 1–2 ч (компактные) и редкие очень длительные события (Long Duration Event — LDE). Последние включают в себя вспышки со сложной пространственно-временной структурой (т. е. состоящие из нескольких отдельных эпизодов). Длительные явления — динамические вспышки связаны с выбросом волокон. Петли в этих явлениях уходят уже в межпланетное пространство.

Физические условия в источниках мягкого рентгеновского излучения различных вспышек можно определить по данным спутников GOES (Garcia, 2000), «Yohkoh» (Tsuneta, 1996) и др. Типичные значения плотности плазмы составляют 10^{11} см⁻³ в низких петлях на первых стадиях вспышки и 10^{10} см⁻³ в долгоживущих петлях. Для лимбовых касповых вспышек по данным «Yohkoh» плотность плазмы в вершине постэруптивной аркады оценивается величиной $(5-9) \cdot 10^9$ см⁻³ при температуре 6–8 МК (Grechnev et al., 2006b). Изменение меры эмиссии и температуры от времени в ходе развития вспышки прослеживается по гистерезисным диаграммам, обсуждение которых будет проведено в разделе, посвященном длительным вспышкам.

1.5.2. Жесткие рентгеновские всплески на Солнце и отклик хромосферы на импульсный нагрев

Для многих вспышек фаза роста мягкого (1–8 Å) излучения совпадает со всплеском жесткого излучения с $h\nu > 15$ кэВ, и часто длительность последнего отождествляют с жесткой, импульсной фазой. Вообще говоря, нетепловое излучение появляется уже в некоторых субвспышках, что видно по степенному характеру спектра некоторых слабых событий в области 2–10 кэВ, а также по их характерному временному профилю с резким возрастанием излучения и более постепенным его спадом (Krusker et al., 2002). Подавляющее большинство жестких рентгеновских всплесков являются слабыми и наблюдаются только в диапазоне 10–30 кэВ, что связано с их спектром, резко спадающим с ростом энергии фотонов. Эти события обычно длятся не более десятков секунд. Наряду с очень большим количеством всплесков в области $h\nu < 30$ кэВ, в достаточно мощных событиях появляются всплески в диапазонах энергий до 100 кэВ и выше.

Отметим две особенности жестких рентгеновских всплесков. Во-первых, довольно часто весь всплеск демонстрирует временную структуру на временной шкале от одной до 10 с. Эти короткие импульсы сливаются в два максимума, разнесенные на 40–60 с (см. рис. 1.5.5). Такая двухвершинность профиля была выяснена уже по материалам спутника «Hinotory» и отчетливо выражена в многочисленных всплесках, зарегистрированных прибором BATSE Комптоновской обсерватории. Как уже гово-

рилось выше, второй максимум свечения появляется в большинстве случаев тогда, когда возмущение достигает другого основания той петли, в которой развиваются высокоэнергичные явления. Соответствующие скорости распространения возмущения лежат в пределах от 300 до 1000 км/с.

Во-вторых, для не очень сложных событий жесткий рентгеновский всплеск происходит на фазе роста мягкого рентгеновского излучения. Нойперт, который один из первых начал изучать жесткие всплески, обратил внимание на то, что производная временного профиля мягкого рентгеновского излучения оказывается близка к профилю микроволнового радиовсплеска и, соответственно, жесткого рентгеновского всплеска. Эффект Нойперта (Neupert, 1968) сейчас отчетливо наблюдается в случае импульсных вспышек на Солнце и звездах.

Для достаточно мощных всплесков, например с потоком $F > 100$ фотон \cdot см $^{-2}$ \cdot с $^{-1}$ в области $h\nu > 15$ кэВ, дифференциальный спектр описывается зависимостью вида $h\nu^{-\delta}$, где показатель степени δ становится не 6–7 (типичном для спокойного Солнца), а приближается к 3. Такой же жесткий спектр характерен для излучения оснований петель мощных МЗ-Х-всплесков во время их взрывной фазы (наблюдения спутника RHESSI 21 апреля 2002 г., Lin et al., 2003b). По тормозному излучению потока ускоренных электронов, вторгающихся в плотные слои близ основания петель, определяется полное число и энергия ускоренных электронов. В случае мощных вспышек поток энергии, переносимый ускоренными электронами, приближается к 10^{11} эрг/см 2 \cdot с (см. ниже).

Жесткий рентгеновский всплеск, типа показанного на рис. 1.5.5, наблюдается в начале простых явлений. В случае вспышек со сложной пространственно-временной структурой, наиболее жесткое излучение может генерироваться вблизи максимума вспышки. Такое поведение рентгеновского спектра, который является мягким в начале, жестким в середине и последующим переходом от мягкого к довольно жесткому спектру на фазе спада (soft—hard—harder). Это связано с развитием квазитеплового эпизода вспышки в ее начале, затем высокоэнергичных явлений, обычно в области, примыкающей к пятну, и, наконец, фазы затухания. Отметим также, что степенной спектр в событиях большой мощности является продолжением теплового спектра. В событиях самой большой мощности эта граница между тепловым и нетепловым спектром может смещаться от 15 кэВ в сторону более высоких энергий 30–50 кэВ. Примером таких событий может служить вспышка 25 августа 2001 г. — источник мощного гамма-всплеска, произошедшего в группе между двумя большими пятнами противоположной полярности. Степенной рентгеновский всплеск в максимуме явления начинался 25 августа 2001 г. с энергий фотонов около 80 кэВ. В таких вспышках уже отчетливо наблюдаются ядерные линии, генерация дейтерия и лития и т. д. (см. Ramaty, 1986; разд. 1.8.4).

Высокоэнергичные явления всегда сопровождаются нагревом плазмы. Мера эмиссии иногда появляющейся очень горячей (superhot, $T = 30$ – 35 МК) плазмы составляет примерно 10% от основной меры эмиссии плазмы, излучающей в мягком рент-

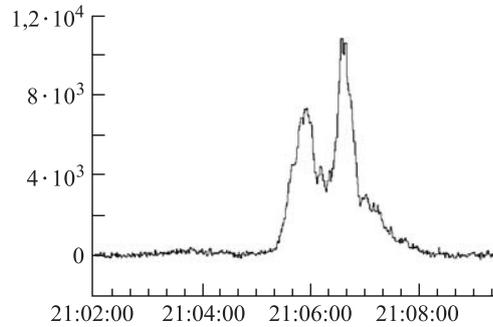


Рис. 1.5.5. Пример регистрации жесткого рентгеновского всплеска 2 января 1992 г. на Комптоновской обсерватории: прибор BATSE в канале, чувствительном к фотонам с энергией более 25 кэВ. Эффективная площадь рентгеновского телескопа 2000 см 2

геновском диапазоне $T = 10\text{--}20$ МК (Lin et al., 1981). Позднее, на постэруптивной фазе вспышек основная масса плазмы имеет температуру около 6 МК (Урнов и др., 2007).

В последнее время в основном из наблюдений RHESSI стала более ясной структура источника жесткого рентгеновского излучения. Самые большие потоки при энергиях $h\nu > 50$ кэВ возникают близ основания одной или нескольких петель на высотах 10–15 тыс. км над фотосферой. Такие же значения высот следуют и из стереоскопических наблюдений жесткого рентгеновского излучения (Лившиц и др. 2005). На спутнике RHESSI отчетливо наблюдался высокий корональный источник более мягкого излучения 10–40 кэВ (Lin et al., 2003b).

