

Введение в радиоастрономию Солнца

Оглавление

Предисловие	3
1. Введение.....	5
1.1. Первые наблюдения радиоизлучения Солнца.....	7
1.2. Современные радиотелескопы.....	9
1.3. Технологии восстановления изображений	12
2. Волны в солнечной плазме.....	15
2.1. Параметры плазмы и характерные частоты.....	15
2.2. Поток и яркостная температура. Параметры Стокса.....	18
2.3. Волны в изотропной плазме.....	21
2.4. Волны в плазме с магнитным полем	22
2.5. Влияние кулоновских столкновений.....	24
3. Перенос радиоизлучения в солнечной плазме.....	25
3.1. Распространение радиоволн по неоднородной плазме.....	25
3.2. Уравнения переноса излучения	29
3.3. Перенос поляризации излучения. Эффект Фарадея.....	30
3.4. Рассеяние радиоволн в короне	31
4. Механизмы радиоизлучения	33
4.1. Некогерентные механизмы	33
4.1.1. Тормозное излучение.....	33
4.1.2. Циклотронное излучение.....	34
4.1.3. Синхротронное излучение.....	36
4.1.4. Переходное излучение.....	37
4.2 Излучение плазменной турбулентности	38
5. Спокойное Солнце в радиоволнах.....	42
5.1. Спектр излучения	43
5.2. Распределение яркостной температуры по солнечному диску.....	45
5.3. Проявления грануляции в радиоизлучении	47
5.4. Корональные дыры	49
5.5. Яркие корональные точки	52
6. Активные области	54
6.1. Пятенные источники. Магнитография.....	55
6.2. Гало.....	59
6.3. Микроволновые источники над нейтральной линией	59
6.4. Колебания в активных областях	62
7. Солнечная активность в радиоизлучении	63

7.1.	Типы радиовсплесков и «стандартная» модель вспышки	64
7.2.	Декаметровые всплески	66
7.3.	Метровые всплески	67
7.4.	Дециметровые всплески	70
7.5.	Сантиметровые всплески	70
7.6.	Миллиметровые и субмиллиметровые всплески	73
8.	Механизмы рентгеновского излучения	76
8.1.1	<i>Рентгеновский спектр солнечной вспышки: мягкое и жесткое рентгеновское излучение.</i>	76
8.1.2.	Основные механизмы генерации рентгеновского излучения.	78
8.2.1.	Мягкое рентгеновское излучение	83
8.2.2.	Нетепловое рентгеновское излучение	84
8.2.3.	Степенной спектр	85
8.2.4.	Двойной степенной спектр	87
8.2.5.	Метод фиттирования рентгеновских спектров	87
8.3.	Корреляция микроволнового и рентгеновского излучения на разных стадиях солнечной вспышки	90
8.3.1.	Эффект Ньюперта	91
8.3.2.	Корреляция между рентгеновским и микроволновым излучением на ранней фазе развития вспышки.	92
8.3.3	Взаимосвязь между микроволновым и рентгеновским излучением во время импульсной фазы	94
8.3.4	Фаза спада солнечных вспышек и формирование постэруптивных аркад	94
9.	Диагностика солнечных вспышек по радионаблюдениям с пространственным разрешением 96	
9.1.	Преднагрев. Начальная стадия вспышки.	97
9.2.	Импульсная стадия вспышек	102
9.2.1.	Наблюдения областей вспышечного энерговыделения	102
9.2.2.	Диагностика ускоренных электронов	118
9.2.3.	Магнитография вспышечных петель	126
9.3.	Стадия спада	127
9.4.	Сравнение микроволновых и рентгеновских изображений вспышечных структур	129
10.	Диагностика выбросов корональной массы	134
10.1.	Морфология развития выброса	134
10.2.	Затенение поверхности солнечного диска	136
10.3.	Проявления выбросов в радиоизлучении	138
11.	Прогноз и диагностика возмущений околоземного пространства	141
12.	Проекты новых инструментов	148
	Заключение	150

Предисловие

Интерес к физике Солнца вызван тем, что Земля погружена во внешнюю, чрезвычайно быстро меняющуюся атмосферу Солнца и, как следствие, ее магнитосфера и ионосфера подвергаются сильному влиянию активных процессов на Солнце. Солнце воздействует и на климат и биосферу, может приводить к нарушению работы современных средств связи, влиять на транспортные системы и т.д. Поэтому исследование природы солнечной активности и солнечно-земных связей приобретает важное научное и научно-прикладное значение.

Процессы, протекающие на Солнце и в околосолнечном пространстве, характерны для других космических объектов. Явления типа солнечных открыты на звездах: осцилляции яркости в различных излучениях, пятна, вспышки, корона, и длительные минимумы активности. Близость Солнца приводит к тому, что она является единственной звездой, которую мы видим не как точку, а как диск. Поэтому Солнце и гелиосфера представляют собой уникальную гигантскую лабораторию, где можно осуществить эксперименты по проверке сценариев и моделей эволюции звезд, изучению основополагающих проблем магнитогидродинамики, физики плазмы, атомной физики и даже космологии и физики элементарных частиц.

Поток информации с космических аппаратов и наземных обсерваторий по физике Солнца настолько большой и разнообразный, что возникает настоятельная необходимость регулярно систематизировать и анализировать полученную информацию. Тем более эта необходимость возникает в русскоязычной литературе, поскольку основные публикации, даже русскоязычных авторов публикуются в последнее время в международных журналах на русском языке. Особенно мало современных обзоров на русском языке по радиоастрономии Солнца. Предлагаемая монография «Введение в радиоастрономию Солнца» ставит целью восполнить этот недостаток в научной литературе.

Радиоастрономия изучает космические объекты путём исследования их электромагнитного излучения в диапазоне радиоволн. Объектами излучения являются практически все структуры и активные процессы в хромосфере и короне Солнца. Метод исследования - регистрация солнечного радиоизлучения с помощью радиотелескопов

Книга написана несколько элементарно, чтобы служить введением в радиоастрономию Солнца, и в то же время быть полезной в качестве обзора диагностического потенциала радиоастрономических наблюдений. Приведен краткий исторический очерк развития радиоастрономической науки. Определены основные понятия радиоастрономии, рассмотрены механизмы генерации радиоволн в атмосфере Солнца. Поскольку одним из основных приложений радионаблюдений является диагностика электронной компоненты в солнечных вспышках, авторы посчитали полезным включение в книгу раздела, посвященного описанию механизмов рентгеновского излучения и технологии анализа данных наблюдений солнечных процессов в рентгенов-

ском излучении. Изложены результаты наблюдений и дана интерпретация радиоизлучения Солнца. В приложениях даны значения основных физических констант и список сайтов в Интернете, содержащих радиоастрономическую информацию. В книге используется, в основном, система единиц СГС. При обозначении параметров плазмы и волн авторы использовали обозначения в книге Железнякова В.В. *«Электромагнитные волны в космической публикации плазме»*. Значительная часть иллюстраций взята из литературных источников. В этих рисунках сохранен язык оригинала и дана ссылка на источник.

Особое внимание обращено на анализ наблюдений современными радиогелиографами, в том числе, Сибирским Солнечным Радиотелескопом ИСЗФ СО РАН. Сибирский Солнечный Радиотелескоп (ССРТ) - один из крупнейших астрономических инструментов, включен в перечень уникальных установок России, находится на территории Радиоастрофизической обсерватории «Бадары» принадлежащей ИСЗФ СО РАН. Рабочая частота наблюдений ССРТ 5.7 ГГц. Ввод в эксплуатацию был осуществлен в 80-х годах. Находится в Тункинской долине между хребтами Восточных Саян и Хамар-Дабан в 220 км от Иркутска. В настоящее время ССРТ находится в стадии реконструкции во многоволновый радиогелиограф, что позволит существенно повысить информативность наблюдений. В данной монографии обсуждаются задачи для реконструированного ССРТ и ряда новых радиотелескопов, создаваемых в США, Европе, Бразилии и Китае.

Настоящая монография ориентирована на тематику научных исследований базовой кафедры Института солнечно-земной физики Сибирского отделения РАН, должна помочь студентам и аспирантам войти в тематику работ института по солнечной радиоастрономии.

1. Введение

Ближайшая к нам звезда – Солнце – центр нашей планетной системы и источник почти всех видов энергии на Земле. Процессы энерговыделения на Солнце характеризуются чрезвычайным разнообразием механизмов, временных и пространственных масштабов. Исследование Солнца представляет интерес не только для фундаментальной астрофизики, как звездного объекта, находящегося на возможно близком расстоянии от земных инструментов, так и для приложений, поскольку переменность солнечной активности существенно влияет на процессы в геосферах. Причем, с развитием космических технологий, распределенных наземных систем, таких, например, как электрические сети зависимость их работоспособности от состояния околоземной среды быстро нарастает. Рост важности мониторинга околоземной среды нашел отражение в развитии интернет средств отображения данных наблюдений солнечных процессов в реальном времени, разработке технологий оперативных прогнозов и введении нового термина – космическая погода.

Фундаментальные задачи, стоящие перед учеными-солнечниками, требуют проведения исследований, как методами теории, так и эксперимента. Одним из основных каналов получения информации о процессах в атмосфере Солнца является радиоизлучение. Из десяти проблем, сформулированных известным солнечником М. Ашванденом, методы радиострономии играют важную роль в девяти (Aschwanden 2008). Можно отметить следующие задачи, в решении которых методы радиострономии играют ключевую роль: природа солнечных вспышек и выбросов корональной массы, механизмы ускорения частиц, фундаментальные основы прогноза взрывных процессов в солнечной атмосфере. Особенно важными были радиоданные до появления внеатмосферных обсерваторий, поскольку они были тогда единственным источником информации о процессах в короне Солнца.

Первой неожиданностью в результатах наблюдений радиоизлучения Солнца был спектр излучения. Было обнаружено, что мощность излучения ослабевает к высоким частотам, что противоречит ожидаемой зависимости для теплового излучения, с помощью которого успешно объяснялось оптическое излучение всех горячих объектов, от света звезд до расплавов металлов. Стало ясно, что излучение звездных объектов в радиодиапазоне имеет нетепловую природу. Первая теория такого излучения была разработана В.Л. Гинзбургом. Им было показано, что такое излучение может генерироваться энергичными электронами, движущимися со скоростями близкими к скорости света в магнитном поле. На Солнце нетепловое излучение появляется в различных процессах нагрева и ускорения частиц плазмы, прежде всего, в солнечных вспышках.

Несмотря на бурное развитие внеатмосферной астрономии в оптическом, ультрафиолетовом и рентгеновском диапазоне развитие солнечной ра-

диоастрономии не потеряло актуальности. Прогресс радиоастрономических исследований определяется уровнем экспериментальной техники. Можно указать на два достижения, которые являются основой современной радиоастрономии. Первое: разработка технологии апертурного синтеза, позволяющей создавать многоэлементные радиоинтерферометры с большой базой. В таких системах сигналы, принятые разными антеннами, определенным образом складываются, и конструируется изображение, которое дала бы одна остронаправленная антенна с размерами порядка максимального расстояния между антеннами интерферометра. Рекордное разрешение в десятимиллионные доли угловой секунды достигнуто в радиоастрономии в российском проекте «Радиоастрон» (Кардашев и др. 2013). В этом случае база интерферометра определяется орбитой спутника Земли с одной из антенн интерферометра и может достигать 350 т. км. Разрешающая сила «Радиоастрона» на порядки выше разрешения существующих оптических телескопов. В наземных радиогелиографах, интерферометрах для солнечных наблюдений, разрешающая сила в несколько раз меньше разрешения оптических телескопов как наземного, так и космического базирования. Не в последнюю очередь реальное разрешение солнечных радиоисточников ограничивается рассеянием электромагнитных волн на неоднородностях корональной плазмы на пути их распространения к радиогелиографу.

Вторым достижением является разработка на основе современных цифровых технологий многоканальных систем радиоспектроскопии. Стало возможным создание радиотелескопов, сочетающих высокое пространственное и спектральное разрешение. До последнего времени солнечные радиоспектрометры оснащались, как правило, относительно небольшими антеннами, и наблюдали спектр полного излучения Солнца, как звезды.

Для полной реализации диагностического потенциала радионаблюдений в настоящее время создается новое поколение радиогелиографов, наблюдения которых сочетают высокое пространственное, частотное и временное разрешение. Проекты радиогелиографов нового поколения разработаны и реализуются в США (Frequency Agile Solar Radiotelescope, FASR, Bastian et al. 1998), КНР (Chinese SpectroRadioHeliograph, CSRH, Yan et al. 2004), России (mSSRT, Lesovoi et al. 2012), Бразилии (Sawant et al. 2012). Нет сомнения, что данные многоволновых радиогелиографов внесут значительный вклад в физику солнечной атмосферы.

Следует отметить модернизацию приемных систем РАТАН-600 (Богод и др. 2011), начало новых исследований в терагерцовом диапазоне частот в связи с запуском уникальных инструментов ALMA в долине Атакама, Чили (Benz et al. 2012) субмиллиметрового диапазона и LOFAR в Европе (Mann et al. 2012) метрового диапазона, использование которых открывает новые области изучения природы солнечной хромосферы и верхних слоев короны соответственно.

Настольными книгами радиоастрономов, в том числе и солнечных, являются прекрасные монографии В.В. Железнякова. Укажем, также еще ряд изданий, в которых рассматриваются проблемы солнечной радиоастрономии

(Кисляков и др. 1995, 1996; Краус 1973; Рудницкий 2001; Флейшман 2008; Kundu 1965; Kruger 1972; Fleishman&Toptygin 2013;). Целью настоящей работы является обзор последних достижений солнечной радиоастрономии и проблематики научных задач, которые будут решаться с помощью нового поколения радиоинструментов. Настоящая монография ориентирована на тематику научных исследований базовой кафедры Института солнечно-земной физики Сибирского отделения РАН, должна помочь студентам и аспирантам войти в тематику работ института по солнечной радиоастрономии.

В монографии рассматриваются основные механизмы радиоизлучения солнечных структур, приводятся данные наблюдений процессов солнечной активности и показаны возможности радиоастрономии в исследовании их физической природы. Особое внимание обращено на результаты исследований с помощью крупных радиогелиографов и, в частности, Сибирского Солнечного Радиотелескопа.

1.1. Первые наблюдения радиоизлучения Солнца

Первые попытки регистрации радиоизлучения Солнца были сделаны английским ученым Оливером Лоджем в 1894 г. в сантиметровом диапазоне, т.е. до появления радиосвязи. Однако, чувствительность приемников, достаточная для решения этой задачи, была достигнута только через четыре десятилетия. Раньше Солнца удалось зарегистрировать сигнал на 15 – 30 МГц от центра нашей галактики – Млечного пути. Это открытие было сделано американским ученым Карлом Янским в 1931 г. Статьи Янского К. несколько лет не привлекали внимания, пока радиоинженер, любитель астрономии Г. Ребер не построил большую параболическую антенну диаметром 9.5 м. В 1944 г. он опубликовал первую карту неба с радио источниками на длине волны 2 м.

Радиоизлучение Солнца в метровом диапазоне было зарегистрировано в феврале 1942, когда Стенли Хей заметил появление помех в сигналах английских радиолокаторов, нацеленных на Ламанш, во время вспышек на Солнце. Радиоизлучение Солнца в сантиметровом диапазоне было обнаружено Г.Саусвортом в 1942–1943 годах, однако результаты наблюдений были опубликованы только после войны.

Быстрое развитие радиоастрономии началось вскоре после Второй мировой войны на базе радарных технологий. В радиодиапазоне достижение высокого углового разрешения θ требует больших размеров антенной системы D , поскольку $\theta \sim 1.22\lambda/D$ (λ – длина волны принимаемого излучения). В нескольких странах были созданы радиотелескопы с большими антеннами. В 1953 году двум группам исследователей (М. Райла в Кембридже и У. Христиансена в Сиднее) удалось построить изображения диска Солнца, используя метод Фурье для анализа сигналов с отдельных пар антенн интерферометра. В середине 50-х годов Берни Миллс построил большой крестообразный интерферометр с «карандашной» диаграммой, получаемой при перемножении сигналов с выходов с линейных антенных решёток, ориентированных по направлениям восток-запад и север-юг.

Уже наблюдения Г.Саусворта в 1942 году показали, что интенсивность радиоизлучения Солнца на порядки превышает расчетное значение, полученное в предположении, что Солнце излучает как черное тело с температурой около 5 тысяч градусов, характерной для видимой поверхности Солнца - фотосферы. Позднее австралийские ученые Д. Пози и Д.Мартин показали, что на частоте 200 МГц эффективная температура излучения Солнца достигает миллиона градусов (Pawsey 1946; Martyn 1946). Эти открытия определили высокий интерес к наблюдениям Солнца в радиодиапазоне. Большие усилия были предприняты для организации постоянных наблюдений Солнца и изучения откликов в радиоизлучении на различные явления, регистрируемые в оптическом диапазоне. На начальном этапе наибольшие трудности в соотношении радионаблюдений с оптическими данными, заключались в определении положений и размеров радиоисточников. С этой целью организовывались экспедиции в места наблюдений солнечных затмений, благо, что радионаблюдения не зависели так критично от погоды. Первые затменные наблюдения показали, что источником радиоизлучения Солнца является не его видимая поверхность (фотосфера), а внешние слои солнечной атмосферы — хромосфера и корона. Значительный вклад в установление этого факта был сделан радиофизиками ФИАН во время затмения Солнца 1947 года в Бразилии (С.Э.Хайкин, Б.М.Чихачев).