Характеристики пучков ускоренных электронов. Спектр жесткого рентгеновского всплеска позволяет оценить характеристики пучка ускоренных электронов. Наблюдаемый спектр в области энергий $E > E_1$ представляется в виде

$$I(h\nu) = I_0(h\nu)^{-\delta} \text{ фотонов/см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{кэВ}. \quad (1.5.1)$$

Здесь граница степенного спектра со стороны малых энергий E_1 близка к 15 кэВ; величины I , I_0 и показатель степенного спектра δ зависят от времени.

Будем считать, что это излучение возникает при торможении ускоренных электронов в мишени с достаточной массой. В случае тормозного излучения в толстой мишени его дифференциальный спектр связан с числом ускоренных электронов соотношением, которое в Борновском приближении сводится к уравнению Абеля. Решение этого интегрального уравнения позволяет определить число ускоренных электронов в источнике жесткого рентгеновского излучения:

$$N_e(E, t) \approx 10^{42} \frac{I_0 (\delta - 1) \Gamma(\delta - 1/2)}{n \Gamma(\delta - 1) Z^2} E^{-(\delta-1/2)} \text{ электронов/кэВ}, \quad (1.5.2)$$

где n — средняя плотность ионов в источнике, $Z^2 \approx 1,8$ для космической плазмы, $\Gamma(x)$ — гамма-функция.

Из решения уравнения непрерывности для ускоренных частиц спектр электронов в области ускорения получается равным

$$F_0(E, t) \approx 5 \cdot 10^{-9} \delta n E^{-3/2} N_e(E, t) \text{ электронов/с} \cdot \text{кэВ}. \quad (1.5.3)$$

Выражения (1.5.1)–(1.5.3) основаны на пионерской работе Брауна (Brown, 1971) и получены Сыроватским и Шмелевой (1972) и Корчаком (1976). Дальнейшая разработка этой проблемы выполнена Брауном с соавторами (Brown et al., 2003), где приведены также некоторые ссылки на работы последних лет. Полная энергия пучка ускоренных электронов с энергией более 20 кэВ оказывается равной $10^{10}\text{--}10^{11}$ эрг/см² с в МЗ–ХЗ вспышках соответственно.

Стандартный отклик хромосферы на импульсный нагрев. Костюк и Пикельнер (1974) продемонстрировали определяющую роль газодинамических движений в физике отклика атмосферы на импульсный нагрев и, в частности, в формировании источников излучения в оптической, коротковолновой и рентгеновской областях спектра. Это исследование было продолжено с использованием новых численных методов и появившихся ЭВМ для мощных импульсных вспышек на Солнце и звездах (Livshits et al., 1981).

За прошедшие 25 лет численное моделирование отклика атмосферы на нагрев проводилось неоднократно (см., например, обзор Fisher, 1986). Отметим существенный вклад Фишера с соавторами (Fischer et al., 1985a, b), где разработка простых аналитико-численных моделей для сглаженного временного профиля функции нагрева позволила найти возможные течения плазмы (при взрывном и постепенном

испарении), окончательно выяснить физический смысл некоторых закономерностей и продемонстрировать новые возможности для сравнения теоретических результатов с наблюдениями. В работах последних лет проводилось численное моделирование взрывного испарения хромосферы во время мощных импульсных вспышек с учетом неравенства электронной и ионной температур. Бойко и Лившиц (1995) показали, что моделирование с учетом различия температур приводит фактически к тем же самым результатам.

Энергия из расположенного над плотными хромосферными слоями источника первичного процесса энерговыделения может поступать в виде потока тепла или ускоренных частиц, прежде всего электронов. Рассмотрим процесс отклика хромосферы на воздействие на нее потока ускоренных электронов. В задачах о стандартном отклике хромосферы на импульсный нагрев предполагается, что плазма заключена в вертикальную трубку постоянного сечения. Одномерность задачи в данном случае оправдана преимущественным распространением частиц и потоков тепла вдоль магнитных силовых линий. В начальный момент времени рассматривается слой хромосферы протяженностью 2000 км. Далее допускается, что на верхнюю границу слоя в течение 10 с падает пучок ускоренных электронов и рассматривается газодинамический процесс разлета газа при заданном постоянном давлении в верхней корональной части потока.

Система уравнений для одножидкостной двухтемпературной плазмы может быть записана в виде:

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dt} + n \frac{\partial v}{\partial z} = 0, \quad mn \frac{dv}{dt} = - \frac{\partial}{\partial z} (p_i + p_e) - mgn, \\ n \frac{d}{dt} (x\varepsilon_e) + p_e \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial z} = Q_e + Q_0 - \Lambda - D, \quad m \frac{d\varepsilon_i}{dt} + p_i \frac{\partial v}{\partial z} = D. \end{aligned} \quad (1.5.4)$$

Здесь рассматривается водородная плазма с показателем адиабаты $\gamma = 5/3$; $\varepsilon_e = \frac{k}{\gamma-1} T_e + \chi = \frac{3}{2} k T_e + \chi$ — внутренняя энергия электронов, $\varepsilon_i = \frac{k}{\gamma-1} T_i = \frac{3}{2} k T_i$ — внутренняя энергия тяжелых частиц, (предполагается, что нейтральные атомы имеют температуру ионов); χ — потенциал ионизации водорода; n — концентрация ядер водорода, $n = n(\text{HI}) + n_p$; $n(\text{HI})$, n_p , n_e — концентрации нейтрального водорода, протонов и электронов соответственно, $n_e = n_p$; p_e — электронное давление, $p_e = xnkT$; p_i — давление, создаваемое тяжелыми частицами, $p = nkT$; степень ионизации $x = n_e/n$; W — тепловой поток, $W = -\varkappa \frac{\partial T_e}{\partial z}$, где $\varkappa = 10^{-6} T_e^{-5/2}$ — коэффициент теплопроводности плазмы, m — масса атома водорода; Q_e — функция нагрева плазмы; Λ — функция радиационного охлаждения; Q_0 — энергия нагрева, уравновешивающая потери на излучение в начальный момент времени; D — функция обмена энергией между электронной и ионной компонентами. Заметим, что в выписанных уравнениях вязкостью пренебрегается ввиду того, что вводимая при численном счете искусственная вязкость ее превосходит при используемом диапазоне физических условий в плазме.

Граничные условия соответствуют сохранению постоянного давления в верхней, корональной части петли, и нижней — фотосферной части, отсутствию тепловых потоков на обеих границах области. Нижняя граница области берется достаточно удаленной, чтобы в течение рассматриваемого ограниченного промежутка времени возмущения от изучаемых процессов еще не дошли до нижней границы. Степень ионизации плазмы x считалась зависящей только от температуры электронов. При этом использовались два вида функции $x(T)$ для слоев, прозрачных и непрозрачных в линии L_α .

Далее считалось, что источником нагрева является входящий в атмосферу сверху поток ускоренных электронов. Спектр этих электронов с энергией $E \geq 10$ кэВ принимался достаточно жестким, $v(E)N(E) \sim E^{-\gamma}$, $\gamma = 3$, и включение нагревающего потока происходило резко: его временной профиль считался прямоугольным с длительностью нагрева 10 с. Приводимые ниже решения остаются качественно справедливыми для различного, не слишком слабого нагрева, являющегося импульсным и распределенным по некоторому интервалу лагранжевой координаты. Это однако остается верным тогда, когда выполнены критерии Фишера (Fisher et al., 1985a, b) для возникновения режима взрывного испарения хромосферы, т. е. когда значительный нагрев хромосферы «включается» за время, не превышающее временную шкалу гидродинамического расширения.

Результаты, полученные в работе (Livshits et al., 1981), остались справедливы до настоящего времени. Мы проиллюстрируем их для двухтемпературного случая. Особенности численного метода описаны Бойко и Лившицем (1995). На рис. 1.5.6 приведены схема отклика и начальная модель внешней атмосферы активной обла-

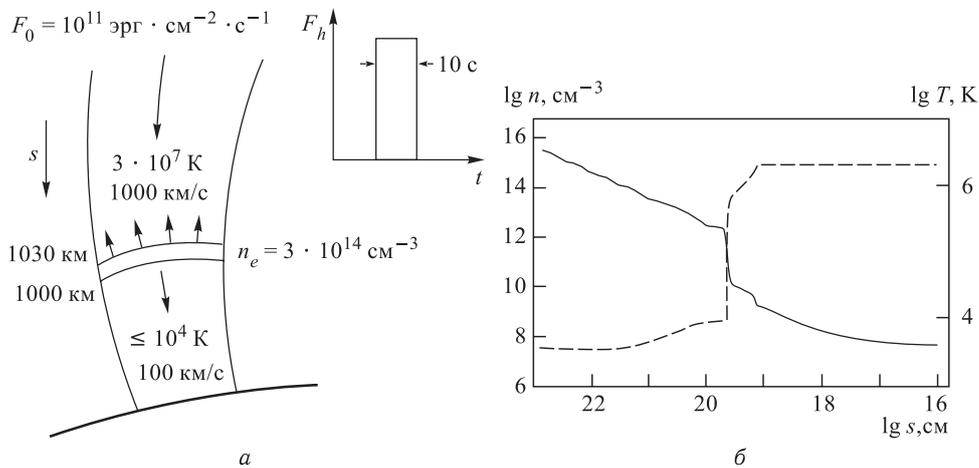


Рис. 1.5.6. Схема газодинамического отклика хромосферы на импульсный нагрев (а); начальная модель внешней атмосферы (б): сплошная линия — распределение плотности, штриховая — температуры. Интервал высот — 0–2000 км над фотосферой

сти на Солнце; здесь s — число ядер водорода в столбе, отсчитываемое сверху, $s = -\int_z^\infty n dz$ см⁻² — лагранжева координата. Переход от хромосферной к корональной плазме происходит на высоте 2000 км (логарифм лагранжевой координаты, отсчитываемой сверху, $\lg s \approx 19,6$ для точки с $T = 10^5$ К).

Процесс взрывного испарения состоит из двух стадий: в самом его начале образуется область «квазиравновесия» с $T \leq 10^5$ К, где нагрев уравнивается радиационными потерями. В некоторой ее части плазма в верхней хромосфере сильно прогревается (рис. 1.5.7). Показанный на рис. 1.5.7 момент лишь несколько превышает характерное газодинамическое время в хромосфере. Поэтому движения еще отсутствуют, плотность не меняется, а давление уже резко возрастает. Ионная температура еще не успевает сравняться с электронной.

От образовавшейся области высокого давления вниз и вверх распространяются два возмущения. Движущееся вниз возмущение, преобразующееся в ударную волну, быстро проходит через область квазиравновесия.

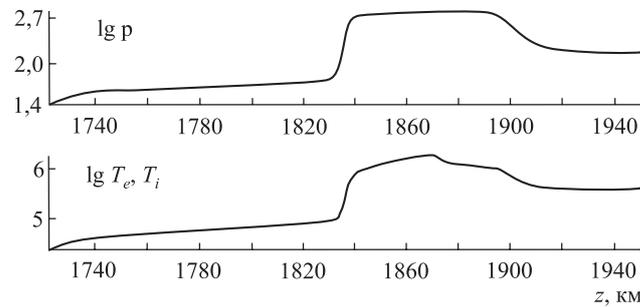


Рис. 1.5.7. Распределение давления и температуры ионов и электронов от высоты. Время — 0,2 с после начала процесса. Показана область «квазиравновесия» с образовавшимся максимумом давления

Вторая часть процесса взрывного испарения характеризуется медленным распространением вниз скачка температуры, перед которым движется ударная волна. Газ за движущимся вниз фронтом ударной волны с излучением сжимается в десятки раз. Это происходит потому, что эффективный уход энергии вследствие излучения препятствует резкому повышению температуры, характерному для привычного случая распространения сильных ударных волн, например, в атмосфере Земли. Так же, как и в изотермической ударной волне, скачок плотности оценивается как

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} \sim \frac{v^2}{RT_2},$$

где v — скорость газа за фронтом волны (равная скачку скорости при распространении волны в движущейся среде), T_2 — температура за фронтом, R — газовая постоянная. Отношение плотностей после и до фронта заметно превышает предельное значение $\rho_2/\rho_1 = 4$ для идеального газа с показателем политропы $\gamma = 5/3$, и достигает примерно 100 в начале мощного процесса. Между фронтом ударной волны и фронтом тепловой волны формируется геометрически тонкая, низкотемпературная конденсация. Она и является источником низкотемпературного излучения вспышек. Прежде всего, здесь образуется линейчатое излучение водорода — линии бальмеровской серии и др. Горячий газ оттекает вверх от области скачка температуры со скоростями в сотни километров в секунду.

Распределение плотности низкотемпературной ($T \leq 10\,000$ К) конденсации в различные моменты времени импульсной солнечной вспышки (нагревающий поток 10^{11} эрг/см² · с) показано на рис. 1.5.8. Для последнего момента времени скорость движущейся вниз конденсации достигает 50 км/с. Высокотемпературная плазма движется вверх от внешней границы этой конденсации со скоростью, близкой к в-

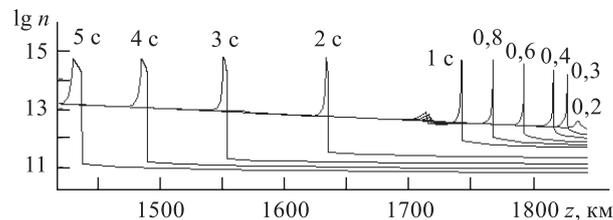


Рис. 1.5.8. Плотность низкотемпературной конденсации для моментов от 0,2 с до 5 с. Плотность выражена в см⁻³. Прямой линией показана начальная модель (Бойко и Лившиц, 1995)

личине 1000 км/с к моменту времени 5 с. Температура электронов может превышать температуру ионов до порядка величины в области максимально горячих частей восходящей струи газа.