В 1945—46 в Советском Союзе были выполнены первые теоретические работы по радиоастрономии (В. Л. Гинзбург, И. С. Шкловский). В начале 50-х годов под руководством В.В. Виткевича были проведены многочисленные наблюдения за радиоизлучением спокойного и слабо возмущенного Солнца. В.В. Виткевичем была высказана идея метода просвечивания солнечной короны радиоизлучением дискретного источника, что позволило ему открыть протяженную внешнюю корону Солнца — «сверхкорону». По его инициативе в Крымской станции ФИАН сооружается уникальное по размерам и конструкции, наклонно расположенное неподвижное параболическое зеркало диаметром 31 м. На этом радиотелескопе впервые в Советском Союзе было получено в 1957 году двухмерное радиоизображение Солнца на частоте приема 10 ГГц. В Пулковской обсерватории (под руководством С. Э. Хайкина) была введена в строй в 1956 г антенна с переменным профилем (БПР), позволяющая проводить одномерные наблюдения с рекордным для того времени разрешением. На БПР были выполнены первоклассные работы по детальному изучению спектров радиоизлучения Солнца. Пулковскими радиоастрономами было открыто поляризованное излучение локальных источников, связанных с солнечными пятнами и вспышками в микроволновом диапазоне волн.

В 50-х годах началась разработка гигантских крестообразных интерферометров метрового диапазона в Пушино ДКР-1000 (1000x1000 м) и Харькове УТР-2 (1800x900 м), соответственно. В 1959 г. был построен радиотелескоп РТ-22 Физического института им. П. Н. Лебедева АН СССР вблизи Серпухова, зеркало которого было выполнено с рекордно высокой точностью, и которое позволяет производить наблюдения вплоть до частот около

40 ГГц. В течение длительного времени этот инструмент оставался крупнейшим радиотелескопом миллиметрового диапазона волн. Ряд более скромных инструментов был создан в Научно-исследовательском радиофизическом институте (НИРФИ) в Горьком, в ИЗМИРАН, в Бюраканской астрофизической обсерватории и других научных учреждениях. Сильной стороной советской радиоастрономии были работы по теории радиоизлучения солнечной атмосферы, развиваемой в Горьковском университете под руководством В.Л. Гинзбурга.

1.2.Современные радиотелескопы

В настоящее время солнечные радионаблюдения проводятся одиночными антеннами и многоволновыми интерферометрами. Характеристики антенн и приемных систем существенно зависят от диапазона рабочих частот. Глобальные сети телескопов с одиночными антеннами позволяют проводить круглосуточные наблюдения интегрального радиоизлучения Солнца. Первая сеть USAF RSTN была развернута США в 70-тые на базах военно-воздушных сил, и позволяет получать данные об интенсивности излучения Солнца на восьми частотах в диапазоне от 0.245 – 15.4 ГГц с секундным временным разрешением (Kennewell 2008). Сеть спектрометров метрового диапазона e-Callisto включает несколько десятков обсерваторий (Benz et al. 2009). Выбрана полоса рабочих частот от 45 МГц до 450 МГц с целью мониторинга проявлений выбросов корональной массы.

В миллиметровом диапазоне зеркала антенн должны быть выполнены с высокой точностью. В случае использования одной крупной антенны для покрытия солнечного диска используют многопиксельные облучатели. Подобная технология использована при создании субмиллиметрового телескопа в Бразилии (Solar Submillimeterwave Telescope, SST) на частотах до 400 ГГц (Kaufmann et al. 2008).

Оригинальной является конструкция антенны одного из крупнейших телескопов России РАТАН-600 (Рис.1.1), который может наблюдать Солнце с высоким пространственным разрешением около местного полудня (Есепкина, Корольков, Парийский 1973). Высокое пространственное разрешение достигается в этом случае с помощью зеркал-щитов, распределенных по окружности диаметром 576 м. На РАТАН-600 развита технология построения двумерных карт диска Солнца по последовательности одномерных сканов (Голубчина 1986; Nindos et al. 1996). Особенностью приемной системы телескопа является уникально широкий диапазон рабочих частот от 0.6 до 30 ГГц, позволяющий реализовывать методы измерений магнитных полей по спектрам поляризованного излучения (Akhmedov et al. 1982).

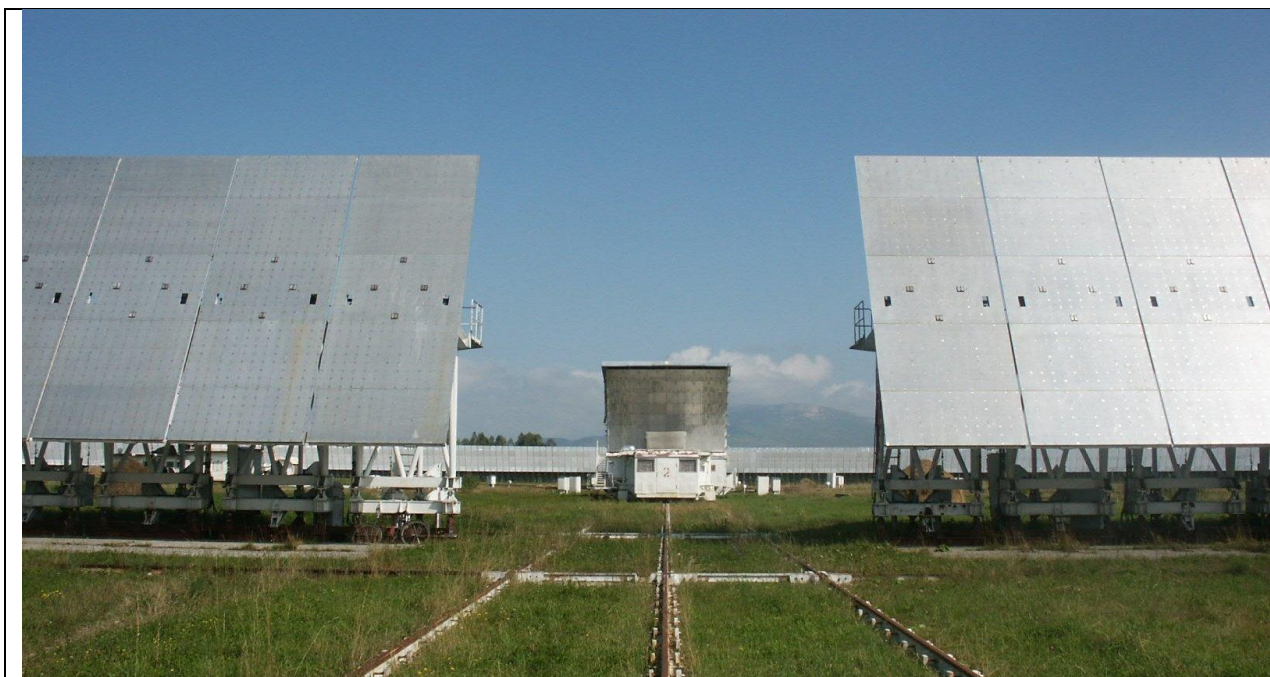


Рис.1.1. Зеркала-щиты радиотелескопа РАТАН-600. В глубине рисунка виден облучатель. (<http://www.sao.ru/ratan/index.html.ru>)

Современные технологии позволяют получать высокое угловое разрешение с помощью интерферометров, расстояние между крайними антеннами которых определяет угловое разрешение, а диаметр отдельных антенн – поле зрения интерферометра. Принципы и особенности работы интерферометра, антенных элементов, корреляторов подробно описаны в монографии Томпсоном и др. (2003). Существующие в настоящее время радиоинтерферометры работают на отдельных рабочих частотах. В настоящее время работают три интерферометра – радиогелиограф NoRH (17 и 34 ГГц, Рис.1.2, Nakajima et al. 1994), SSRT (5.7 ГГц, Рис.1.3), and NRH (Рис.1.4; Kerdraon & Delouis 1997), которые проводят ежедневные, в течение светового дня наблюдения. Также, солнечные наблюдения проводят эпизодически интерферометры WSRT и VLA, однако из-за большого диаметра антенн их поле зрения существенно меньше диаметра Солнца.



Рис.1.2. Радиогелиограф Нобейма. Частоты 17 и 34 ГГц. Т-образный интерферометр с 84 антеннами диаметром 0.8 м и базами 490 м (ВЗ) и 220 м (СЮ).

<http://solar.nro.nao.ac.jp/norh/html/introduction.html>



Рис.1.3. Сибирский солнечный радиотелескоп. Частота 5.7 ГГц. Крестообразный интерферометр с 256 антеннами диаметром 2.5 м и базой 625 м.
<http://badary.iszf.irk.ru/>



Рис.1.4. Радиогелиограф Нанси (Франция). Диапазон частот от 150 до 450 МГц. 44 антенны диаметром от 2м до 10 м. Базы 3200 м (ВЗ) и 2440 м (СЮ).
<http://secchirh.obspm.fr/instrument.php#nrh>

Среди существующих радиогелиографов выделяется созданный в 1992 году радиогелиограф Нобеяма (Nakajima et al.1994; Takano et al.1997), который позволяет получать последовательности радиокарт солнечного диска на двух частотах 17 и 34 ГГц одновременно. На 17 ГГц измеряются обе компоненты круговой поляризации, на 34 ГГц – только интенсивность. Антенная решетка радиогелиографа состоит из 84 антенн диаметром 80 см, формирующих Т-образную конфигурацию с длиной 490 м вдоль направления Восток – Запад и 220 м по линии Север-Юг. Пространственное разрешение достигает 10 угл. сек на 17 ГГц и 5 угл. сек на 34 ГГц. Регулярные наблюдения с ежедневной длительностью 8 часов были начаты в июне 1992 года. Достигнутый уровень калибровок, высокое и однородное качество наблюдений обеспечили возможность удаленной обработки первичных данных наблюдений с помощью программного обеспечения, доступного по ИНТЕРНЕТ (<http://solar.nro.nao.ac.jp/index.html>). Наблюдения проводятся ежедневно с 23-00 до 6-00 UT. В стандартной моде возможно построение изображений в интенсивности и круговой поляризации через секунду, если данные сохранены во вспышечной моде – через 100 мс.

Последовательности изображений солнечного диска дополняются записями на спектрополяриметрах временных профилей интегрального потока Солнца на частотах 1.0, 2.0, 3.75, 9.4, 17 и 35 ГГц (Рис.1.5; Nakajima et al. 1985). Во время мощных радиовсплесков в электронном архиве сохраняются

также данные измерений радиометра на частоте 80 ГГц. Скважность измерений на спектрополяриметрах также достигает 0.1 с.



Рис.1.5. Спектрополяриметры Нобейма.
(<http://solar.nro.nao.ac.jp/norp/>)

Ряд интересных результатов по физике Солнца был получен на интерферометре Owens Valley Solar Array (OVSA; www.ovsa.njit.edu), антенная решетка которого состоит из двух больших, 27-метровых антенн, и пяти маленьких – двух метровых. Каждая антенна оборудована широкополосным логопериодическим облучателем с полосой 1 – 18 ГГц. Регистрировались сигналы в полосе 200 МГц, с правой и левой круговой поляризацией отдельно. На основе опыта работы с интерферометром OVSA американскими учеными была предложена в конце 90-х годов концепция радиогелиографа нового поколения Frequency Agile Solar Radiotelescope (FASR), сочетающего высокое пространственное, временное и спектральное разрешение (см., например, Bastian 2004). Планы по созданию новых инструментов будут обсуждаться в разделе 12.

1.3. Технологии восстановления изображений

Распределение радиояркости объекта - различие в интенсивности излучения отдельных его участков - может быть представлено разложением на отдельные гармоники, т. е. синусоидальные пространственные колебания разной частоты (разложением в ряд Фурье). Амплитуды гармоник и их фазы измеряются на радиоинтерферометре с набором баз различной длины и ориентации. Суммируя полученные гармоники с учётом их фазы, находят распределение радиояркости исследуемого объекта (синтезируют изображение). Длина базы определяется расстоянием между антеннами и может существенно превышать размер одиночной антенны. Таким образом, наблюдения на интерферометре эквивалентны наблюдениям на антенне с громадными размерами или, как говорят, на телескопе с большой апертурой (действующей площадью).

Любая измерительная система характеризуется аппаратной функцией, оказывающей искажающее действие на результат измерения. Для радиоастрономических инструментов важна угловая разрешающая способность – один из основных параметров радиотелескопа. Видимое распределение радиояркости является сверткой с диаграммой направленности. Связь истинной структуры с видимой описывается интегральным уравнением Фредгольма I рода типа свертки:

$$g(x, y) = \iint H(x - x_1, y - y_1) f(x_1, y_1) dx_1 dy_1 + N(x, y),$$

где $g(x, y)$ – наблюдаемое распределение, $H(x - x_1, y - y_1)$ – передаточная функция интерферометра, $f(x_1, y_1)$ – истинное распределение радиояркости, $N(x, y)$ – аддитивный шум.

Задача восстановления истинного изображения относится к классу обратных задач. Ее решение сталкивается с двумя трудностями: ограниченным набором дискретных пространственных частот и погрешностями измерений. Следует отметить, что решение интегральных уравнений осложняется тем, что аппаратная функция на практике может отличаться от расчетной. Это обязывает обращать особое внимание на определение реальной диаграммы направленности интерферометра. Ограниченность набора пространственных частот приводит, в принципе, к бесконечному числу решений уравнения свертки. Поэтому при решении уравнения свертки необходимо использовать процедуру определения функции видности разумным образом, исходя с некоторых априорных предположений. Например, очевидное предположение о положительности распределения яркости. Важной составляющей процедуры должен быть алгоритм устранения эффектов боковых лепестков.

Для решения такой некорректной задачи разработаны специальные методы: метод максимума энтропии (Friden 1972; Ables 1974), фильтр Винера-Тихонова (Тихонов и др. 1983), метод «чистки» (Högbom 1974). Обзор алгоритмов обработки дан в работе Sault & Oosterloo (1996).

Наиболее часто используется в практике метод «чистки», в которой распределение яркости раскладывается на отклики отдельных точечных источников. При этом исходная синтезированная яркость области Солнца называют «грязной» картой, а рассчитанная для данного момента времени диаграмма интерферометра – «грязной» диаграммой. Процедура «чистки» заключается в последовательном вычитании из «грязной» карты диаграммы направленности в наиболее яркой, на данном шаге, точке с соответствующей амплитудой. После ряда итераций, создается «чистая» карта при свертке полученных точечных источников с чистой диаграммой гауссовой формы с шириной, равной ширине «грязной» диаграммы. Этот метод хорошо работает для звездных компактных источников, однако, сталкивается с проблемами при реконструкции протяженных слабоконтрастных областей на солнечном диске, приводящих к появлению ложных источников.

В методе максимума энтропии вводится какая-либо мера качества изображения, поиск экстремума которой осуществляется итерационными при-

ближениями. В отличие от метода «чистки» в данном подходе необходимо введение начальной модели яркости и он лучше адаптирован к реконструкции сглаженных источников.

Простейшим для реализации является метод инверсной фильтрации Винера-Тихонова, в котором основная проблема заключается в точности знания диаграммы направленности. Также, в этом методе решение может быть неустойчивым из-за аддитивного шума в сигналах.

Поэтому для каждого радиогелиографа необходимо создание пакетов программ, реализующих несколько методов, адаптированных к особенностям инструмента и типам наблюдаемых структур (например, компактный или протяженный источник). Алгоритмы реконструкции изображений, реализованные для обработки данных ССРТ, обсуждаются в статье Кочанова и др. (2010).

Абсолютные калибровки проводятся с помощью диаграмм яркости отдельных пикселей изображения полного диска Солнца. На диаграммах выделяются два пика, соответствующие яркости спокойного Солнца и уровню неба. На ССРТ для яркостной температуры спокойного Солнца принимается значение 16000 К, на радиогелиографе Нобеяма - 10000 К.

2. Волны в солнечной плазме

2.1. Параметры плазмы и характерные частоты

Радиоастрономические методы нацелены на исследование параметров солнечной плазмы в высотах выше фотосферы. Плазмой называют ионизованный газ, т.е. газ со свободными ионизованными частицами. К основным свойствам плазмы, как среды, отличающим ее от остальных можно отнести дебаевское экранирование, плазменные колебания и затухание Ландау. Плазму можно рассматривать как квазинейтральную среду в процессах, характерные масштабы которых L превышают так называемый дебаевский радиус экранирования D :

$$L \gg D = \left(\frac{k_B T}{8\pi e^2 N} \right)^{1/2}$$

Здесь $k_B = 1.4 \cdot 10^{-16}$ эрг/К – постоянная Больцмана, T , N – температура и плотность плазмы, e – заряд электрона. Дебаевский радиус определяет крутизну экспоненциального спада потенциала от пробного заряда, помещенного в плазму. Требование квазинейтральности эквивалентно выполнению условия большого количества частиц плазмы в сфере дебаевского радиуса.

В плазме возможно существование слабозатухающих волн с ленгмюровской частотой:

$$\omega_L = \left(\frac{4\pi N e^2}{m} \right)^{1/2},$$

где m – масса электронов. Период колебаний соответствует времени компенсации нарушения квазинейтральности. Поэтому, ленгмюровские колебания с длиной волны короче и сравнимой с дебаевским радиусом быстро затухают, за время порядка обратной ленгмюровской частоты.

В плазме с магнитным полем B появляется частота вращения нерелятивистских электронов по винтовой траектории (циклотронная или гирочастота):

$$\omega_B = \frac{eB}{mc}$$

Частотный диапазон наземной радиоастрономии ограничен атмосферой и ионосферой Земли. Высокочастотная граница (десятки ГГц) определяется поглощением радиоволн молекулами кислорода и водяного пара в атмосфере Земли. Поскольку содержание пара быстро падает с высотой, то при размещении радиотелескопа в горах, на высоте более 2 км, возможна регистрация сигналов в несколько сотен ГГц. Например, Солнечный Субмиллиметровый

Телескоп, построенный в Аргентинских Андах на высоте 2.5 км, с частотой приема до 405 ГГц, относится к субмиллиметровому диапазону (Kaufmann et al. 2008). Снизу диапазон принимаемых частот ограничен поглощением в земной ионосфере. Граничная частота зависит от сезона и времени суток и варьируется в пределах от 3 до 30 МГц.