Развитие газодинамического процесса зависит от относительного расположения области максимального нагрева, характеризующейся лагранжевой координатой s_0 , и переходной области s_{tr} в начале процесса. Величина $s_0 = E_0^2/2a \approx 4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$, где $E_0 \approx 15 \text{ кэВ}$ — граница спектра ускоренных электронов со стороны высоких энергий, а $\sim 3 \cdot 10^{-18} \text{ кэВ}^2 \cdot \text{см}^2$ — постоянная ионизационных потерь. Характер решения рассматриваемых газодинамических уравнений сильно различается в случаях, когда область максимального нагрева располагается ниже, вблизи или выше переходной области. В первом случае нагрева хромосферы ниже переходной области процессы в хромосфере хорошо выражены независимо от того, велик или мал нагревающий поток. Этот случай реализуется при жестком спектре ускоренных электронов. Для другого предельного случая нагрева слоев, лежащих выше переходной области ($s_0 < s_{tr}$), эффекты развиваются преимущественно в короне, в то время, как движущееся вниз возмущение является слабым. Такой случай часто реализуется при мягком спектре ускоренных электронов, или при нагреве потоками тепла.

При слабом импульсном нагреве отклик атмосферы, состоящей из хромосферы, переходной области и короны, характеризуется возникновением не одного, как обычно, а двух восходящих потоков. Причиной возникновения дополнительного течения на корональных высотах является неравномерность нагрева начальной внешней атмосферы по высоте. Оно возникает тогда, когда в корональных слоях, а не только в хромосфере, в ходе процесса выделяется определенная энергия. Этот случай рассмотрен Бойко и Лившицем (1999) и привлекался для интерпретации данных о рентгеновских выбросах. Существует еще режим медленного испарения (the gentle evaporation) низкотемпературной плазмы (Fisher, 1995a).

В самых мощных солнечных вспышках низкотемпературная конденсация, образующаяся в ходе газодинамического отклика, может становиться источником непрерывного оптического излучения (белая вспышка). Оптический континуум эффективно уносит энергию, что препятствует дальнейшему повышению температуры в конденсации и приводит к быстрому затуханию газодинамического отклика. Кроме того, в самых мощных явлениях, по-видимому, возникает обратный электрический ток, компенсирующий перенос заряда пучком электронов. Этот эффект ограничивает нагрев плотных слоев в случае самых мощным солнечных и звездных вспышек (подробнее см. Voiko, Livshits, 2000). Необходимо отметить, что появляющееся в исключительных случаях в белом свете, а чаще в его ультрафиолетовом диапазоне, свечение не в ярких точках, а во всех лентах вспышки может быть связано не только с нагревом электронами, захваченными в петле, но и с нагревом потоком тепла из корональной части петель в хромосферу.

Таким образом, роль импульсного события заключается в первоначальном выносе горячей плазмы наружу, и заполнении ею корональной петли. Необходимо отметить, что поток ускоренных электронов воздействует на данную точку хромосферы только в течение несколько секунд, на что впервые указали Сомов и Сыроватский (1976). Предполагавшиеся ими существенные различия физических параметров, получаемых при моделировании в одно- и двухтемпературном приближениях, нашими расчетами не подтверждаются. Однако, возникающее в начале процесса расхождение между температурами ионов и электронов важно при рассмотрении различных процессов в плазме. Интерпретируя наблюдения, следует учитывать, что реальные импульсные явления в большинстве случаев являются суперпозицией нескольких элементарных событий.

Теоретические результаты изучения стандартного отклика хромосферы на импульсный нагрев были подтверждены современными наблюдениями вспышек. Кроме движения вниз источника H_{α} -излучения, в конце 80-х–начале 90-х гг. обнаружена синяя компонента самых высокотемпературных рентгеновских линий (см. Antonucci, 1989 и последующие работы), непосредственно указывающая на взрывное испарение хромосферы. Кроме того, из наблюдений нескольких событий на Солнце (Bentley, 1997) было продемонстрировано, что в импульсной фазе моменты количества движения газа вниз и вверх примерно совпадают. Тем самым найдено наблюдательное подтверждение модели «gasbag» (Fisher et al., 1985a).

И, наконец, в последнее время на спутнике RHESSI удалось зарегистрировать процесс заполнения веществом корональной петли в импульсной вспышке 13 ноября 2003 г. (Liu et al., 2006). На рис. 1.5.9, б представлено распределение плотности вдоль

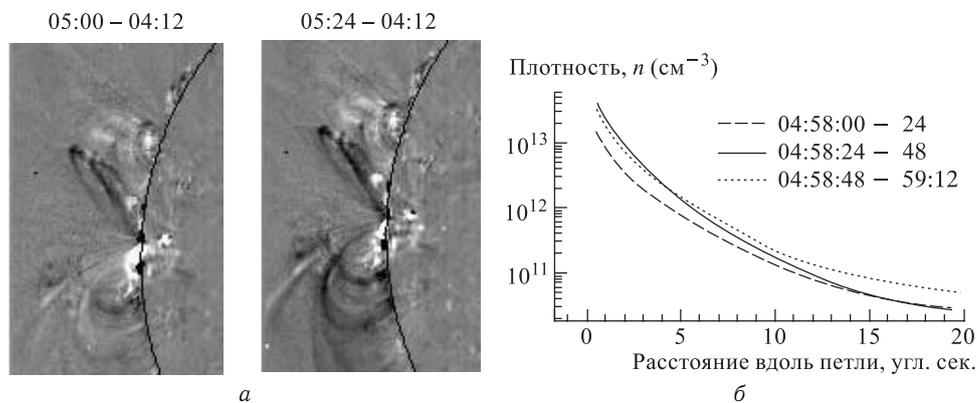


Рис. 1.5.9. Два разностных изображения данных на длине волны 195 \AA (построены И. М. Чертоком) (а). На первом из них выделяется яркая вспышечная петля, на втором видно, что она через 24 мин сильно уменьшилась в размерах. Распределение плотности вдоль петли, от основания до ее вершины (б), для трех промежутков времени (Liu et al., 2006)

доминирующей петли для трех моментов времени этой короткой вспышки. Общее изменение меры эмиссии источника мягкого рентгеновского излучения в пределах $(0,6-14,2) \cdot 10^{49} \text{ см}^{-3}$ здесь связано с повышением плотности сначала в нижней части петли, а затем и по всей петле.

Эта быстрая вспышка M1.7 интересна тем, что она располагается на границе импульсных и компактных вспышек. Подавляющее большинство более слабых вспышек являются импульсными. В них доминирует одна корональная петля, в которой два источника жесткого излучения проявляются через 40–60 с один после другого. Для этих вспышек характерно то, что того количества вещества, которое «испаряется» из обоих оснований оказывается достаточно для объяснения меры эмиссии всего источника мягкого рентгеновского излучения, например, регистрируемого в исследуемом событии в двух каналах спутников GOES. В данном случае по характеристикам жесткого рентгеновского излучения был определен поток энергии пучка нетепловых электронов $3 \cdot 10^{10} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. При такой энергии пучка за одно элементарное событие, длящееся несколько секунд, в корональную часть петли выбрасывается $2 \cdot 10^{19}$ частиц через см^2 . При площади двух оснований $3 \cdot 10^{18} \text{ см}^2$ получаем общее число частиц за одно событие. Полагая длину петли $3 \cdot 10^9 \text{ см}$, легко прийти к заключению, что 10 элементарных событий достаточно, чтобы обеспечить меру эмиссии 10^{50} см^{-3} .

После нашего численного моделирования отклика хромосферы на импульсный нагрев оценки, аналогичные приведенным выше, неоднократно проводились для импульсных вспышек на Солнце и других звездах. Этот сценарий развития явления в одной петле оправдывался достаточно хорошо применительно к быстрым, не слишком мощным явлениям. Однако сначала для красных карликов (Katsova et al., 2002), а затем и для Солнца стало ясно, что в мощных быстрых вспышках мера эмиссии источника мягкого рентгеновского излучения оказывается значительно больше той, которая может быть обеспечена взрывным испарением хромосферы. Разумеется, для Солнца характеристики нагревающего пучка ускоренных электронов определяются из наблюдений жесткого рентгеновского излучения и не должны противоречить им. Поэтому в достаточно мощных быстрых вспышках приходится предполагать, что кроме эволюции петель импульсной фазы в этих событиях формируется система петель, заполняемая горячей плазмой уже после импульса. К этим вспышкам стал применяться термин компактные вспышки вследствие того, что их светящиеся в линии H_{α} ленты почти всегда не выходят за пределы активных областей сравнительно небольших размеров, менее 5 угловых минут (Sakai, de Jager, 1996).

Подчеркнем, что общей чертой импульсных и компактных вспышек является то, что корональная плазма в сформировавшихся петлях свободно высвечивается. Это приводит к малой продолжительности явления. В компактных вспышках нетепловые и тепловые эффекты конкурируют друг с другом. Например, нагрев плазмы в источнике мягкого рентгеновского излучения частично связан со взрывным испарением, а частично вызывается возмущением, распространяющимся сверху из области коронального пересоединения. В другом типе событий — LDE — дополнительный нагрев плазмы в постэруптивной фазе ответственен за увеличение длительности рентгеновской вспышки.

1.5.3. Длительные вспышки

Некоторые новые результаты наблюдений длительных вспышек. Мощные вспышечные явления раньше назывались вспышками со сложной пространственно-временной структурой. Современные наблюдательные данные позволяют различать отдельные эпизоды таких вспышек, каждый из которых состоит из выброса (эрупции) и образования системы корональных петель, заполненных горячей плазмой. В некоторых случаях, после образования плотных вспышечных петель, происходит их свободное высвечивание. В других эпизодах петли или долго существуют вследствие дополнительного нагрева плазмы близ вершин, или происходит последовательное образование все новых и новых петель. На заключительной стадии таких событий наблюдается подъем всей системы постэруптивных петель — образуется гигантская арочная система.



Рис. 1.5.10. Одно из первых изображений касповой вспышки, полученное на спутнике «Yohkoh» 18 марта 1999 г.

Серьезное изучение длительных вспышек начато на спутнике «Yohkoh», когда по данным мягкого рентгеновского телескопа SXT удалось определить физические условия для нескольких лимбовых вспышек. Особое внимание было уделено касповой форме этих образований (рис. 1.5.10), обнаружению сигмоидных вспышек, напоминающих букву *S* при наблюдениях на диске. Их ленты, повторяя ход нейтральной линии, даже выходили за пределы активных областей.

Эти наблюдения дали толчок для проведения серьезного сопоставления результатов наблюдений с теориями пересоединения магнитных силовых линий (Tsuneta, 1996). Наблюдения на «Yohkoh» в совокупности с наземными данными позволили провести несколько серьезных исследований постэруптивных аркад. В частности, в работе (Katio et al., 2003) показано, что ослабленные участки рентгеновских изображений хорошо коррелируют с яркими H_{α} -петлями. Тем самым выяснилась тесная связь горячих и холодных петель.

Необходимо подчеркнуть, что идеи Старрока, Сыроватского и других о пересоединении магнитных силовых линий как причине вспышки долго оставались плодом теоретических рассуждений, и только сейчас получены первые наблюдательные свидетельства реализации такого процесса, по крайней мере на постэруптивной стадии. Здесь имеются в виду два эффекта. На спутнике «Yohkoh» был отмечен «shrinkage»-эффект — уменьшение размера петли после эрупции и начале релаксационного процесса. Было нетрудно убедиться, что это своеобразное сжатие корональной петли в длительной вспышке (например, при формировании или восстановлении формы стримера) вызывается действием магнитных сил в соответствии с выражениями, полученными в (Forbes, Acton, 1996).

На спутнике RHESSI этот эффект наблюдался во время нескольких вспышек. Например, в событии 15 апреля 2002 г. высота петли, наблюдаемой в диапазоне 12–25 кэВ, сначала уменьшается примерно на 1/3, затем возрастает. Типичные скорости изменения размеров петли составляют ~ 20 км/с. Затем этот эффект наблюдался в нескольких явлениях 2003–2004 гг. Кроме того, на спутнике RHESSI в диапазонах 5–50 кэВ в таких мощных вспышках наблюдался высокий корональный источник, вероятнее всего связанный с токовым слоем — областью постэруптивного энерговыделения (см. Lin et al., 2003b и другие статьи номера этого журнала, посвященного вспышке 23 июля 2002 г.).

Газодинамика плазмы в постэруптивных аркадах. Своеобразное сжатие петель — shrinkage-эффект — происходит в самом начале формирования системы петель. Затем, после короткой динамической фазы, наступает длительное квазистационарное состояние процесса.

Фаза спада мощных вспышек имеет ряд общих особенностей. В качестве примера обсудим данные сигмоидной вспышки 5 ноября 1998 г. балла M8.4 с координатами $22^{\circ}W$, $18^{\circ}N$. Она началась в 19:00 UT. На рис. 1.5.11 приведены потоки излучения в двух каналах спутника GOES и временной ход логарифма температуры. В простейшем однотемпературном описании температура определяется по отношению сигналов в двух энергетических каналах, например, спутников GOES, мера эмиссии — по потоку излучения в каком-либо из этих каналов.

Обычно для такого рода вспышек характерной особенностью является довольно плоская вершина профиля хода интенсивности и температуры в источнике, но здесь по регистрациям с пятиминутным разрешением по времени это плохо заметно. В этой вспышке, как и в других длительных событиях, в 20:35 UT заметна характерная ступенька в ходе температуры. Эта ступенька слабо проявляется в потоках излучения. Ее, однако, не следует путать с вторичными максимумами далеко на фазе спада, которые чаще всего связаны с небольшими вспышками в других активных областях, являющихся откликами на основное событие.

Практически всегда на фазе спада излучения вспышек можно выделить несколько временных интервалов, на которых величина $\lg T$ достаточно хорошо аппроксимируется отрезками прямых. Характерное время экспоненциального спада температуры $t_i = (d \lg T / dt)^{-1}$ определяется наклоном соответствующего отрезка прямой.