Радиоизлучение Солнца является важным, а в некоторых аспектах уникальным, источником информации о процессах в атмосфере Солнца. В частности, микроволновые наблюдения позволяют оценить величину магнитного поля в короне, обнаружить нетепловые электроны и возбуждение плазменной турбулентности. Поскольку излучение может генерироваться различными механизмами, то для корректной диагностики характеристик плазмы в источнике, прежде всего, необходимо идентифицировать механизм радиоизлучения.

Механизмы излучения электромагнитного излучения делятся на два класса: когерентные и некогерентные. Некогерентное излучение генерируется отдельными электронами при их взаимодействии с ионами фоновой плазмы, ларморовском вращении электронов в магнитном поле и, наконец, при движении электронов в среде с возмущениями плотности плазмы и/или магнитного поля. В некогерентных механизмах интенсивность излучения ансамбля частиц получается сложением излучения отдельных частиц. Отметим, что радиоизлучение генерируется электронами, поскольку их ускорение на порядки выше ионных из-за разницы масс.

В определенных условиях ансамбли нетепловых электронов могут возбуждать колебания в плазме, приводящие к когерентным осцилляциям движений заряженных частиц. Интенсивность излучения, как известно из курсов общей физики, пропорциональна квадрату заряда осциллирующих сгустков частиц среды. Плотность фоновой плазмы, в которой возбуждены колебания, на многие порядки превышает плотность нетепловых электронов. Поэтому, в этом случае могут достигаться высокие интенсивности излучения с аномально высокими, по сравнению с энергией нетепловых частиц, яркостными температурами излучения. Наиболее эффективно колебания среды возбуждаются на частотах, близких к частотам собственных колебаний плазмы, циклотронных или ленгмюровских. Частоты этих колебаний, и их гармоник находятся в радиодиапазоне для характерных параметров корональной плазмы

Многие характеристики излучения можно понять, оперируя тремя основными частотами. Первая частота – ленгмюровская, которая зависит только от концентрации плазмы N :

$$f_L [\text{Гц}] = \frac{\omega_L}{2\pi} = 9.0 \times 10^3 \sqrt{N} [\text{см}^{-3}].$$

Эта частота важна по двум причинам: (1) электромагнитные волны не могут распространяться в плазме на частотах ниже ленгмюровской; (2) нетепловые электроны могут возбуждать ленгмюровские волны, при конверсии которых

в электромагнитные волны, появляется так называемое плазменное излучение на частотах, близких к ленгмюровской или ее гармоникам.

Второй характерной частотой солнечных радиоисточников является частота, определяемая поглощением излучения на кулоновских столкновениях, то есть частота, на которой оптическая толщина источника равна единице:

$$f_{\tau_j} [\text{Гц}] \approx 0.5 N [\text{см}^{-3}] T^{3/4} [K] L^{1/2} [\text{см}],$$

где T температура плазмы в источнике, L длина источника по лучу зрения. Эта частота позволяет определить границу в солнечной атмосфере, ниже которой излучение среды экспоненциально быстро поглощается и не регистрируется в наблюдениях. Отметим, что в случае плазменных, аномально ярких источников, возможна регистрация излучения, прошедшего через слои в несколько оптических толщин.

Третьей частотой является циклотронная частота, определяемая величиной магнитного поля в источнике:

$$f_B [\text{Гц}] = 2.8 \times 10^6 B [\text{Гс}].$$

Циклотронная или гирочастота важна, поскольку многие механизмы излучения работают на частотах, близких к ее гармоникам $s = f/f_B$. Излучение на низких гармониках $s \leq 5$ с ярко выраженным гармоническим характером спектра называют гирорезонансным или циклотронным. На высоких гармониках $10 \leq s \leq 100$ гармоническая структура в спектре замывается, и излучение называется гиротронным.

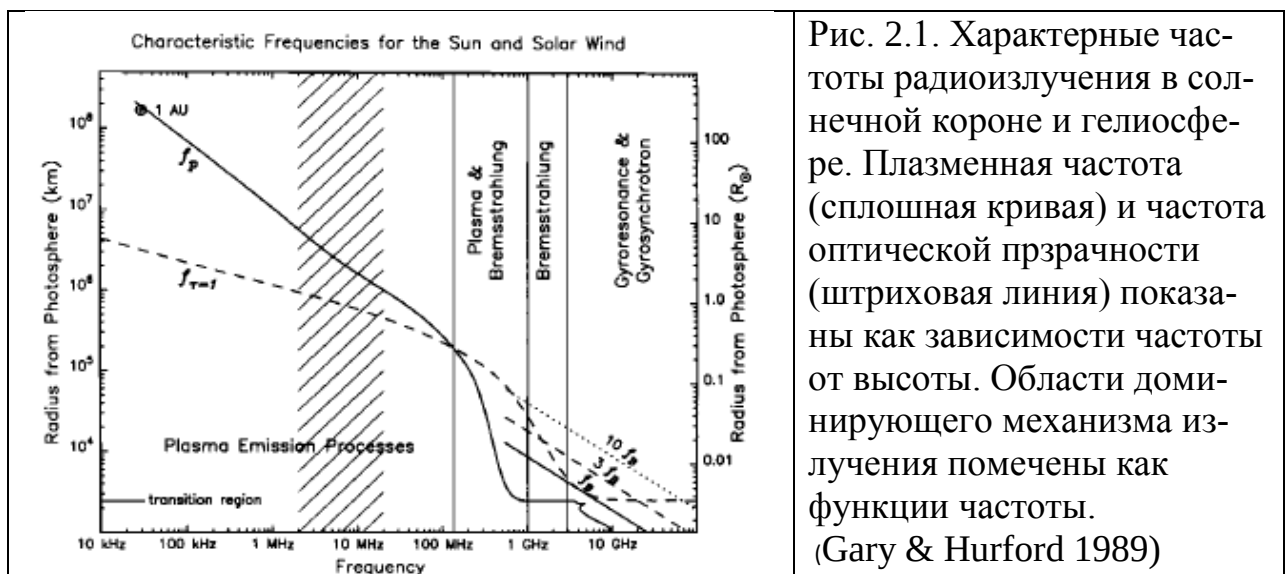


Рис. 2.1. Характерные частоты радиоизлучения в солнечной короне и гелиосфере. Плазменная частота (сплошная кривая) и частота оптической прозрачности (штриховая линия) показаны как зависимости частоты от высоты. Области доминирующего механизма излучения помечены как функции частоты. (Gary & Hurford 1989)

Оценки высот мест генерации для различных типов радиоизлучения приведены на Рис.2.1. Рисунок взят из статьи Gary & Hurford (1989), в которой описаны использованные модели высотных распределений плотности плазмы и магнитного поля.

2.2. Поток и яркостная температура. Параметры Стокса.

Приведем основные понятия, используемые при описании данных радионаблюдений. Мощность излучения электромагнитных волн dW , падающих на единицу поверхности телескопа dA с единичного телесного угла $d\Omega$ в единичном интервале частот df можно выразить следующим образом:

$$dW = I(f) \cos\theta d\Omega dA df,$$

где $\cos\theta$ учитывает угол между направлением падения излучения и плоскостью dA . Коэффициент пропорциональности $I(f)$ называется спектральной интенсивностью излучения и измеряется в единицах $\text{Вт м}^{-2} \text{Гц}^{-1} \text{Стер}^{-1}$. В случае дискретных источников, при интегрировании интенсивности по телесному углу, занимаемому источником, получаем интенсивность потока энергии от радиоисточника F на единицу частоты. В астрофизических исследованиях потоки космических источников измеряются в единицах, названных в честь радиоастронома Янского: $1 \text{ Ян (Jy)} = 10^{-26} \text{ Вт м}^{-2} \text{Гц}^{-1} = 10^{-4} \text{ с.е.п.}$. В солнечных наблюдениях характерные потоки на порядки больше и измеряются в солнечных единицах потока с.е.п. (SFU) = $10^{-22} \text{ Вт м}^{-2} \text{Гц}^{-1}$.

Поскольку энергия квантов радиоволн мала по сравнению с энергией излучающих частиц, то в случае оптически толстых источников излучения можно использовать закон Релея-Джинса для абсолютно черного тела. Поэтому при описании наблюдений с пространственным разрешением вместо спектральной интенсивности можно ввести яркостную температуру областей поверхности источника

$$T(f) = I(f)c^2/2k_B f^2.$$

Здесь k_B и $c = 3 \times 10^{10} \text{ см/с}$ – постоянная Больцмана и скорость света. Если характер излучения отличается от случая оптического толстого источника, то величина яркостной температуры может меняться с частотой, и является в этом случае просто другим представлением для интенсивности излучения.

Яркостную температуру диска Солнца можно оценить через поток следующим образом:

$$T[K] = 0.48 \times 10^{44} F[\text{с. е. п.}] / f^2 [\text{Гц}]$$

Характерные значения яркостных температур спокойного Солнца и характерных структур в атмосфере Солнца приведены на Рис.2.2.

Диапазон яркостных температур в радиоизлучении на несколько порядков превышает диапазон температур плазмы в атмосфере Солнца. Яркостная температура спокойного Солнца определяется температурой хромосферы и короны и находится в пределах от 10^4 до 10^6 К. Медленно меняющаяся компонента (S-компонента) излучается атмосферой над активными областями с сильными и эволюционирующими магнитными полями. Высокие яркостные температуры шумовых бурь обусловлены нетепловым излучением, генерируемым плазменной турбулентностью. Наиболее яркие структуры, динамика которых носит характер всплесков, появляются, как правило, над активными областями во время солнечных вспышек, ускоряющих большое количество электронов до релятивистских энергий. Помимо некогерентного излучения ускоренных электронов в излучении всплесков значительной, и наиболее яркой составляющей является когерентное излучение плазменной турбулентности.

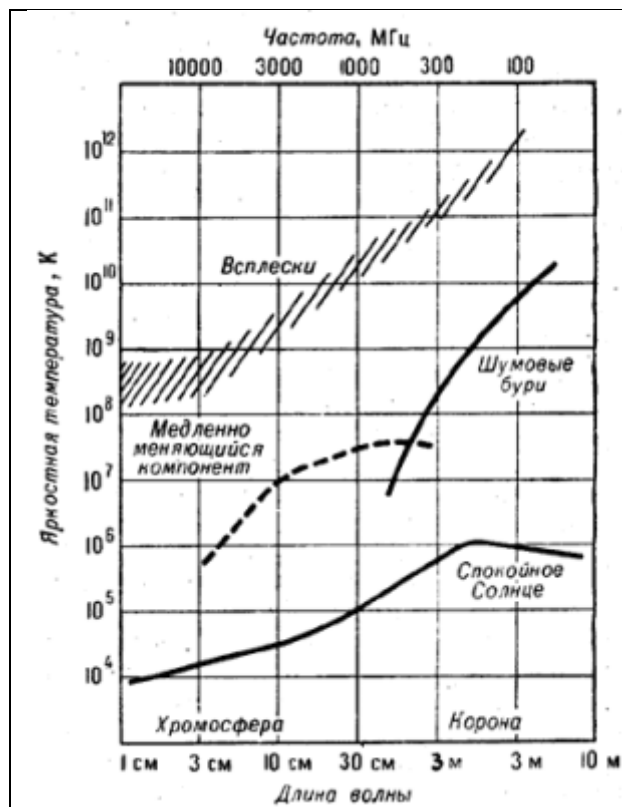


Рис. 2.2. Зависимость интенсивности основных компонент радиоизлучения Солнца (их яркостной температуры) от частоты (длины волны). (В.В. Фомичев, И.М. Черток www.astronet.ru/db/msg/1188608)

Плазменная турбулентность является причиной появления сверхкоротких узкополосных импульсов излучения, яркостная температура источников которых может достигать экстремальных значений 10^{15} К. Для определения природы излучения различных компонент необходимы наблюдения с пространственным разрешением, результаты которых будут обсуждаться в следующих разделах.

Для описания характеристик электромагнитных волн, принимаемых в узком диапазоне частот $\Delta\omega \ll \omega$, используются так называемые параметры Стокса. Электрическое поле волн можно описать в точке $\mathbf{r}$ как

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \int_{\Delta\omega} E_{\omega} e^{-i\omega t + i\mathbf{k}\mathbf{r}} d\omega.$$

В определенной точке и в узком интервале частот вокруг некоторой частоты ω_0 , электрическое поле волн можно представить в виде

$$\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_0(t) e^{-i\omega_0 t},$$

где $\mathbf{E}_0(t)$ - комплексная амплитуда электрического поля.

При распространении излучения в вакууме в направлении $\mathbf{k} \parallel \mathbf{z}$ компоненты электрического поля волны $E(t)$ лежат на плоскости (x,y), перпендикулярной к направлению распространения, и представляет собой эллипс:

$$E_x(t) = E_{x0}(t) \sin(\omega_0 t - \psi_x)$$

$$E_y(t) = E_{y0}(t) \sin(\omega_0 t - \psi_y),$$

где ψ фаза волны.

В неполяризованном излучении колебания $E_x(t)$ и $E_y(t)$ некогерентны. В поляризованном излучении отношение E_{x0}/E_{y0} , разность фаз $\psi = \psi_x - \psi_y$ определяющая позиционный угол эллипса χ и отношение его осей p , не меняются во времени.

В целом, излучение волны можно описать четырьмя параметрами: интенсивностью $I = I_{pol} + I_n$, степенью поляризации $\zeta = I_{pol}/I$, отношением осей p и ориентацией χ . В качестве величин, описывающих состояние поляризации, обычно принимают параметры Стокса Q, U, V :

$$Q = \zeta I \cos(2\sigma) \cos(2\chi),$$

$$U = \zeta I \cos(2\sigma) \sin(2\chi),$$

$$V = \zeta I \sin(2\sigma),$$

где $\sigma = \arctg(p)$

В наиболее часто реализуемом в солнечной радиоастрономии случае излучения с круговой поляризацией принято, что правой поляризации R соответствует вращение вектора $\mathbf{E}$ против часовой стрелки для приближающейся волны. Обратное вращение соответствует лево поляризованной волне L . Если в этом случае представить интенсивности как

$$I_R = \tilde{E}_R^2 + \frac{I_n}{2}; \quad I_L = \tilde{E}_L^2 + \frac{I_n}{2},$$

то параметры Стокса выражаются следующим образом:

$$I = I_R + I_L$$

$$Q = 2\sqrt{E_R E_L} \cos(\theta_{RL})$$

$$U = 2\sqrt{E_R E_L} \sin(\theta_{RL})$$

$$V = I_R - I_L$$

Следует отметить, что корректного определения поляризационных свойств излучения солнечных структур необходимо измерять все параметры Стокса. Как правило, в наблюдениях измеряются только интенсивность и степень поляризации, что является корректным только в случае круговой поляризации ($p = \pm 1$). То есть, в этом случае игнорируется возможный вклад излучения с линейной поляризацией.

Прежде чем рассматривать процессы генерации и распространения радиоволн в атмосфере Солнца кратко рассмотрим основные типы колебаний, которые могут возбуждаться и распространяться в плазме с параметрами, характерными для солнечной атмосферы. Опубликовано множество монографий по этой тематике, включая обширную литературу по физике плазмы. Здесь мы ограничимся рассмотрением линейных волн, то есть волн с настолько малой амплитудой, что их влиянием на среду распространения и/или взаимодействием их из-за нелинейных процессов можно пренебречь. Связь основных характеристик собственных колебаний плазмы (частоты и волнового вектора) описывается в этом случае дисперсионным уравнением $\omega = \omega(k)$. Фазовая скорость плоской волны равна $V_{ph} = \omega/k$, а групповая скорость перемещения квазигармонических одномодовых волновых пакетов определяется формулой $V_{gr} = \partial\omega/\partial k$.

2.3. Волны в изотропной плазме.

В плазме без магнитного поля могут существовать два типа волн: поперечные электромагнитные и продольные плазменные волны. В **поперечных** волнах векторы $\mathbf{E}$ и $\mathbf{B}$ перпендикулярны к волновому вектору $\mathbf{k}$. Для описания характеристик электрического поля можно взять любые две волны $E \sim \exp(ikr - i\omega t)$ с ортогональным поведением электрических векторов в плоскости, перпендикулярной вектору волны $\mathbf{B}$. Параметры этих волн описываются поляризационными характеристиками волны. В частности, ортогональными будут волны с электрическими векторами, вращающимися по кругу в противоположных направлениях или с обратной круговой поляризацией. Дисперсионное уравнение для поперечных электромагнитных колебаний в холодной плазме имеет вид $\omega^2 = k^2 c^2 + \omega_L^2$, где ленгмюровская частота ω_L определяется массой, зарядом и плотностью электронов: $\omega_L = \sqrt{4\pi n e^2 / m}$. Из дисперсионного уравнения следует, что волна в плазме может распространяться только при частотах выше плазменной. Это свойство плазменных колебаний используется для дистанционной диагностики концентрации плазмы. Можно ввести показатель преломления среды $n = ck/\omega$, который в случае электромагнитных волн равен

$$n_{em} = \sqrt{1 - \frac{\omega_L^2}{\omega^2}}.$$

В **продольных** волнах электрическое поле E , вызываемое разделением зарядов плазмы в волне, направлено вдоль направления ее распространения k . Дисперсионное уравнение продольных плазменных колебаний $\omega^2 = \omega_L^2 + 3v_T^2 k^2$, где v_T - тепловая скорость электронов плазмы. Квадрат показателя преломления плазменной волны можно выразить следующим образом:

$$n_{pl}^2 = \frac{c^2}{3v_T^2} (1 - \omega_L^2/\omega^2) = \frac{c^2}{3v_T^2} n_{em}^2$$

На низких частотах $\omega \sim kv_T$ фазовая скорость продольных колебаний становится сравнимой с тепловой скоростью электронов, которые поглощают энергию волны, и она быстро затухает.