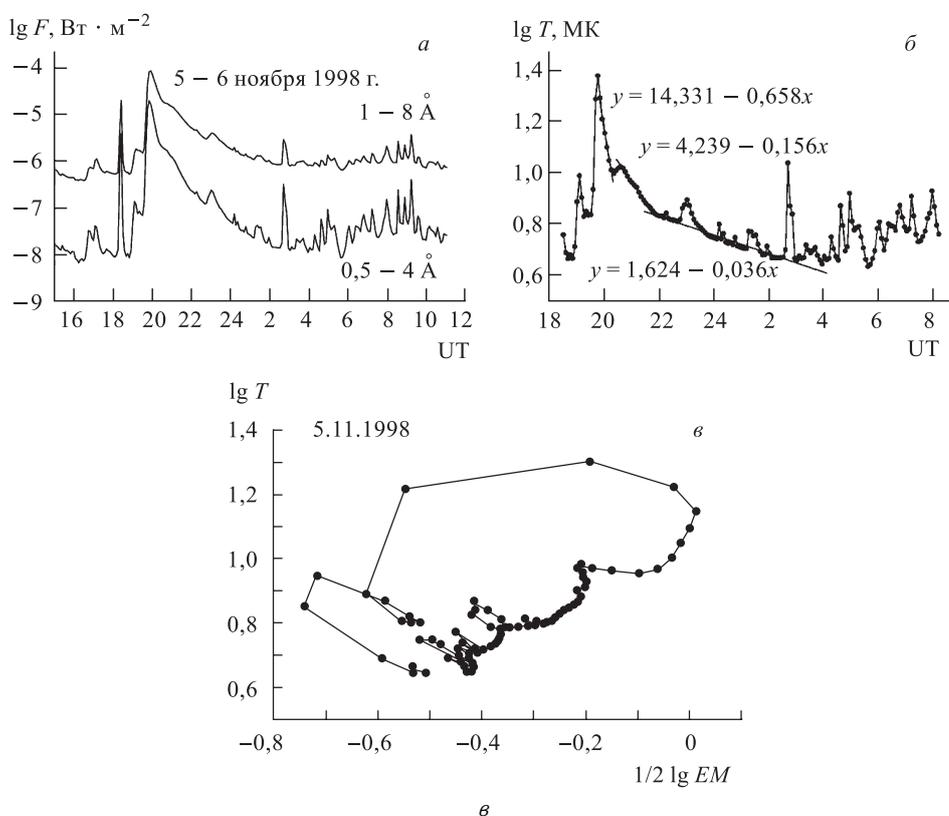


Рис. 1.5.11. Регистрация длительной вспышки на спутнике GOES: *а* — потоки излучения; *б* — изменение температуры, с аппроксимирующими прямыми; *в* — положение точки в каждый пятиминутный интервал времени на диаграмме $\lg T$ от $1/2 \lg EM$. Температура выражена в 10^6 К, мера эмиссии в 10^{50} см^{-3} . Движение точки по времени на гистерезисной диаграмме происходит по часовой стрелке

В данном случае эти три аппроксимационные прямые приведены на рис. 1.5.11, *б*. Величины t_1 , t_2 и t_3 равны 1,52, 6,42 и 27,9 ч соответственно.

В работах Лившица и др. (2002, 2004) эти характерные времена изучены для десятков мощных вспышек. Их можно связывать соответственно с периодами времени, когда происходит сжатие петель, формируется общая постэруптивная арочная система и существует затем весьма длительное время. Проведенный анализ показывает, что большие величины t_3 и начало этого периода при относительно высоких уровнях излучения, например, когда эта фаза спада начинается уже при уровне потока, равного половине максимального, соответствуют явлениям с наиболее отчетливо выраженными постэруптивными явлениями.

Можно, как это впервые сделали Якимец и др. (Jakimiec et al., 1986), описывать поведение физических условий в источнике мягкого рентгеновского излучения в виде диаграммы зависимости логарифма температуры от $1/2$ логарифма меры эмиссии. Эта диаграмма, каждая точка на которой относится к одной и той же моменту времени, представляет собой своеобразный «гистерезис», отображающий формирование и последующее существование системы корональных петель. Конец

импульсного события и следующая за ним в течение нескольких минут быстрая эволюция петель на такой гистерезисной диаграмме (рис. 1.5.11, *в*) представлены областью в правом верхнем углу с наибольшими значениями температуры и меры эмиссии. Последующее развитие системы корональных петель зависит от положения этой точки на световой кривой фазы спада. Физически это характеризует количество горячего газа, вынесенного в корону в ходе основной эрупции. Различные типы подобных диаграмм приведены Лившицем и др. (2002).

Рассматриваемый выше период t_3 на гистерезисных диаграммах характеризуется почти линейной зависимостью между логарифмами температуры и меры эмиссии. Тангенс угла наклона аппроксимирующей прямой в период t_3 пропорционален доле радиационных потерь, которая компенсируется нагревом u . Величина u не очень велика, и может использоваться как тест при численном моделировании. Развивая этот подход, Лившиц и Бадалян (2004) построили и проанализировали гистерезисные диаграммы для вспышек в одном и том же центре активности с близким характером развития (гомологичных вспышек типа двухленточных вспышек в ноябре 2000 г., мощных длительных событий октября-ноября 2003 г. и др.). Такое рассмотрение позволило отстраниться от различий конфигурации магнитного поля, в результате чего проявилась ранее не известная закономерность: наклон прямой $\lg T$ от $1/2 \lg EM$ на фазе спада вспышки ($\text{tg } \alpha$) оказался зависящим от максимальной температуры T_{\max} в источнике мягкого рентгеновского излучения. Характер зависимости $\text{tg } \alpha$ от T_{\max} постепенно эволюционирует от серий коротких вспышек к сериям мощных длительных нестационарных процессов. Полученные результаты свидетельствуют о том, что развитие системы постэруптивных петель зависит от энергетики импульсных эпизодов всего события.

Большой цикл работ по исследованию изменения физических параметров в ходе вспышек был проведен на основе одномерного Палермо-Гарвардского кода моделирования газодинамических процессов (см. Peres et al., 1982 и литературу, цитируемую в работе Betta et al., 1997). Этот код был разработан для вспышек небольшой длительности, и в последнее время стал применяться для очень длительных явлений. Ключевым моментом в этом подходе является учет поступления вещества из хромосферы в корональную петлю, и именно поэтому такие расчеты успешно описывают совокупность рентгеновских наблюдений вспышек, длящихся сотни секунд (см. рис. 4 в статье Betta et al., 1997).

Однако в явлениях, длящихся от многих часов до нескольких суток, процессы в переходной области между хромосферной и корональной плазмой уже не являются определяющими и основным фактором становится эволюция гигантских корональных петель. Поэтому для длительных событий мы провели расчет газодинамических процессов в уже сформировавшейся корональной петле с фиксированной массой вещества. Основная цель проводимого нами моделирования состояла в рассмотрении баланса энергии внутри петли, и выяснении основных факторов, приводящих к очень медленному падению температуры в ходе процесса. Нас в большей степени интересовала связь между масштабом явлений и их энергетикой (Гетман, Лившиц, 2000). В этом моделировании рассматривалась система одножидкостной газодинамики:

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} &= -\frac{\partial p}{\partial s} - g, \\ \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{n} \right) &= m_p \frac{\partial v}{\partial s}, \\ \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} &= -p \frac{\partial v}{\partial s} - \frac{\partial W}{\partial s} - \Lambda + Q. \end{aligned} \quad (1.5.5)$$

Обозначения здесь общепринятые и аналогичны используемым выше, в системе (1.5.4); Q — распределенная по лагранжевой координате энергия нагрева близ вершины петли. Величина s направлена здесь вдоль петли от ее основания к вершине.