2.4. Волны в плазме с магнитным полем

Магнитное поле приводит к появлению в плазме новых типов собственных колебаний, влияет на поляризацию волн. Дисперсионные уравнения существенно усложняются и их можно написать в явном виде только в частных случаях. В холодной ($T_e = 0$) плазме могут наблюдаться пять ветвей колебаний.

Для сравнительной оценки влияния магнитного поля и концентрации плазмы при исследовании дисперсионных уравнений часто используют безразмерные параметры:

$$v = \omega_L^2/\omega^2 \quad \text{и} \quad u = \omega_B^2/\omega^2,$$

где $\omega_B = eB/mc$ – циклотронная частота электронов в магнитном поле B . Тогда дисперсионное уравнение нормальных волн можно выразить следующим образом:

$$n_j^2 = 1 - \frac{2v(1-v)}{2(1-v) - u \sin^2 \alpha \mp \sqrt{u^2 \sin^4 \alpha + 4u(1-v)^2 \cos^2 \alpha}}.$$

Здесь знак минус и индекс $j=1$ соответствуют необыкновенной волне, другой случай – обыкновенной волне. При $u \ll 1$ выражение для показателя степени сводится к показателю поперечных электромагнитных волн в изотропной плазме. Детальный анализ дисперсионного соотношения находится за пределами данной работы. Его можно найти, например, в монографии Железнякова В.В. Отметим, что характер дисперсионных зависимостей существенно отличается при $u < 1$ и $u > 1$.

Для анализа поляризации волн важно, что при продольном распространении показатели преломления обыкновенной и необыкновенной мод обращаются в ноль при разных значениях концентрации плазмы:

$$\omega_L^2/\omega^2 = 1 \mp \sqrt{\omega_B^2/\omega^2},$$

При поперечном распространении помимо указанных выше частот отсечки показатель преломления необыкновенной волны обращается нуль при

$$\omega_L^2/\omega^2 = 1.$$

Следует отметить, что в замагниченной плазме показатель преломления может обращаться в бесконечность на частотах

$$\omega_\infty^2 = \frac{1}{2}(\omega_B^2 + \omega_L^2) \pm \left[\frac{1}{4}(\omega_B^2 + \omega_L^2)^2 - \omega_B^2 \omega_L^2 \cos^2 \alpha \right]^{1/2}$$

Частоты ω_∞ могут реализовываться в плазме с любыми параметрами, при любом направлении распространения и называются резонансными. При $\alpha = 0$ получаем две частоты: $\omega_\infty = \omega_L$ - ленгмюровский резонанс, $\omega_\infty = \omega_B$ - циклотронный резонанс. При $\alpha = \pi/2$ одна из резонансных частот равна верхнегибридной частоте $\omega_h = \sqrt{\omega_B^2 + \omega_L^2}$.

В практических исследованиях используют приближенные выражения для показателя преломления нормальных волн: квазипродольное и квазипоперечное. Как правило, в короне циклотронная частота гораздо меньше ленгмювской ($\omega_B \ll \omega_L$) и реализуются условия квазипродольного распространения радиоволн, за исключением углов, практически перпендикулярных к магнитному полю.

Отметим некоторые особые типы нормальных волн. В диапазоне низких частот по плазме солнечной короны могут распространяться, так называемые «вистлеры», для частот которых справедливо выражение

$$\omega_L^2/\omega^2 \cos^2 \alpha \gg \omega_B^2/\omega^2 \cos^2 \alpha \gg 1$$

Эта мода волн, распространяющихся вдоль трубок магнитного поля с повышенной плотностью плазмы, давно известна в ионосфере Земли как «свистящие атмосферерики».

В солнечной радиоастрономии для интерпретации всплесков типа зейбра привлекают волны Берштейна, частоты которых близки к гармоникам электронной циклотронной частоты $s\omega_B$, где s обозначает номер гармоники. Волновой вектор колебаний строго, или почти строго перпендикулярен фоновому магнитному полю.

Отметим также случай, когда электронная циклотронная частота близка к одной из резонансных частот ω_∞ . Этот случай называют двойным плазменным резонансом.

Как правило, нормальные электромагнитные волны эллиптически поляризованы, причем эллипсы поляризации обыкновенной и необыкновенной волн ортогональны, а направления вращения векторов электрического поля противоположны. При распространении волны поперек магнитного поля поляризация обыкновенной волны линейная с вектором электрического поля параллельным вектору постоянного магнитного поля. У необыкновенной волны вектор описывает эллипс в плоскости, ортогональной к вектору магнитного поля среды.

При продольном распространении волны ($\alpha = 0$) волны становятся поперечными, а поляризация круговой. В обыкновенной волне направление вращения вектора электрического поля волны противоположно направлению ларморовского вращения электронов во внешнем магнитном поле.

2.5. Влияние кулоновских столкновений

На генерацию и перенос излучения может влиять диссипация на кулоновских столкновениях. Комплексную диэлектрическую проницаемость $\hat{\epsilon}$ можно выразить следующим образом:

$$\hat{\epsilon} = \epsilon - \frac{4\pi\sigma}{\omega}i = (n - i\kappa)^2.$$

Здесь σ - проводимость плазмы, κ - коэффициент поглощения. В плазме без магнитного поля

$$\sigma = \frac{e^2 n_o v_{coll}}{m(\omega^2 + v_{coll}^2)}$$

$$\epsilon = 1 - \frac{4\pi N e^2}{m(\omega^2 + v_{coll}^2)}$$

Частота столкновений определяется плотностью N и температурой фоновой плазмы T (Гинзбург 1967):

$$v_{coll} = \frac{\pi e^4}{(k_B T)^2} N \bar{v} \Lambda,$$

где $\bar{v}$ - средняя скорость электронов, Λ - кулоновский логарифм. Частота электронных кулоновских столкновений:

$$f_c [\text{Гц}] = \frac{v_{coll}}{2\pi} = 3.64 \times N \left(\frac{10 \text{ MK}}{T} \right)^{3/2} \Lambda,$$

где можно использовать оценку кулоновского логарифма $\Lambda = 15 - 20$.

Следует отметить, что эффективность столкновений электронов с частицами фоновой плазмы быстро падает со скоростью. Время релаксации

пробного электрона со скоростью v можно оценить следующим образом (Трубников 1963):

$$\tau = 10^{-20} \left(v^3 / N \right)$$

Откуда следует, что длина пробега нетепловых электронов в корональной плазме достаточно велика, и электроны с энергией выше 50 КэВ могут сделать несколько баунс-колебаний во вспышечной магнитной петле.

В плазме с магнитным полем дисперсионные выражения с учетом столкновений можно записать следующим образом. При **продольном распространении** ($\alpha = 0$) радиоволна распадается на две моды с противоположной круговой поляризацией. Диэлектрические постоянные и коэффициенты поглощения можно записать следующим образом:

$$n_{1,2}^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega \pm \omega_B)}, \quad \kappa = \frac{\omega_p^2 \nu_{coll}}{n_{1,2} \omega(\omega \pm \omega_B)^2}$$

Здесь верхний знак соответствует обыкновенной волне (индекс 1), нижний – необыкновенной. Необыкновенная волна затухает на меньшем масштабе, поскольку направление круговой поляризации этой волны совпадает с циклотронным вращением электронов. Наиболее сильно затухает необыкновенная волна с частотой, близкой к ларморовской частоте.

В случае **поперечного распространения** ($\alpha = \pi/2$) волна также разбивается на две моды, но с ортогональными линейными поляризациями. У обыкновенной волны направление вектора электрического поля совпадает с направлением магнитного поля, и для коэффициента преломления и затухания справедливы выражения для плазмы без магнитного поля. Для необыкновенной волны можно записать:

$$n_2^2 = 1 - \frac{\omega_p^2(\omega^2 - \omega_p^2)}{\omega^2(\omega^2 - \omega_p^2 - \omega_B^2)}. \quad \kappa = \frac{\omega_p^2 \nu_{coll} [(\omega^2 - \omega_p^2) + \omega^2 \omega_B^2]}{n_2 \omega^2 c(\omega^2 - \omega_p^2 - \omega_B^2)}$$

При частотах, при которых знаменатель близок к нулю, первоначально неполяризованное излучение может приобрести линейную поляризацию.

3. Перенос радиоизлучения в солнечной плазме.

3.1. Распространение радиоволн по неоднородной плазме

В условиях солнечной атмосферы на распространение радиоволн оказывают существенное влияние регулярные неоднородности плотности плазмы на пути распространения. Если масштабы изменения плотности плазмы малы по сравнению с длиной волны радиоволн, то для определения траектории распространения можно использовать геометрико-оптическое приближение. Компоненты волны можно записать в этом случае следующим образом:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}(\mathbf{r})\exp(i \int \mathbf{k}_j d\mathbf{r} - i\omega t) \quad \mathbf{B} = \mathbf{B}(\mathbf{r})\exp(i \int \mathbf{k}_j d\mathbf{r} - i\omega t),$$

где индекс j обозначает тип волны. В этом случае амплитуда волны меняется в процессе распространения и является функцией координат.

Рассмотрим случай плазмы без магнитного поля, концентрация которой спадает вдоль z по линейному закону. В плавно меняющейся среде геометрическая оптика применима везде кроме окрестности точки отсечки z , в которой $\omega = \omega_L$ и длина волны растет до значений, нарушающих условия геометрической оптики. В условиях солнечной короны область нарушения намного меньше характерных масштабов короны, однако, она определяет характеристики отраженной волны.

В неоднородной плазме с магнитным полем условие на применимость геометрического приближения выглядит следующим образом:

$\frac{\omega}{c} n_j L \gg 1$, где L наименьший характерный масштаб изменения концентрации плазмы и магнитного поля на пути распространения. Примером среды, в которой неоднородны как концентрация плазмы, так и магнитное поле, является атмосфера активной области на Солнце.

Приближение оптико-геометрической оптики допускает использование «лучей» при описании распространения радиоволн в неоднородной среде. Под «лучом» понимается траектория движения вектора групповой скорости $\mathbf{v}_{gr} = d\omega/d\mathbf{k}$, описывающего движение волнового пакета, ограниченного в пространстве и времени. Радиоволны в плазме короны подвержены рефракции, связанной с ростом концентрации плазмы при приближении к поверхности Солнца. На Рис.3.1 показаны типичные формы «лучей» в солнечной короне, характерные для метрового диапазона. Обычно, в расчетах такого рода используют для описания изменений концентрации эмпирическую формулу Баумбаха-Аллена:

$$N(R) = 10^8 \left[1.55 \left(\frac{R}{R_{SUN}} \right)^{-6} + 2.99 \left(\frac{R}{R_{SUN}} \right)^{-16} \right] \text{cm}^{-3}.$$

Траектория луча симметрична относительно точки поворота. На данной частоте «луч» проникает тем глубже, чем ближе направление их распространения к радиальному. Таким образом, в центральной части солнечного диска можно наблюдать более глубокие источники. Также поверхность точек поворота перемещается в более глубокие слои солнечной атмосферы с повышением частоты. Кроме того, рефракция влияет на видимое положение радиоисточников на солнечном диске – они смещаются к центру диска.

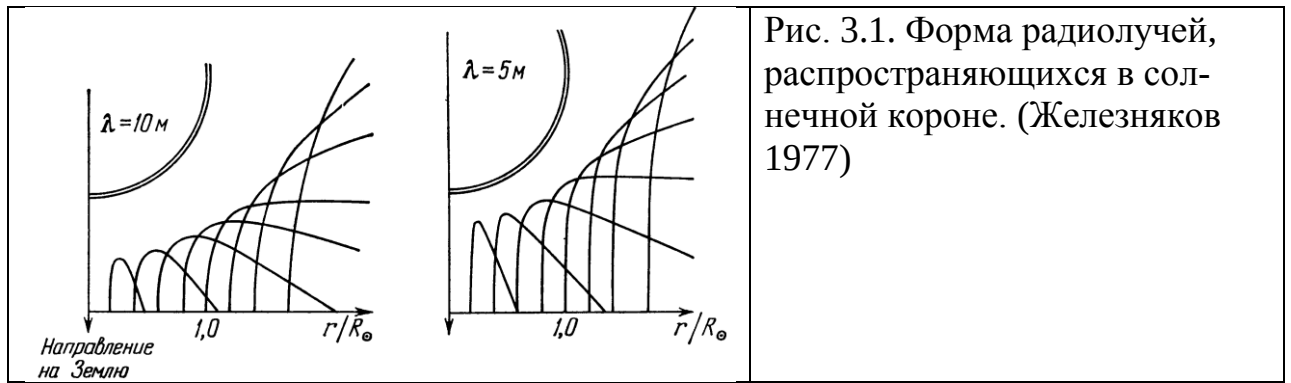


Рис. 3.1. Форма радиолучей, распространяющихся в солнечной короне. (Железняков 1977)

Еще одним важным эффектом распространения радиоволн в атмосфере Солнца является групповое запаздывание сигналов. Представим, что солнечный источник генерирует короткий импульс широкополосного излучения. Дисперсия групповой скорости v_{gr} приводит к появлению разницы в моментах прихода волн с различными частотами к наблюдателю. Время запаздывания зависит от частоты и по сравнению с распространением волны в вакууме равно

$$\Delta t_{gr} = \int \left(\frac{1}{v_{gr}} - \frac{1}{c} \right) dl.$$

Для солнечных радиоисточников запаздывание между сигналами на разных частотах может достигать величин порядка секунды. Этот эффект, проявляющийся в модуляции поляризации, наблюдался при наблюдениях субсекундных всплесков (Fleishman et al. 2002).

Другим важным эффектом распространения радиоволн по неоднородной плазме является линейная трансформация одних мод волн в другие в областях нарушения условий геометрической оптики. Исследование волн различных типов показывает, что трансформация возможна в тех случаях, когда дисперсионные кривые взаимодействующих мод близки друг к другу. Наиболее ярко эффект линейной трансформации проявляется при прохождении электромагнитной волной областей плазмы с поперечным магнитным полем (Cohen 1960; Железняков, Злотник 1963). На частотах, меньших критической частоты $\omega < \omega_t$, где

$$\omega_t = \frac{1}{mc} \left(\frac{\pi^2 e^5 N B^3}{2 \ln 2 |d\alpha/dz|} \right)^{1/4},$$

сохраняется приближение геометрической оптики, т.е. волны распространяются, следуя за изменениями характеристик среды. Здесь $d\alpha/dz$ угол поворота магнитного поля в слое с поперечным магнитным полем на пути распространения z . При переходе через поперечное магнитное поле знак проекции продольного магнитного поля на луч зрения меняется на противоположный, и, соответственно, необыкновенная волна, оставаясь необыкновенной, меняет направление вращения вектора волны с левого на правое. Но на час-

тотах выше критической приближение геометрической оптики нарушается, и необыкновенная волна переходит в обыкновенную, и, наоборот, обыкновенная трансформируется в необыкновенную. Таким образом, на частотах выше критической волна распространяется, сохраняя знак вращения, и как бы «не замечает» изменение знака проекции магнитного поля на направление распространения волны.

В диапазоне частот, близких к частоте ω_t , излучение, выходящее из области с поперечным магнитным полем, должно содержать большой вклад линейно поляризованных волн, регистрация которых в условиях солнечной атмосферы затруднена из-за фарадеевского вращения, которое будет рассмотрено позднее.

Необходимость учета изменений знака поляризации иллюстрируется на примере дипольной активной области (Рис.3.2). В сантиметровом диапазоне излучение источников S-компонент поляризовано как необыкновенная волна и, следовательно, направления вращения векторов в волне у двух источников противоположны, поскольку противоположны знаки магнитного поля пятен. Однако по мере распространения излучение N-источника проходит область поперечного магнитного поля, что может приводить к обращению знака его поляризации. Это эффект должен наблюдаться на относительно низких частотах при достаточно больших значениях плотности плазмы и величины магнитного поля в области поперечного поля. Как показали исследования, такие условия на частотах около 6 ГГц могут реализовываться в атмосфере вспышечно-продуктивных активных областей (см., например, Максимов и Бакунина 1991).

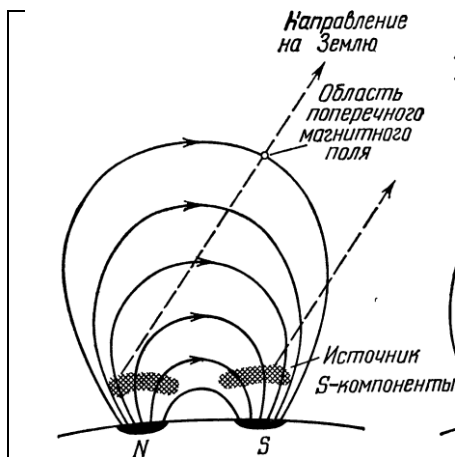


Рис.3.2. Выход радиоизлучения, генерируемого в основаниях магнитных структур биполярной магнитной области (Железняков 1977).

Отметим, что подобное обращение поляризации может также наблюдаться при прохождении волной областей с нулевым магнитным полем. Предпринимались попытки использовать этот эффект для обнаружения токовых слоев во время солнечных вспышек. Отметим, однако, что реализация в реальных условиях токовых слоев с нулевой компонентой магнитного поля по току и поперек так называемого нейтрального токового слоя практически невозможна.

3.2. Уравнения переноса излучения

Рассмотрим изменение интенсивности I_ω волнового пакета, распространяющегося по «лучевой» траектории. В однородной среде интенсивность не меняется, если среда не поглощает и не излучает. Однако, и в такой среде могут наблюдаться изменения поляризации, исследование которых важно для развития радиоастрофизических методов диагностики солнечных процессов. При достаточно малой интенсивности излучения можно записать следующее уравнение для однородной плазмы без магнитного поля:

$$\frac{dI_\omega}{dl} = a_\omega - \mu_j I_\omega,$$

где a_ω излучательная способность, а μ_j - коэффициент поглощения. Индекс j указывает на тип волны. Излучательная способность определяется как спектральная мощность излучения, генерируемая единичным объемом среды. Коэффициент поглощения показывает относительное уменьшение интенсивности на единице длины траектории.

Решение уравнения переноса имеет вид:

$$I_\omega(l) = I_\omega(l_0) e^{-\mu_j(l-l_0)} + \frac{a_\omega}{\mu_j} (1 - e^{-\mu_j(l-l_0)})$$

Введем понятие оптической толщины: $\tau_j(l) = \int_{l_0}^l \mu_j(l) dl$, описывающей затухание излучения на пути распространения.

В случае термодинамического равновесия, когда и плазма и излучение равновесны в среде, уравнение переноса сводится к уравнению Кирхгофа:

$$a_\omega = \mu_j I_\omega.$$

Уравнение переноса, используя выражение для оптической толщины, можно записать в виде:

$$\frac{dT_B}{d\tau_j} = T - T_B,$$

если от интенсивности излучения I_ω перейти яркостной температуре источника T_B . Если кинетическая температура не меняется на пути распространения решение получить просто:

$$T_B(l) = T(1 - e^{-\tau_j}) + e^{-\tau_j} T_B(l_0)$$

Для оптически толстого источника ($\tau_j(l) \gg 1$) яркостная температура T_B совпадает с кинетической температурой T плазмы в источнике.

Яркостная температура оптически тонкого источника ($\tau_j(l) \ll 1$) равна:

$$T_B \approx T\tau_j + T_B(l_0)(1 - \tau_j).$$

Отсюда следует, что яркостная температура оптически тонкого источника меньше кинетической температуры излучающих частиц.

Отметим, что условия выхода излучения могут существенно влиять на его регистрацию наземными средствами. В частности, эффекты поглощения очень важны в наблюдениях когерентных источников субсекундных импульсов, генерируемых на частотах, близких к ленгмюровской.

3.3. Перенос поляризации излучения. Эффект Фарадея.

Предположим, что в плазме с магнитным полем распространяются когерентные обыкновенная и необыкновенная волна со сдвигом фаз $\Delta\chi$. Поскольку фазовые скорости этих волн различны, сдвиг фаз будет меняться с расстоянием – эффект Фарадея. В случае поляризации, близкой к круговой, результат фарадеевского вращения можно записать через показатели преломления обыкновенной и необыкновенной волны следующим образом (Железняков 1977):

$$\Delta\chi = \frac{\omega}{2c} \int_L (n_2 - n_1) dl.$$

Через параметры плазмы можно это выражение описать следующим образом:

$$\Delta\chi = \int_L \frac{\omega_L^2 \omega_B}{2c\omega^2} \cos\alpha dl.$$

Таким образом, величина фарадеевского вращения обратно пропорциональна квадрату принимаемой частоты и пропорциональна плотности плазмы и величине магнитного поля. Указанный простой вид оценки вращения эллипса поляризации имеют в случае квазипродольного распространения электромагнитной волны. Аналогичный эффект имеет место при квазипоречном распространении. В этом случае эффект называют эффектом Коттона-Мутона.

Оценки эффекта Фарадея для параметров солнечной атмосферы показывают, что практически на всех частотах радиодиапазона вращение эллипса поляризации выходящего излучения чрезвычайно велико. Мало того, эффекты Фарадея велики даже при прохождении редкой, с относительно слабым магнитным полем, плазмы ионосферы, которую проходит солнечное излучение на пути к наземному телескопу. Фарадеевское вращение ведет к потере информации об ориентации эллипса поляризации на выходе из источника излучения, и уменьшению наблюдаемой поляризации. Последнее связано с конечными размерами источника излучения и конечной полосой частот приемной аппаратуры. В частности, из-за эффекта Фарадея практически невозможна регистрация солнечного радиоизлучения с линейной поляризацией.

3.4. Рассеяние радиоволн в короне

Пространственное разрешение современных радиоинтерферометров позволяет выделить основные вспыхивающие источники. Типичные размеры источников растут с уменьшением частоты. В метровом диапазоне источники всплесков II и IV типов могут быть сравнимы по размерам с солнечным диском. В сантиметровом и миллиметровом диапазонах минимальные размеры не превышают 5 угл. сек.

Пространственное разрешение наблюдений радиоисточников ограничивается эффектами рассеяния на неоднородностях плазмы вышележащих областей короны. При этом видимые размеры источников могут существенно превышать их истинные размеры. Особенно ярко этот эффект проявляется для источников на лимбе Солнца, поскольку излучение лимбовых источников проходит максимальное расстояние по возмущенной среде.

Радиоизлучение Солнца несет информацию не только об источниках излучения, но и о среде распространения. Рассеяние электромагнитных волн может существенно влиять на пространственные, временные и поляризационные свойства принимаемого излучения. Здесь имеется в виду рассеяние на плазменной турбулентности и частицах — процесс, который складывается из элементарных актов столкновения фотонов с волнами или с частицами плазмы.

В наблюдениях эти эффекты были прежде всего замечены на низких частотах (см., например, Thejappa & Kundu 1992). Эффекты рассеяния в сантиметровом излучении до начала наблюдений интерферометрами со сверхдлинными базами игнорировались (Tapping 1986). В этом диапазоне частота волн достаточно велика по сравнению с плазменными частотами среды, и можно пренебречь эффектами рефракции.

Теория распространения в среде со случайными неоднородностями рассмотрена в книге Рытова, Кравцова и Татарского (1978). Применительно к солнечной короне наиболее явный эффект рассеяния на неоднородностях плазмы в нижней короне Солнца - угловое уширение, рассматривался в работе Bastian (1994). Чтобы рассчитать меру рассеяния Т.Бастиян экстраполировал характеристики возмущений плотности плазмы, измеренные методом сцинтилляций на расстояниях более 1 - 2 радиусов Солнца, до высот нижней короны. Расчеты показали, что угловое рассеяние должно приводить к существенному ограничению реального разрешения радиотелескопов, причем величина рассеяния зависит от положения источника на солнечном диске. На рис.3.3 видно, что уширение быстро растет с уменьшением частоты и с приближением источника к лимбу.

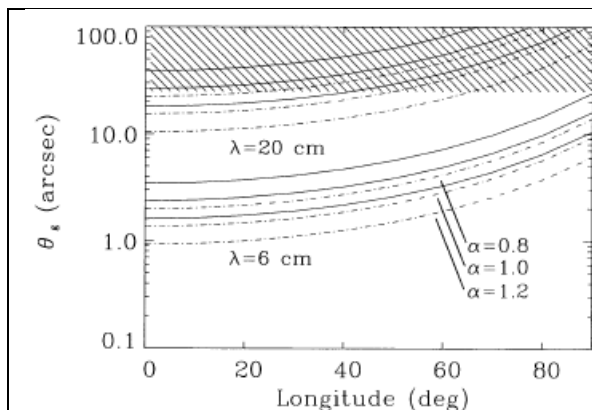


Рис.3.3. Зависимость степени углового уширения θ от долготы положения источника и индекса спектра возмущений α для волн с длиной волны 6 и 20 см. (Bastian 1994)

Основной вклад в рассеяние дают возмущения плотности с размерами в десятки километров на высотах около 100 т. км.

Помимо углового рассеяния флуктуации плотности на пути распространения могут приводить к флуктуациям интенсивности излучения. Для сантиметрового диапазона этот эффект был рассмотрен в работе Uralov (1998). Он показал, что в режиме сильного рассеяния в излучении широкополосного компактного стационарного источника могут регистрироваться наземным телескопом кластеры случайных импульсов.

В первых работах по рассеянию в солнечной короне радиоизлучения дискретных космических источников предполагалось, что эффект регулярной рефракции заключается в смещении эффективного центра излучения источника. Дальнейшие исследования показали, что при сильной регулярной рефракции наблюдатель на Земле может оказаться вблизи регулярной каустики. В этих условиях возможны не только значительные количественные изменения характеристик рассеянного радиоизлучения, но и качественные искажения его структуры (Afanasiev 2006, 2010).

4. Механизмы радиоизлучения

4.1. Некогерентные механизмы

4.1.1. Тормозное излучение

Рассмотрим вначале некогерентные механизмы, в которых каждая заряженная частица генерирует излучение независимо, и излучение источника равно сумме излучений составляющих его электронов. Тормозное излучение генерируется при столкновениях электронов с заряженными частицами плазмы. Его вклад является определяющим в радиоизлучении спокойного Солнца и некоторых радиоисточников в активных областях, в том числе, и во время солнечных вспышек. Яркостная температура связана с электронной температурой T в источнике выражением:

$$T_B = T [1 - \exp(-\tau_j)],$$

где τ_j - оптическая толщина источника. Для однородного источника с максвелловской водородной плазмой с температурой T и плотностью плазмы N можно написать оценку оптической толщины (Dulk 1985):

$$\tau_f \approx 0.2 N^2 T^{-3/2} f [\Gamma u]^{-2} L [\text{см}]$$

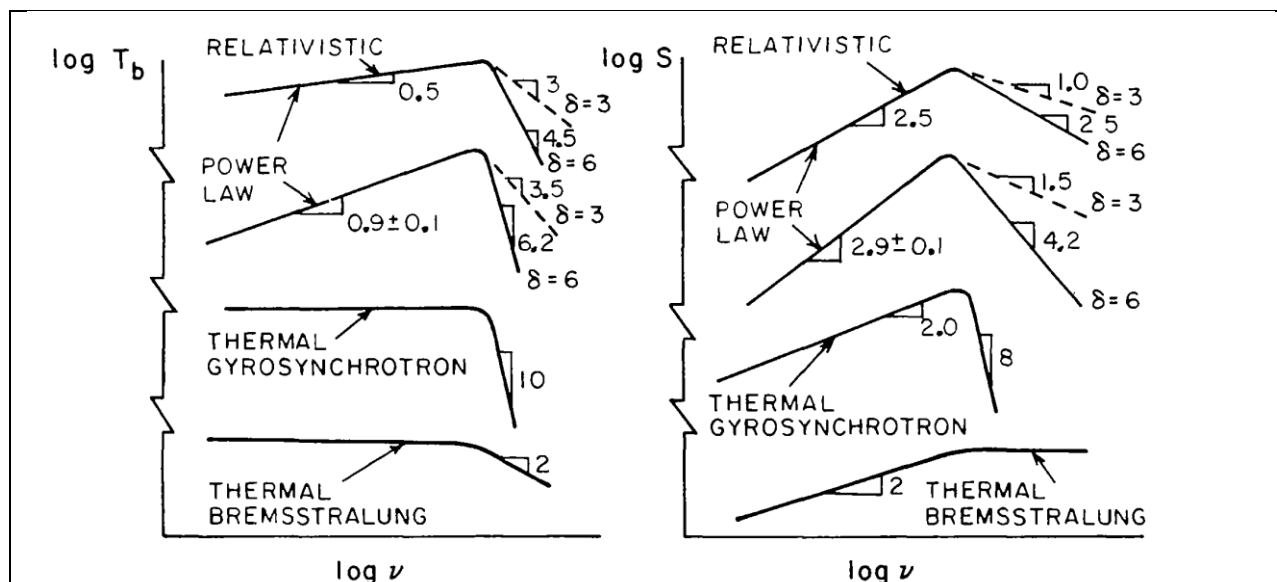


Рис. 4.1. Типичные спектры яркости и потока. Верхние две зависимости относятся к гиросинхротронному излучению. Верхний спектр отвечает излучению ультрарелятивистских электронов со степенным спектром (индексы жесткости $\delta=3$ и 6), следующий - для среднерелятивистских электронов. (Dulk 1985)

На низких частотах оптическая толщина велика $\tau_j \gg 1$, выражение в скобках мало отличается от единицы, и яркостная температура равна температуре плазмы в источнике $T_{Bs} = T$, а на высоких частотах, на которых оптическая толщина $\tau_f \ll 1$, можно написать оценку $T_B = T\tau_j$. Соответственно, спектр интенсивности потока сначала растёт как квадрат частоты, а затем становится плоским (см., Рис.4.1).

В случае замагниченной плазмы из-за разницы в поглощении обыкновенной и необыкновенной волны излучение источника будет частично поляризованным на частотах, на которых излучение является оптически тонким. Знак поляризации соответствует необыкновенной волне, а величина поляризации зависит от частоты и определяется выражением: $\rho \approx 2(\omega_B/\omega)\cos\alpha$. В случае, если механизм излучения можно идентифицировать как тормозной, то по величине степени поляризации можно определить величину продольного компонента вектора магнитного поля в источнике.

4.1.2. Циклотронное излучение

Если в источнике присутствует магнитное поле, то могут реализовываться механизмы излучения, связанные с движением электронов по винтовой траектории относительно направления магнитного поля. Механизм излучения заряженной частицы в магнитном поле, связанный с ускорением силой Лоренца, называют в общем случае магнитотормозным. Излучение нерелятивистской частицы ($E \ll mc^2$), обычно называют циклотронным, для релятивистских частиц – синхротронным.

В нерелятивистском случае излучение генерируется на частотах, близких к ларморовской частоте и ее гармониках (Гинзбург 1975; Железняков 1997). Оптическая толща определяется в этом случае шириной резонанса частоты излучения и гармоники ларморовской частоты, которую можно оценить как $L = 2L_B\cos\alpha$, где $L_B = B/\text{grad}(B)$ - характерный масштаб изменения магнитного поля. Чтобы определить оптическую толщину необходимо рассчитать ее для каждой гармоники s и, затем, суммировать их.

Мощность циклотронного излучения теплой плазмы экспоненциально быстро падает с частотой. В то же время излучение на первой гармонике подавлено. Знак поляризации отвечает излучению необыкновенной волны.

Циклотронное излучение является основным механизмом излучения солнечной атмосферы над пятнами с сильными магнитными полями. Микроволновое излучение на частотах 1 – 30 ГГц возникает в неоднородном магнитном поле над солнечными пятнами в так называемых гирорезонансных слоях, где $f = sf_B$. При фиксированной частоте слои, соответствующие большим гармоникам, лежат выше, где магнитное поле слабее (Рис.4.2.). С увеличением частоты вся система гирорезонансных слоев перемещается вниз, к солнечной фотосфере, где магнитное поле сильнее.

Поглощение циклотронного излучения при прохождении сквозь гирорезонансный слой характеризуется оптической толщиной τ_j . В солнечной ко-

роне и хромосфере $\tau_j \gg 1$ для $s = 1, 2, 3$ на необыкновенных волнах и $s = 1, 2$ на обыкновенных волнах. Слои, соответствующие большим значениям s , прозрачны для радиоволн, и не дают значительного вклада в наблюдаемое излучение.

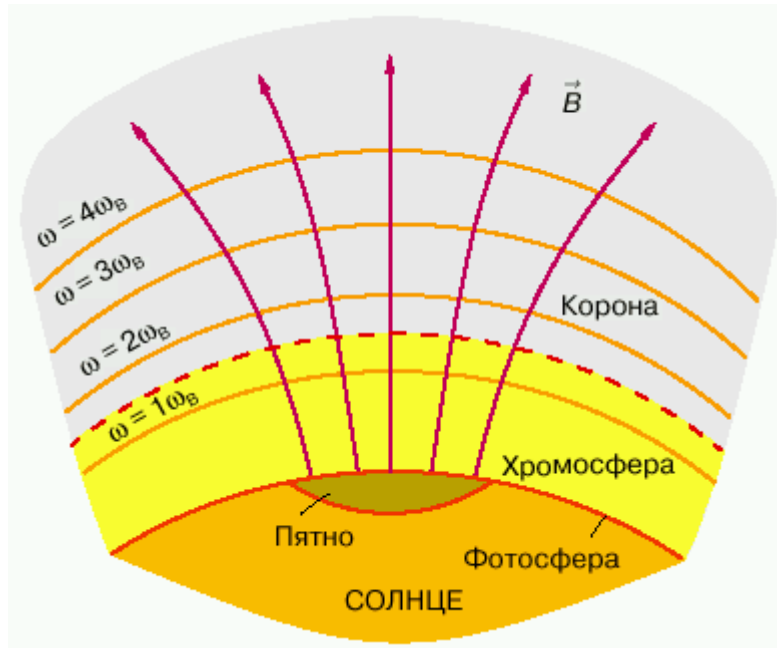


Рис.4.2. Расположение гирорезонансных слоев в активной области на Солнце (<http://nature.web.ru/db/msg.html?mid=1168512>).

Модель с оптически толстыми гирорезонансными слоями позволяет объяснить спектр, поляризацию и распределение радиояркости пятенного радиоисточника. Такие слои полностью поглощают все радиоизлучение, которое подходит к ним снизу, со стороны Солнца, и испускают равновесное излучение с температурой, равной кинетической температуре плазмы в гирорезонансном слое. Его спектральная интенсивность определяется законом Рэлея-Джинса:

$$I_{\omega} = \frac{\omega^2 kT}{8\pi^3 c^2}$$

Частотный спектр циклотронного излучения над пятном максимален на частотах, разных для обыкновенной и необыкновенной волны. Этой частоте $s = 2$ (для обыкновенной волны) и $s = 3$ (для необыкновенной волны) отвечает область между холодной хромосферой и горячей короной. Излучение из ниже лежащих гирорезонансных слоев сильно поглощается в слоях $s = 2, 3$ и не может наблюдаться на Земле. По частоте максимума спектра можно оценивать величину магнитного поля на границе между короной и хромосферой над локальными пятенными источниками.