Наши расчеты подтверждают результаты вычислений с использованием одномерного Палермо-Гарвардского газодинамического кода, показывающие, что подобные вспышки длятся до тех пор, пока существует необходимый нагрев в верхней части петли. Кроме того, оба подхода показывают, что процесс переноса тепла преобладает над другими диссипативными процессами, в частности, радиационными потерями в большей части петли, и поэтому временной ход температуры в источнике мягкого рентгеновского излучения отражает изменение нагрева во времени.

Однако, в отличие от результатов Бетта (Betta et al., 1997), мы не используем никаких дополнительных предположений типа сохранения энтропии или закона подобия для физических условий в петле, что дает возможность более надежно определить параметры плазмы и размер вспышечного источника. На этом пути удастся описать временной ход изменения температуры и меры эмиссии источника постэруптивного свечения солнечных вспышек. Конечно, для того, чтобы нагрев мог существовать необходимое время (от нескольких часов до суток) плотность плазмы во вспышечном корональном источнике должна превышать в некоторых случаях 10^{11} см^{-3} , но она, как правило на порядок меньше (рис. 1.5.12).

Замечания о природе постэруптивных явлений. Хотя многие свойства быстрых и длительных событий достаточно хорошо известны, конкретные причины, по которым реализуется тот или иной сценарий вспышки, остаются невыясненными. Из общих соображений ясно, что большую роль здесь играют особенности магнитной конфигурации той активной области, где развивается явление. Кроме того, важны характеристики выброса плазмы, который часто приводит к раскрытию части замкнутых петель в процессе коронального выброса массы (КВМ или Coronal Mass Ejection — CME), последующей релаксации магнитных полей к новому квазиравновесному состоянию.

Наблюдателям хорошо известно, что во многих больших активных областях имеется тенденция к возникновению именно длительных вспышек, особенно если они являются достаточно мощными. Это связано с тем, что такие области, как правило, находятся около линии раздела полярности крупномасштабного магнитного поля Солнца. Лишь иногда большие группы пятен располагаются как островки в громадных униполярных участках крупномасштабного поля. Развитие локальных магнитных полей этих областей приводит к редким сериям компактных вспышек. Такие серии иногда наблюдались, например, в ноябре 2000 г. Чаще громадные периоды вспышечной активности связаны с присутствием на диске и взаимодействием нескольких центров активности.

Роль КВМ была недавно продемонстрирована Шаховской и др. (2006). Современные наблюдения показывают, что достаточно мощный выброс плазмы сопровождается формированием системы корональных петель и появлением двух лент, светящихся близ их оснований. Однако в одних случаях двухленточная вспышка длится, например, в мягком рентгеновском диапазоне много часов, в других затухает в течение десятков минут. На примере четырех мощных вспышек 15–18 июля 2002 г. исследуется вопрос о причинах, влияющих на длительность вспышек. На основе наземных и спутниковых наблюдений показано, что кратковременные быстрые события включали в себя коллимированные (узкие) выбросы плазмы в северном направлении и последующее формирование компактных петель в головной части активной области. В одном из событий вслед за мощным выбросом в широком телесном угле в восточном направлении, в хвостовой части области сформировалась

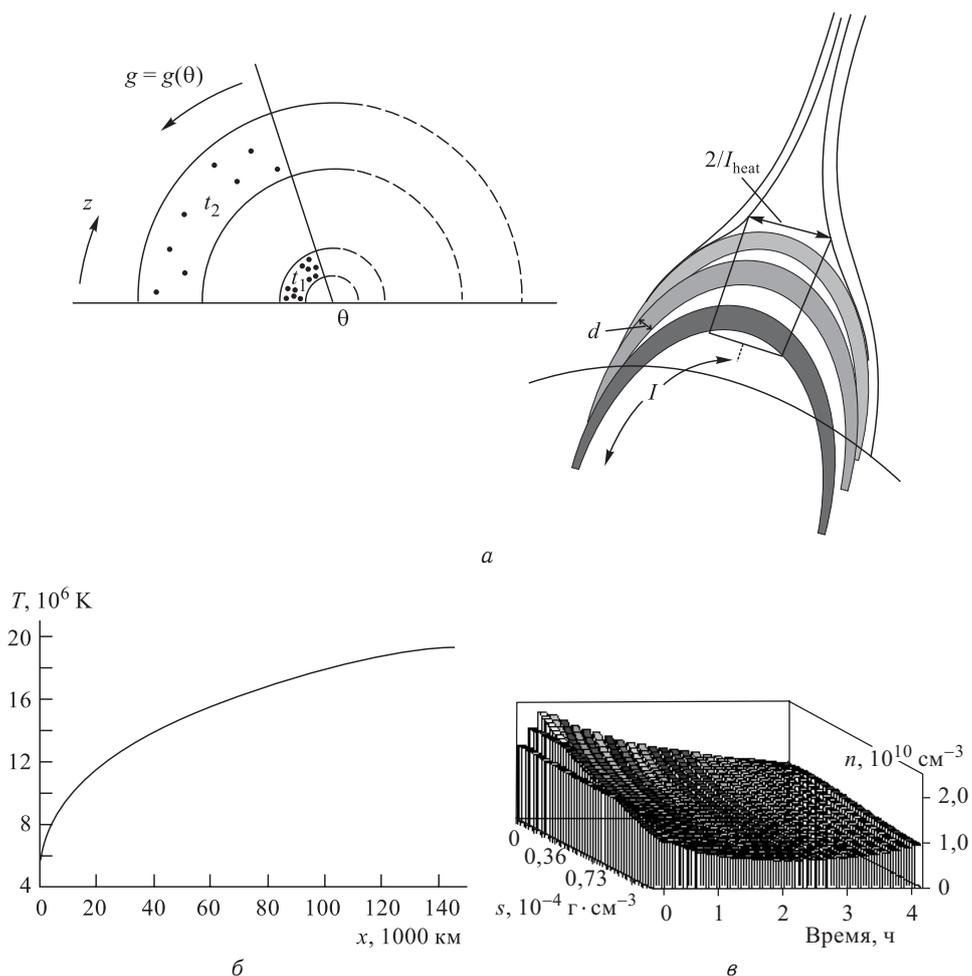


Рис. 1.5.12. Схема и результаты расчетов для солнечной вспышки (Гетман, Лившиц, 2000): а — схематическое изображение петли в два момента времени и системы петель; б — распределение температуры вдоль петли в максимум вспышки; в — распределение плотности от времени в ходе длительной вспышки

протяженная арочная система, определившая длительный характер вспышки. Есть основания полагать, что в тех событиях, где присутствуют коллимированные (узкие) выбросы и соответствующие узкие детали КВМ, система корональных петель образуется, но постэруптивное энерговыделение не возникает или выражено очень слабо. Энергия из этой области не поступает вниз и плазма в корональных петлях свободно высвечивается. В отличие от этих быстрых вспышек, широкие выбросы и крупномасштабный яркий КВМ сопровождаются формированием и длительным существованием протяженной арочной системы. Таким образом, мощные нестационарные процессы на Солнце включают в себя крупномасштабный КВМ и собственно вспышку. Характер конкретного события определяется процессом пересоединения и эволюцией характеристик плазмы, вынесенной наружу.