Поляризация циклотронного излучения появляется в диапазоне выше максимума и отсутствует на меньших частотах. На низких частотах слои

$s = 2$ и $s = 3$, ответственные за излучение обыкновенных и необыкновенных волн, наблюдаемых с Земли, располагаются высоко, в короне с более или менее однородным распределением температуры. Поэтому интенсивность излучения из обоих слоев одинакова, то есть суммарное излучение не поляризовано. На высоких частотах гирорезонансные слои $s = 2$ и 3 опускаются вниз, в переходную область между хромосферой и короной, где температура резко меняется с высотой. Разность температур в слоях $s = 2$ и $s = 3$ приводит к сравнительно сильной поляризации циклотронного излучения с преобладанием необыкновенной компоненты, которая генерируется в более высоко расположенном слое $s = 3$, где температура плазмы больше. Теоретический спектр и характер поляризации в основном подтверждается в наблюдениях пятенных источников.

4.1.3. Синхротронное излучение

Природа этого механизма та же, что и у гирорезонансного, но энергия излучающих электронов порядка и более энергии покоя электронов 511 КэВ. Электроны с энергиями порядка МэВ и выше эффективно возбуждают высокие циклотронные гармоники до $s = 100$. Частицы могут ускоряться до таких высоких энергий, например, в солнечных вспышках. Теория излучения была разработана в 60-х годах, однако расчет излучения для реальных вспышечных событий по точным формулам возможен только численно, и при этом встречается с высокими требованиями к точности суммирования гармоник высокого порядка (Ramaty 1969).

Поэтому появились работы, в которых разрабатывались и рассчитывались спектры излучения нетепловых электронов с использованием различных упрощений. Наибольшую популярность приобрели результаты численных расчетов излучательной способности, коэффициентов поглощения, степени поляризации и частоты максимума спектра, приведенные в работе Dulk (1985). В этой работе рассчитывалось излучение нетепловой популяции электронов со степенным распределением электронов по энергии и изотропным распределением по углам движения:

$$N_{nth} \sim E^{-\delta}.$$

Полученные аналитические зависимости достаточно точны для диапазона частот выше десятой гармоники циклотронной частоты при $2 \leq \delta \leq 7$ и углах наблюдения более 20 градусов по отношению к вектору магнитного поля.

С развитием вычислительной техники, унификацией используемых в солнечной физике языков программирования, появились в свободном доступе программы для расчета гиросинхротронного радиоизлучения. Наиболее широко использовалась программа Р. Рамати (Ramaty 1969; Ramaty et al. 1994) с девятью входными параметрами. В расчетах по этой программе учитывался эффект Разина-Цытовича, связанный с подавлением генерации в плотной плазме на частотах ниже

$$f_{cr} = 3f_p^2 / f_B.$$

Основными ограничениями программы Р. Рамати были предположение об угловой изотропии распределения излучающих электронов и довольно большое время счета спектра излучения, поскольку использовались точные формулы.

Указания на существенное влияние анизотропии излучающих электронов на характеристики спектра в интенсивности и излучении были получены позднее в работах (Lee & Gary 2000; Melnikov et al. 2002; Altyntsev et al. 2008). В частности, расчеты спектров поляризованного излучения для анизотропных распределений ускоренных частиц показали, что возможны условия, при которых на частотах выше максимума спектра наблюдается обращение знака поляризации.

Оба ограничения были преодолены в работах Fleishman & Kuznetsov (2010), Kuznetsov & Fleishman (2010). Разработанные в этих работах программы на языке IDL представлены для свободного использования и позволяют самостоятельно рассчитывать спектры излучения однородных источников в интенсивности и поляризации циклотронного и магнитозвукового механизмов с широким набором видов функции распределения электронов. В расчетах учитывается также влияние фоновой плазмы: тормозное излучение и эффект Разина-Цытовича.

4.1.4. Переходное излучение

Переходное излучение генерируется в турбулентной плазме с возмущениями плотности заряженной частицей, двигающейся равномерно и прямолинейно (Платонов и Флейшман 2002). Интенсивность переходного излучения максимальна вблизи локальной плазменной частоты. На этих же частотах может эффективно работать плазменный механизм излучения, основанный на возбуждении плазменных неустойчивостей неравновесными распределениями нетепловых электронов. Переходное излучение может давать доминирующий вклад в излучение нетепловых электронов, когда нетепловых электронов мало и условия для возбуждения этих неустойчивостей не выполняются. Если $f_L > f_B$, то можно ожидать вклад переходного излучения в полосе частот от f_L до $2f_L/3f_B$. Оценка потока излучения для однородной плазмы объема V получена в работе (Fleishman & Kahler 1992):

$$F \approx 10^6 V \left(f_L / 1 \text{ ГГц} \right) \frac{N_{nth(>1 \text{ МэВ})}}{10^{33}} \frac{\langle \Delta n^2 \rangle}{n^2} \left(\frac{f_L}{f} \right)^{\delta+1-\nu} [\text{с. е. п.}]$$

$\langle \Delta n^2 \rangle$ и ν - средний квадрат возмущений концентрации плазмы и спектральный индекс неоднородностей, δ - индекс степенного распределения излучающих электронов по энергии.

Интенсивное излучение излучается в узкой частотной области, близкой к плазменной частоте. Непрерывный спектр при этом может формироваться благодаря крупномасштабной неоднородности параметров плазмы в области распространения ускоренных электронов. Спектр излучения зависит от большого количества параметров: типа волны (обыкновенной или необыкновенной моды), характера крупномасштабной неоднородности параметров плазмы, характеристик излучающих электронов, отношения плазменной к циклотронной частоте, спектра турбулентности плазмы (Платонов, Флейшман 2002).

Убедительные указания на регистрацию переходного излучения во время солнечных вспышек получены в работах Nite et al. (2005) и Fleishman et al. (2005). В исследуемых событиях с помощью интерферометра OVSA было обнаружено излучение в дециметровом диапазоне с необычными свойствами: совпадение положений источников дециметрового и микроволнового излучения и их локализация в области с высокой плотностью плазмы; идентификация моды дециметровых волн как необыкновенных; пропорциональность интенсивности излучения на частоте около 2 ГГц количеству ускоренных электронов. В предположении, что основным механизмом наблюдаемого дециметрового излучения является переходное излучение, получена оценка уровня мелкомасштабной турбулентности $\frac{\langle \Delta N^2 \rangle}{N^2} \sim 10^{-5}$. Этот уровень достаточно высок, чтобы обеспечить стохастическое ускорение нетепловых электронов до наблюдаемых значений.

Таким образом, развитие методов обнаружения переходного излучения с помощью многоволновых интерферометрических наблюдений открывает возможности для оценки уровня мелкомасштабной турбулентности плазмы в области ускорения частиц в солнечной вспышке.

4.2 Излучение плазменной турбулентности

Плазменный механизм генерации радиоволн был впервые предложен для объяснения аномально ярких и узкополосных всплесков радиоизлучения Солнца в метровом диапазоне волн. Теоретические оценки показывали, что трансформация плазменных колебаний в поперечные электромагнитные волны может обеспечить наблюдаемые яркостные температуры, намного превышающие температуру излучающей плазмы. Важной особенностью плазменных механизмов является естественное объяснение всплесков с узкополосным спектром, дрейфующим по частоте.

Зависимость частоты излучения от локальных параметров плазмы обуславливают высокий диагностический потенциал наблюдений плазменного излучения. Так, частота ленгмюровских колебаний f_L зависит только концентрации плазмы источника, что позволило построить профиль уменьшения

концентрации плазмы с ростом расстояния от поверхности Солнца (Mann et al. 1999; Cairns et al. 2009).

Теория неустойчивостей плазмы, приводящих к возбуждению ленгмюровских колебаний и их гармоник, развивается уже более пятидесяти лет. В короне Солнца колебания могут возбуждаться, если в плазме присутствует популяция электронов с неравновесной функцией распределения по энергии и/или углу. В подобной среде коэффициент поглощения μ_j отрицателен (отрицательная абсорбция), и электромагнитное излучение при прохождении по среде не ослабляется, а усиливается. Следовательно, плазменное излучение относится к мазерному типу излучения.

В таких процессах нетепловые электроны возбуждают высокочастотные электростатические волны (т.е. ленгмюровские и верхнегибридные). Их трансформация в электромагнитную волну с частотой, близкой к ленгмюровской возможна при рассеянии электростатических волн на ионах, при их нелинейном взаимодействии с низкочастотной турбулентностью. Второй механизм трансформации продольных колебаний в поперечные - процесс нелинейного комбинационного рассеяния, приводящего к слиянию нескольких электростатических волн с образованием электромагнитной волны на гармониках плазменной частоты.

Детально познакомиться с неустойчивостями плазмы, приводящими к генерации различных типов плазменной турбулентности, можно в громадном количестве работ по физике термоядерного синтеза, астрофизике, физике ионосферы. Их анализ находится за рамками настоящей работы. Здесь мы обсудим несколько простейших случаев, чтобы дать представление о наиболее используемых при интерпретации солнечных всплесков механизмах. Прежде всего, среди механизмов возбуждения плазменных колебаний важную роль играет черенковская неустойчивость.

Рассмотрим простой случай однородной плазмы, через которую проходит поток нетепловых электронов. Концентрация нетепловых электронов гораздо меньше фоновой плазмы, и ее характеристики определяют дисперсионные отношения. Плазменные волны излучаются частицами, у которых компоненты скорости в направлении распространения волны $\mathbf{k}$ совпадают с фазовой скоростью плазменных колебаний $\omega/\mathbf{k}$. Преобладание процессов индуцированного излучения над процессами поглощения возможно, если в функции распределения нетепловых частиц $F(v_k)$ по направлению $\mathbf{k}$ есть участки с положительной производной по скорости (Рис. 4.3). Подобная форма спектра ускоренных электронов естественным образом формируется при их разлете из компактного импульсного источника. Инкремент неустойчивости достаточно велик $\sim \omega_L N_{nth}/N$, и может превышать декремент столкновительного затухания при плотностях ускоренных частиц N_{nth} на несколько порядков меньше плотности фоновой плазмы N .

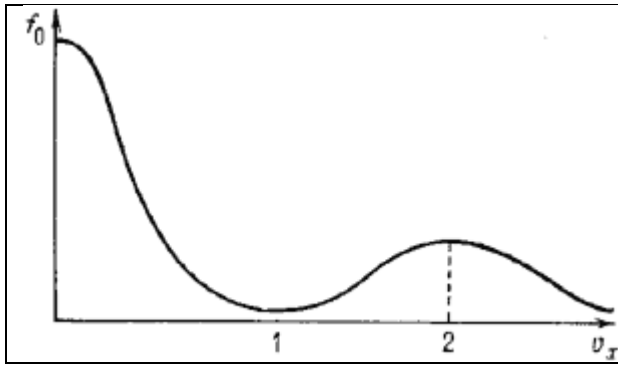


Рис. 4.3. Пример пучковой функции распределения.

Другой тип неравновесной функции распределения, приводящий к возбуждению турбулентности плазмы, формируется во вспышечных петлях, которые можно рассматривать как адиабатические ловушки заряженных частиц. Распределение электронов в таких конфигурациях называют конусным, поскольку в таком распределении нет частиц внутри конуса потерь, которые покидают магнитную петлю через ее основания.

Плазменные волны могут возбуждаться за счет кинетической неустойчивости на частотах верхнего гибридного резонанса в областях двойного плазменного резонанса (Zheleznyakov & Zlotnik 1975a, 1975b; Zlotnik et al. 2003; Winglee & Dulk 1986; Kuznetsov & Tsap 2007). В рамках этой теории повышенное излучение плазменных волн происходит в тех областях ловушки, где верхняя гибридная частота $\omega_{uh} \approx \omega_L$ совпадает с гармониками электронной гирочастоты:

$$\sqrt{\omega_L^2 + \omega_B^2} = s\omega_B.$$

Инкремент кинетической неустойчивости в условиях ДПР можно оценить следующим образом:

$$\gamma_{\max}^{DPR} \sim \frac{N_{nth}}{N_0} \omega_B,$$

где N_{nth} - концентрация неравновесных электронов.

Условия существования уровней двойного плазменного резонанса выполняются в корональной петле при разумных параметрах, а неустойчивость может возбуждаться достаточно малым количеством неравновесных электронов. Ярким проявлением существования таких уровней является наблюдение в динамических спектрах некоторых всплесков, так называемых зебра-структур, полос повышенного излучения.

В обоих рассмотренных случаях возбуждаются продольные колебания l с частотой f_p , для регистрации которых радиосредствами, необходима их конверсия в поперечные электромагнитные колебания t . В теории солнечного радиоизлучения эта задача достаточно хорошо исследована, предложены механизмы конверсии и подтверждены в наблюдениях (Железняков 1977, 1997). Показано, что высокую эффективность конверсии можно обеспечить

нелинейным слиянием волн и/или рассеянием продольных волн частицами плазмы или низкочастотными плазменными волнами f_{in} :

$$\begin{array}{ll} l + l \rightarrow t & f_p + f_p \approx 2f_p, \\ l + i \rightarrow t & f_p + f_{in} \approx f_p \end{array}$$

Последний процесс генерирует электромагнитные волны с частотами, близкими к ленгмюровской, которые называют излучением на фундаментальной частоте. Слияние приводит к появлению волн на удвоенной частоте. Эти выводы подтверждаются наблюдениями всплесков II типа, порождаемыми ударными волнами, и III типа, связанных с пучками ускоренных частиц, в которых довольно часто наблюдаются излучение на частотах, которые относятся как 1:2 (Wild et al. 1963; Kundu 1965).

5. Спокойное Солнце в радиоволнах

Природа солнечной атмосферы в спокойные, без вспышек, периоды изучается радиометодами несколько десятилетий (см, например, Shibasaki et al. 2011;

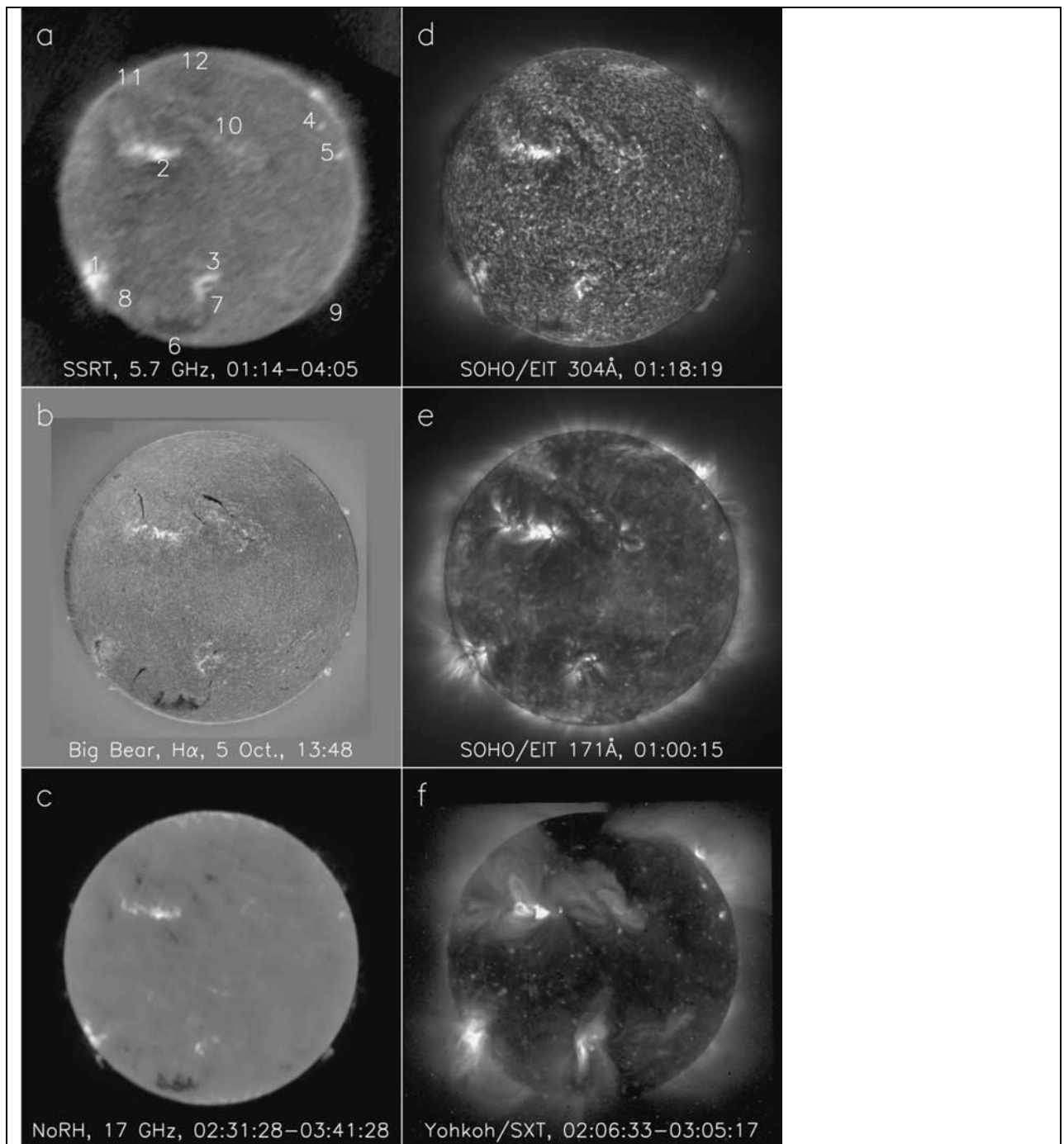


Рис.5.1. На панелях (a) и (c) показаны микроволновые изображения в интенсивности на частоте 5.7 и 17 ГГц, зарегистрированные ССРТ и радиогелиографом Нобейма вблизи минимума 23 цикла солнечной активности 6 октября 1997 года. Для сравнения приведены также изображение в линии H α , полученное на обсерватории Биг Бэр (b); изображения SOHO/EIT в линиях 304 Å (d) и 171 Å (e), а также изображение, полученное в мягком рентгеновском излучении на орбитальном телескопе YOHKOH/SXT (f).

Benz 2009). Наблюдения последних лет с пространственным разрешением позволили получить уникальную информацию о структуре и динамике солнечной атмосферы.

Рассмотрим типы структур, наблюдаемых в микроволновых картах солнечного диска. На Рис. 5.1 приведены изображения диска Солнца в различных диапазонах излучения, зарегистрированные вблизи минимума 23 цикла солнечной активности 6 октября 1997 года (Grechnev et al. 2003). Для структур на 5.7 ГГц характерен более широкий диапазон яркостных температур по сравнению с их изображениями на 17 ГГц. В частности, максимальная яркостная температура на карте ССРТ составляет около 76000 К (источник 1), в то время как на 17 ГГц температура этого источника равна 18000 К.

Яркие корональные источники на изображениях ССРТ наиболее похожи на структуры, наблюдаемые на изображениях SOHO/EIT в линиях 171 А и 195 А с максимумами температурной чувствительности 1.3 МК и 1.6 МК, соответственно. Однако F-образный источник на карте ССРТ лучше согласуется с изображением в мягком рентгеновском излучении, отвечающем температуре более 2 МК. На изображениях ССРТ видны и факелы и/или излучение плотной плазмы над ними в солнечной короне. Один из этих источников представляет собой вытянутую яркую область, проходящую через источник 2. Ее яркостная температура составляет около 40000 К. Вытянутая яркая область (источник 10) – еще один факел.

Яркие корональные («рентгеновские») точки обнаруживаются на всех изображениях и даже в линиях H_{α} . На 5.7 ГГц их яркостные температуры в 2 - 3 раза превышают яркостную температуру спокойного Солнца (источники 4,5). В то же время на 17 ГГц они слабо выделяются.

Темная область 12 вблизи северного полюса соответствует наиболее темной части корональной дыры, хорошо видимой на изображениях SOHO/EIT 171 А и YONKON/SXT. Корональные дыры, наблюдаемые на ССРТ, в общем случае неоднородны по яркости, с более или менее темными участками. На 17 ГГц корональные дыры проявляются только фрагментами. На 5.7 ГГц наблюдаются также волокна или каналы волокон (источники 6-8, 10,11) с температурой около 10000 К. Вытянутая деталь 9 над юго-западным лимбом – это протуберанец, видимый на изображениях SOHO/EIT 304 А и NORP. Средняя яркостная температура протуберанца на частоте 5.7 ГГц равна 10600 К. На 17 ГГц температуры протуберанцев ниже.

5.1. Спектр излучения

Уже первые наблюдения показали, что во временном ходе солнечного излучения можно выделить две компоненты – медленную (так называемую S-компоненту), связанную, в основном, с эволюцией активных областей на Солнце, и быструю (всплесковую), обусловленную взрывными процессами в солнечной атмосфере. Источники обоих компонент локализованы в областях выхода сильных магнитных полей – активных областей. В последнее время к

процессам спокойного Солнца относят также относительно слабые транзистентные явления, с которыми связывают нагрев короны.

Основным механизмом радиоизлучения спокойного Солнца вне активных областей является тормозное излучение, которое состоит из оптически толстого излучения хромосферы и оптически тонкого из верхних слоев атмосферы. Степень круговой поляризации этого излучения весьма мала. Тепловое циклотронное излучение, спектр которого максимален при частотах около 3 ГГц и с явно выраженной поляризацией наблюдается в источниках над солнечными пятнами с сильными магнитными полями. На низких частотах в десятки – сотни МГц важную роль в распространении радиоволн от Солнца играют эффекты рефракции и отражения радиоволн в короне на частотах около локальной плазменной частоты, что позволяет оценивать высоту слоев излучающей плазмы.

При описании спектров излучения рассмотрим вначале излучение вне активных областей. На Рис.5.2 приведены спектры интегрального потока и яркостной температуры в центре спокойного Солнца, скомпилированные по данным работ (Zirin et al. 1991; Боровик и др. 1992; Kusevski & Swanson, 1976). Точность полученных зависимостей оценивается А. Бенцем в пределах 10% .

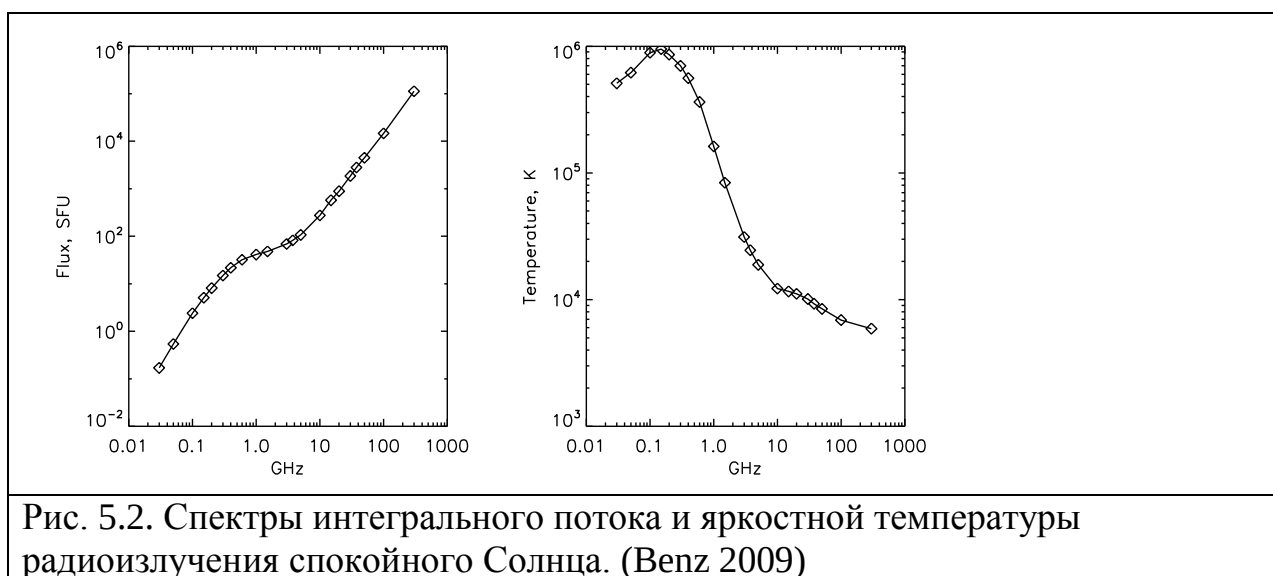


Рис. 5.2. Спектры интегрального потока и яркостной температуры радиоизлучения спокойного Солнца. (Benz 2009)

На частотах выше 6 ГГц излучение генерируется, в основном, в хромосфере. Спектр близок к излучению черного тела с температурой от 6000 до 10000 К, и поток с частотой меняется по закону Релея-Джинса $\sim f^2$. Отметим, что использование радиоданных позволяет существенно повысить точность определения дифференциальной меры эмиссии хромосферной плазмы в областях с температурой ниже 10000 К, когда наблюдения линий в ультрафиолетовых линиях неприменимы (Landi & Drago 2008).

В области частот ниже 0.35 ГГц поток спокойного Солнца снова изменяется с частотой как спектр черного тела, но с корональной температурой - около миллиона градусов. Суммируя, излучение можно считать оптически толстым в хромосфере и короне, а излучение в промежуточной полосе 0.35

ГГц - 6 ГГц отвечает переходу от излучения из хромосферной плазмы к корональной:

$$T_B = T_{chr} + \tau T_{cor},$$

где $\tau = \xi \frac{EM}{f^2 T^{3/2}}$ - оптическая толщина, мера эмиссии определяется концентрацией плазмы по лучу зрения $EM = \int_0^L n^2 dl$. Здесь

$$\xi = 9.8 \times 10^{-3} \ln \left(4.7 \times 10^{10} \times T/f \right)$$

медленно меняющаяся функция температуры и концентрации плазмы (Dulk 1985).

5.2. Распределение яркостной температуры по солнечному диску

В центральной части солнечного диска яркостная температура радиоизлучения достаточно однородна. В областях вблизи лимба, в которых размер излучающей области по лучу зрения растет, поведение яркостных температур отличается в различных диапазонах излучения и его характеристики могут использоваться для диагностики высотного распределения плазмы в хромосфере - короне Солнца.

В частности, с частотой меняется радиорadius Солнца, величина которого зависит также от азимутального угла на диске. Первые расчеты лимбового уярчения из-за роста толщины излучающей области в горячей нижней короне были выполнены В.Л.Гинзбургом и И.С.Шкловским в 40-х годах. Наблюдения этого эффекта проводились с помощью телескопов с большой апертурой и во время солнечных затмений. В первых наблюдениях наблюдаемые величины и положения пика яркости, радио радиусы значительно отличались у разных авторов, а также от предсказаний теории. Разницу в наблюдениях можно было объяснять разным пространственным разрешением телескопов и особенностями алгоритмов восстановления радиояркости из «сырых» данных наблюдений.

Первые наблюдения пространственного распределения яркостной температуры по диску Солнца были проведены в Крымской обсерватории на телескопе РТ-22 с пространственным разрешением 1 – 2 угл. минуты. Наблюдения на 22 и 37 ГГц показали, что на этих частотах радио радиус близок к оптическому, и наблюдалось уярчение лимба, в частности, в приполярных областях (Бабин и др. 1976). Этот результат был подтвержден в работе Lantos & Kundu (1972), в которой было показано, что частотах 250 ГГц, 86 ГГц яркость уменьшается к лимбам, а с уменьшением частоты до 33 ГГц появляется лимбовое уярчение. Результаты наблюдений интерпретировались в рамках двухкомпонентной модели солнечной атмосферы, состоящей из хромосферной плазмы и плотных холодных спикул. Спикулы, поднимающиеся над

оптическим лимбом до высот около 10 т.км, затеяют излучение горячей межспикульной плазмы.

На более низких частотах, наряду с уярчением на лимбах, наблюдается увеличение радиорайуса в экваториальных азимутах (Borovik 1994; Nindos et al. 1999). Форма изображения спокойного Солнца принимает эллиптическую форму. Один из последних обзоров данных наблюдений в широком диапазоне частот от 1 до 17 ГГц был опубликован Криссинелем (2005). На частоте приема ССРТ 5.7 ГГц максимальное значение радиорайуса равно $1.07R_{\text{Sun}}$ от величины радиуса фотосферы. При этом яркость в точках экватора на востоке и западе достигает величины 1.37 относительно центра диска. На полюсах соответствующие отношения не превышают процента от фотосферного радиуса. Наблюдаемые асимметрии по широте и меридиану вызваны, возможно, излучением корональных петельных структур.

На частотах ниже 200 МГц участок с однородным распределением радиаркости вблизи центра диска исчезает, а длина радиуса на полувысоте яркости достигает значений 40 – 50 угл. минут. По-прежнему, форма изолиний яркости близка к эллиптической, с увеличенным экваториальным размером (Kundu et al. 1977b). Наблюдения на новом интерферометре ALMA в диапазоне частот 84 - 950 GHz позволяют скорректировать атмосферные модели в области низких температур, недоступные для оптических наблюдений (Karlický et al., 2011).

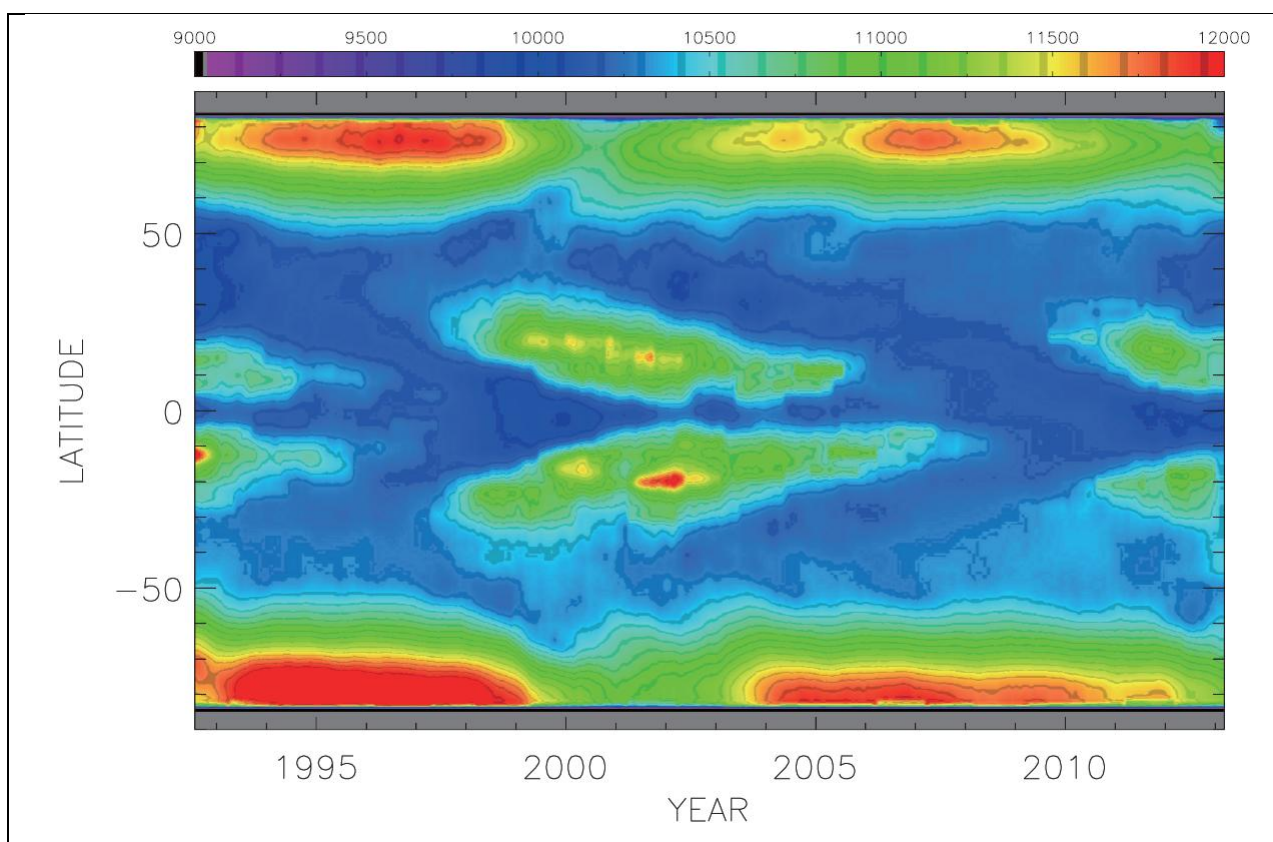


Рис.5.3. Радио версия диаграммы «бабочек» на частоте 17 ГГц по данным радиогелиографа Нобейма. Вверху показана связь яркостной температуры с цветом изображения. (Shibasaki et al. 2013)

Радионаблюдения Солнца отличаются от наблюдений в других диапазонах большей однородностью данных. Среди наблюдений с пространственным разрешением выделяется уникальная последовательность синтезированных изображений диска Солнца на 17 ГГц, созданная по данным наблюдений Радиогелиографа Нобейма с 1992 года. Данные за двадцать с лишним лет позволили создать радио версию диаграммы «бабочек» (Рис.5.7).

Основной вклад в излучение дает тормозное излучение, генерируемое в столкновениях теловых электронов с ионами. Магнитное поле не связано прямо с яркостной температурой, поскольку вклад теплового гирорезонансного излучения несущественен из-за малого размера пятенных источников.

Карта составлена из центральных областей ($\pm 20^\circ$) ежедневных изображений солнечного диска на 17 ГГц относительно каррингтоновских оборотов. Всего на Рис.5.7 отображены 270 оборотов с июля 1992 г. по февраль 2013 г. Радиояркости усреднены по широте с интервалом усреднения равным одному обороту. По долготе карта ограничена интервалом $\pm 80^\circ$, поскольку на высоких частотах есть пропуски, связанные с наклоном $7^\circ.2$ оси вращения Земли к эклиптике.