Смысл идей, высказанных в 1976 г. Коппом и Пнойманом, состоит в том, что силовые линии магнитного поля могут уноситься на большие расстояния крупномасштабным корональным выбросом плазмы. Это соответствует переходу от замкнутой магнитной конфигурации к открытой. В результате последующей релаксации системы к первоначальному состоянию происходит наиболее естественное, по нашему мнению, формирование крупномасштабного токового слоя. Последующее пересоединение магнитных силовых линий (Sturrock, 1989) обеспечивает продолжение вспыхечного процесса и дополнительное поступление энергии в верхнюю часть образовавшихся постэруптивных петель. Эти идеи для не слишком сложных двухленточных вспышек умеренной мощности даже в рамках двумерной геометрии позволяют объяснить многие особенности вспыхечных процессов. Заметим при этом, что аналогичный процесс происходит не только при длительных вспыхках, но и при образовании или восстановлении небольших корональных лучей — стримеров.

Во многих случаях ситуация оказывается более сложной и не описывается в рамках двумерной геометрии. В последние годы идеи Коппа и Пноймана получили дальнейшее развитие, что отражено, в частности, в модели «убегания» магнитного поля — the magnetic breakout model (Amari et al., 1996). Один из вариантов модели представлен на рис. 1.5.13. Как известно, многие достаточно сложные области

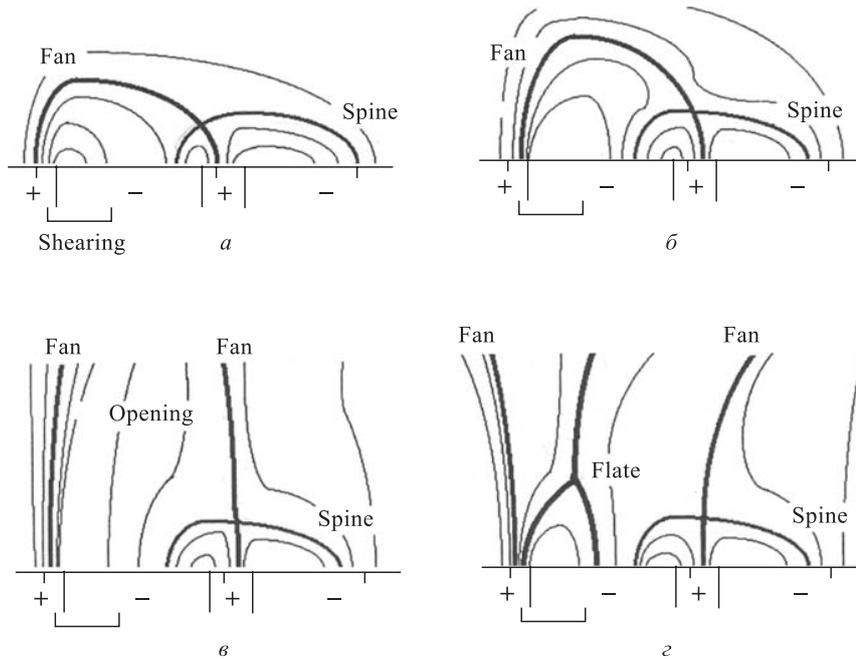


Рис. 1.5.13. Схема возникновения вспышки при сдвиговых движениях оснований силовых линий. Знаками + и — обозначена полярность магнитного поля на фотосфере. Наряду с развитием вспышки, в активной области сохраняются условия для повторения нестационарного процесса (Aulanier et al., 1999)

выглядят на изображениях спутника TRACE в диапазоне 171 \AA (а иногда и на разностных снимках с использованием изображений в диапазонах 1600 \AA и 195 \AA) как совокупность высоких петель, расходящихся в виде веера (fan), и располагающихся над низкой плотной петлей (его «ручкой» — spine). Сепаратрисы, представленные

на рис. 1.5.13 жирной линией и разделяющие отдельные магнитные потоки, имеют трехмерную особую точку в короне над пятнами с дельта-конфигурацией. Вследствие сдвига оснований силовых линий в противоположные стороны (shear) система петель начинает подниматься, и формируется КВМ. В такой схеме вертикальный токовый слой и касповая структура вспышки развиваются естественным образом, и только поддержание длительного свечения связано с релаксацией магнитной конфигурации, как это предполагали Копп и Пнойман. Эта модель успешно использовалась при интерпретации ряда вспышек, например, вспышки в День Бастилии 14 июля 1998 г. (Aulanier et al., 1999).

Более детально теоретические проблемы пересоединения магнитных силовых линий обсуждаются в монографии Приста и Форбса (2005).

1.6. Корональные выбросы массы

В. Д. Кузнецов

1.6.1. Наблюдения и морфология СМЕ

Транзиентные явления на Солнце характеризуются широким диапазоном пространственных и временных масштабов — от характерных масштабов для грануляции (10^8 см, минуты) до масштабов корональных выбросов массы (10^{10} – 10^{11} см, часы, сутки). Например, к их числу относятся такие явления, как серджи и спреи, ударные волны, эруптивные протуберанцы. Корональные выбросы массы (КВМ или СМЕ — Coronal Mass Ejection) (рис. 1.6.1) являются наиболее мощными проявлениями солнечной активности. Они представляют собой распространяющиеся от Солнца крупномасштабные магнито-плазменные структуры, которые имеют часто форму магнитной петли, расширяющейся при удалении от Солнца. Правильнее было бы называть эти явления солнечными выбросами массы. Однако, следуя установившейся терминологии, мы будем использовать здесь термин корональные выбросы массы, и применять для него общепринятое в литературе англоязычное сокращение СМЕ. Некоторые определения СМЕ можно найти в работах (Délannée, Aulanier, 1999; Thompson et al., 1999). Наблюдения связанных с СМЕ явлений с использованием данных КОРОНАС-Ф содержатся в работе (Slemzin et al., 2005).

В переходной зоне и нижней короне СМЕ могут сопровождаться вспышками, эруптивными протуберанцами и другими мелкомасштабными транзиентными явлениями, а их распространение в короне ассоциируется с ударными волнами, ускоренными частицами и радиовсплесками. Наиболее мощные СМЕ покидают Солнце и распространяются в гелиосфере. В отдельных случаях они и связанные с ними возмущения солнечного ветра могут достичь магнитосферы Земли, вызывать геомагнитные бури и сопутствующие геофизические явления. Поэтому исследования СМЕ представляют определенный практический интерес, связанный

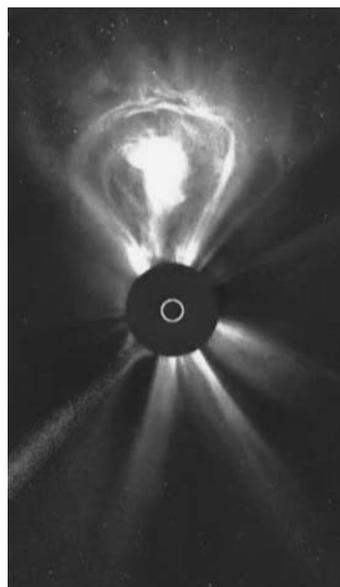


Рис. 1.6.1. Изображение выброса, полученное коронографом LASCO/SOHO