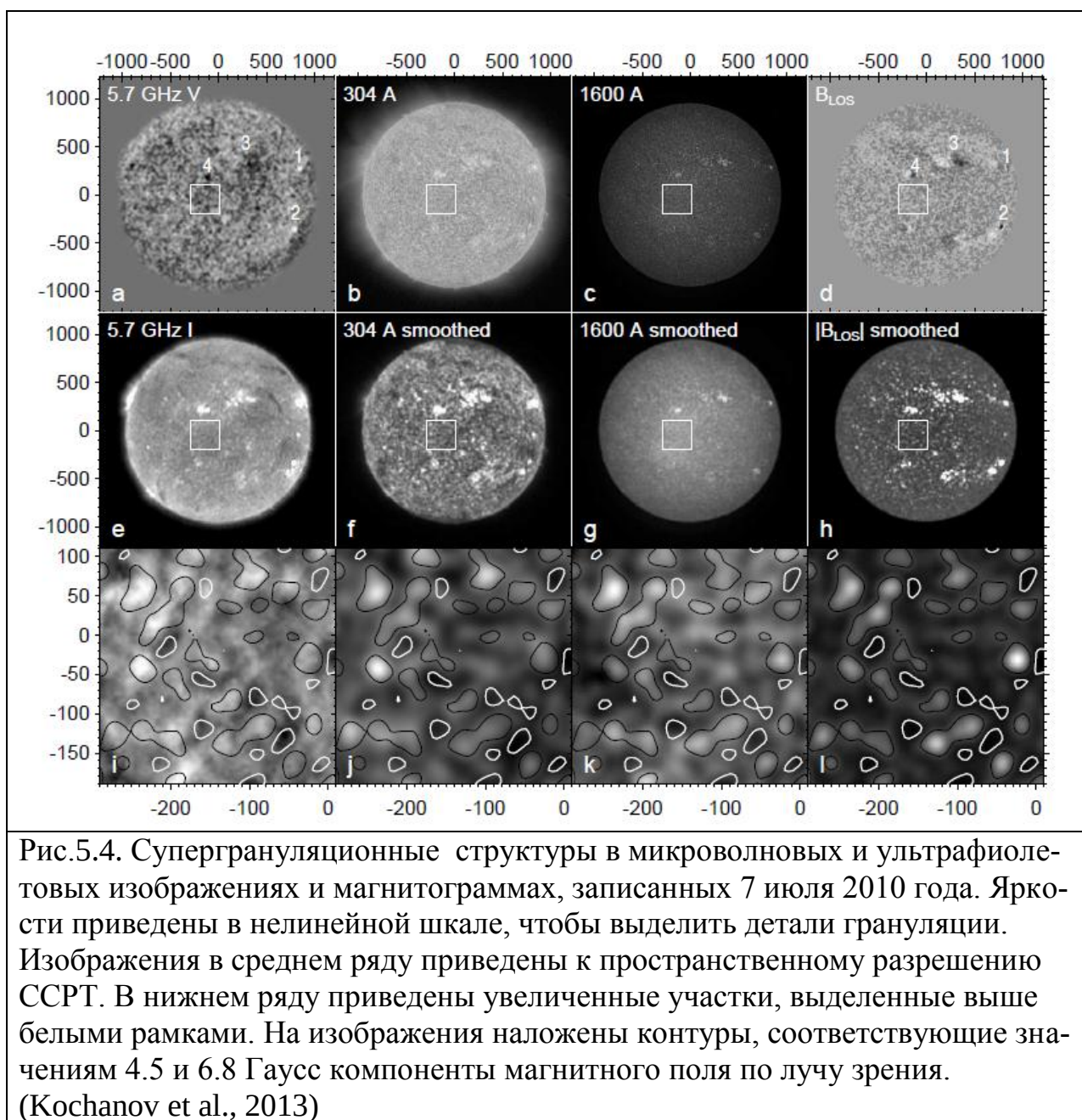
На диаграмме можно выделить две группы структур. Первая находится на низких широтах и соответствует структуре обычных пятенных диаграмм «бабочек». Вторая группа находится на высоких широтах, и ее называют полярными уярчениями. Ясно видно, что ее яркость анти-коррелирует развитием активных областей в низких широтах. В активных областях горячая и плотная плазма поднимается вверх, и тормозное излучение этой плазмы приводит к появлению ярких структур. На высоких широтах активные области не формируются, однако радиояркость обнаруживает связь с величиной магнитного поля в полярных областях. Эффективные температуры полярных областей пропорциональны величине полярных магнитных полей (Shibasaki et al. 2013). Необходимы дальнейшие исследования на различных частотах для исследования природы приполярных областей, в которых существенны эффекты прилиम्бовых уярчений и приполярных корональных дыр.

5.3. Проявления грануляции в радиоизлучении

Появление крупных радиотелескопов, позволило начать исследования мелкомасштабных структур в хромосфере и нижней короне спокойного Солнца. Впервые они были обнаружены на радиотелескопе РАТАН-600 (Богод, Корольков 1975; Богод 1978). На частоте 22.2 ГГц удалось отождествить отдельные элементы структуры радиогрануляции с хромосферной супергрануляционной сеткой, наблюдаемой в линии Ca II K (Gelfreikh et al, 1989), Двумерные изображения впервые были получены на телескопе WSRT (Kundu et al. 1979) на частоте 5 ГГц с разрешением 6×15 угл. сек. Было доказано соответствие структур в микроволнах с супергрануляцией в линии Ca K. Размеры радиогранул около $50''$, их поток не превышает доли процента от потока спокойного Солнца, а контраст яркостных температур равен нескольким тыся-

чам градусов. Время жизни структур несколько часов, вплоть до суток. Анализ наблюдений на телескопе VLA на частотах 8.3, 15 и 25 ГГц показал, что корреляция микроволновых структур с магнитной сеткой растет с частотой (Benz et al. 1997).

На Рис.5.4 показаны наблюдения супергрануляции с помощью ССРТ на частоте 5.7 ГГц (Kochanov et al. 2013). Карты ССРТ усреднены за 5 часов наблюдений 7 июля 2007 года. Ширина диаграммы 25 угл. сек. Для сравнения приведены изображения SDO/AIA в линиях 304 А, 1600 А, и SDO/HMI магнитограмма. Яркостные температуры темных и ярких структур грануляции находились в пределах от 11000 К до 18500 К. Коэффициент корреляции между структурами в микроволнах и на магнитограммах довольно велик 0.47.



Известные данные наблюдений хромосферной грануляции обсуждаются в работе Shibasaki et al. (2011). Увеличение чувствительности в новом поколении радиогелиографов позволит не только оценить величины магнитного поля над хромосферной сеткой, но и исследовать мелкомасштабные динамические процессы.

5.4. Корональные дыры

Обнаружение корональных дыр в мягком рентгеновском излучении вызвало ряд исследований этих образований практически во всем диапазоне длин волн электромагнитного излучения (Vajana et al. 1973). Было установлено, что это холодные образования с пониженной плотностью, располагающиеся в областях преимущественно униполярного магнитного поля с разомкнутыми силовыми линиями, уходящими в межпланетное пространство. Положение корональных дыр на диске Солнца меняется с циклом солнечной активности: от высоких широт в минимуме до средних и низких широт в максимуме. Исследование корональных дыр приобрело особое значение, когда выяснилось, что они являются источниками высокоскоростных потоков солнечного ветра, вызывающих геомагнитные бури (Bohlin 1977).

В низкочастотной части микроволнового излучения, ниже 3.75 ГГц, корональные дыры уверенно выделяются на фоне спокойного Солнца как области с пониженной яркостной температурой (см., например, Lantos and Alisandrakis, 1999; Borovik and Medar, 1999). На высоких частотах, 6 ГГц и выше, поведение яркости корональных дыр менее однозначно. Яркостная температура в корональной дыре или на ее отдельных участках может быть равной, большей или меньшей температуры спокойного Солнца, то есть, корональная дыра может быть ярче или темнее спокойного Солнца, или вовсе не выделяться на его фоне (Gopalswamy et al. 1998; Krissinel et al. 2000) (Рис.5.5). На частотах в десятки ГГц корональные дыры не выделяются по яркости на поверхности спокойного Солнца.

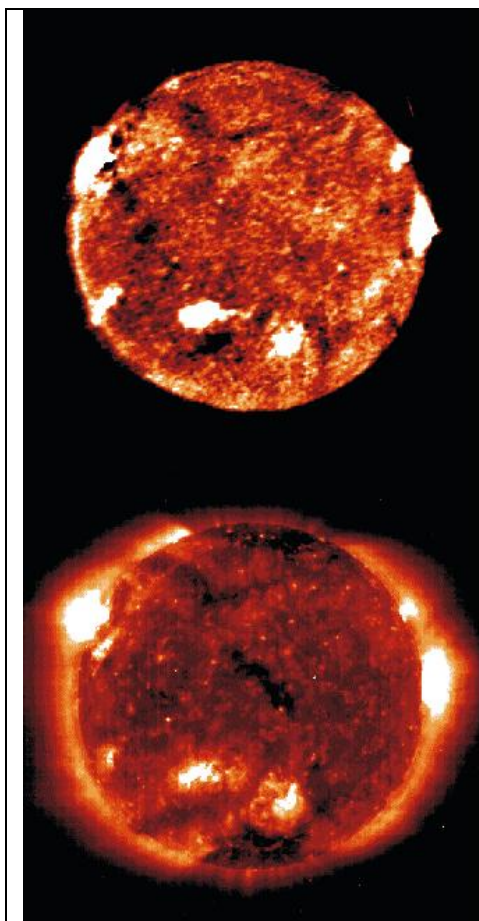


Рис. 5.5. Корональные дыры на радиоизображениях, полученных на ССРТ (вверху) и орбитальном ультрафиолетовом телескопе SOHO/EIT на волне 195 А (внизу) 24 апреля 1998 г.

В корональных дырах наблюдаются как размытые яркостные структуры, так и компактные источники внутри корональных дыр и на их границах (Kosugi, Ishiguro, and Shibasaki, 1986; Gopalswamy et al. 1999; Pohjolainen, Portier-Fozzani, and Ragaigine, 2000; Moran *et al.*, 2001; Riehoakainen, Valtaoja, and Pohjolainen, 2003). Совместное исследование яркости этих структур на 5.7 ГГц и 17 ГГц показало их взаимосвязь – линейную зависимость с отрицательным коэффициентом корреляции. То есть, чем ярче структура 17 ГГц, тем больше у нее депрессия яркости на 5.7 ГГц, и наоборот (Krissinel et al. 2000).

Как показано в работе Gopalswamy et al. (1998), основной вклад в излучение на частоте 17 ГГц в корональной дыре дает верхняя хромосфера, а вкладом переходной зоны и короны можно пренебречь. Излучение на 5.7 ГГц генерируется, в основном, в короне. Существование структур в корональной дыре с обратно пропорциональной зависимостью между яркостными температурами на этих двух частотах свидетельствует в пользу единого механизма нагрева хромосферы и короны. При этом, чем больше энергии выделяется в хромосфере, тем меньше останется для нагрева короны. Показано, что этот механизм действует в радиальном направлении. Когда корональная дыра находится вблизи центрального меридиана ее особенности в короне (депрессии на 17 ГГц) проектируются на участки повышенной яркости на частоте 17 ГГц в хромосфере. При смещении дыр к лимбам проекции корональных частей располагаются на большем расстоянии от центрального меридиана, чем хромосферные части (Рис.5.6). Отметим, что определенная по этому смещению

разница высот источников излучения на 5.7 ГГц относительно 17 ГГц составила $\sim (2-2.5) \cdot 10^4$ км для среднеширотной корональной дыры и $(1.0-1.2) \cdot 10^4$ км для полярных дыр.

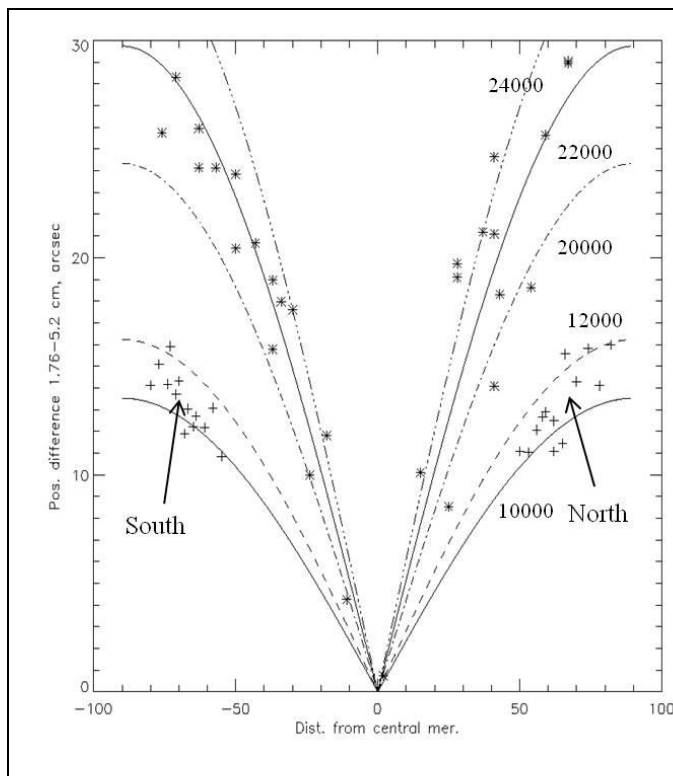


Рис. 5.6. Зависимости смещений яркостных структур на частотах 5.7 ГГц относительно соответствующих структур на 17 ГГц в корональных дырах при прохождении корональных дыр по диску с 15 по 29 апреля 1998 года. (+) соответствует полярным корональным дырам, а (*) – среднеширотным дырам. Кривыми показаны расчетные зависимости при радиальном расположении источников при разнице высот 10000, 12000, 20000, 22000, и 24000 км. Надписями “South” и “North” помечены данные для южной и северной полярной дыры, соответственно.

Авторы работы (Maksimov et al. 2006) предполагают, что наиболее предпочтительным объяснением полученных результатов является нагрев альфвеновскими волнами атмосферы над корональными дырами. Анализ магнитограмм SOHO/MDI показал, что участки корональных дыр с обратной пропорциональной зависимостью между яркостными температурами на двух длинах волн опираются на области с униполярным магнитным полем. Поскольку в этих областях не наблюдаются биполярные или смешанные структуры магнитного поля, то в них трудно ожидать вклад альтернативного механизма нагрева короны, связанного диссипацией токов в процессе магнитного пересоединения. Можно предположить, что в таких участках корональной дыры магнитное поле радиально, и перенос энергии альфвеновскими волнами радиально, вдоль магнитного поля объясняет относительное смещение профилей яркости на частотах 5.7 ГГц и 17 ГГц при удалении корональной дыры от центрального меридиана. Криссинель с соавторами предположили, что такого рода яркостные структуры появляются из-за неоднородностей в распределениях плотности и температуры плазмы в переходной области и нижней короне над корональными дырами (Krissinel et al. 2000). Наиболее ярко эти особенности яркости проявляются в диапазоне частот 6 – 15 ГГц.

Как депрессии микроволновой яркости на диске Солнца наблюдаются также **большие волокна** (Zandanov, Lesovoi 1999). Для диагностики параметров плазмы в волокнах представляет интерес сравнение параметров плаз-

мы в волокнах, наблюдаемых в ультрафиолетовом и микроволновом излучениях (Chiuderi Drago, 1990, Chiuderi-Draco, 1994). В наблюдениях на VLA и радиогелиографе Нобеяма филаменты проявляются в диапазоне частот 5 – 17 ГГц как темные структуры, близкие по форме к H_α волокнам.

5.5. Яркие корональные точки

К настоящему времени стала проясняться важная роль мелкомасштабных процессов малой мощности. Они могут быть ответственными за вспышки (Charbonneau et al. 2001), нагрев короны (Klimchuk 2006) и генерацию высокоскоростных потоков солнечного ветра (Cranmer 2002). Возможно, что яркие корональные точки связаны с элементами магнитной сети (Benz *et al.*, 1997). Из ультрафиолетовых изображений, полученных на космических аппаратах, следует, что угловые размеры этих структур 10 – 40 угл. сек. Яркие точки равномерно распределяются по солнечному диску и их количество на диске не зависит от фазы солнечного цикла активности (см., например, Hara & Nakakubo-Morimoto 2003). Яркостная температура точек близка к корональной, в плотность плазмы может достигать 10^{10} см^{-3} (Perez-Suarez et al. 2008). Время жизни точек от нескольких часов до дней, однако, иногда яркость может возрасть на один-два порядка на несколько минут.

До настоящего времени исследований их микроволнового излучения сравнительно мало (Fu et al. 1987; Kundu et al. 1988; Nindos et al. 1999; Maksimov et al. 2001). В первых наблюдениях, выполненных на VLA на частоте 5 ГГц с пространственным разрешением 3.9 угл. сек яркостная температура корональных точек была около $1.7 \times 10^4 \text{ K}$, а угловые размеры 5 – 15 угл. сек. Maksimov et al. (2001) использовали данные наблюдений ССРТ на близкой частоте 5.7 ГГц и в ультрафиолетовом излучении (195 А) со спутника Yohkoh. Наблюдения на ССРТ показали соответствие между положениями точек, видимых в ультрафиолетовом и микроволновом излучениях. На 5.7 ГГц угловой размер источников был около 60 угл. сек, а температура около $4 \times 10^4 \text{ K}$. Точки реже наблюдались на одновременных изображениях радиогелиографа Нобеяма на 17 ГГц, по-видимому, из-за недостаточной чувствительности. Kundu et al. (1988, 1994) и Maksimov et al. (2001) пришли к выводу о тепловой природе излучения ярких точек.

Высокое пространственное разрешение, причем на нескольких частотах в диапазоне 8.5 – 15 ГГц одновременно, было достигнуто во время затменных наблюдений на РТ-22 в Крыму (Цап и др. 2011) Результаты наблюдений ярких точек существенно отличались от предыдущих, полученных на интерферометрах. При размерах микроволновых источников 4 – 10 угл. сек температура достигала коронального значения около миллиона градусов, а максимум спектра находился ниже 8 ГГц. Оценки показывают, что такая яркость не может быть достигнута тепловыми механизмами излучения, и авторы предполагают гиротронное излучение нетепловыми электронами.

Таким образом, имеющиеся результаты наблюдений противоречивы, что делает актуальным продолжение исследований ярких корональных точек с использованием данных микроволнового излучения.

6. Активные области

Основной отличительной особенностью активных областей являются сильные магнитные поля. При эволюции их магнитной структуры индуцируются токовые структуры, благодаря чему может, как аккумулироваться энергия в непотенциальных магнитных полях, так и взрывным образом конвертироваться в потоки плазмы, ускорение частиц, электромагнитное излучение. При диагностике процессов в активных областях важную роль играют радионаблюдения, позволяющие получать уникальную информацию о магнитном поле, мере эмиссии и нетепловых частицах.

Количество и характеристики активных областей, одновременно находящихся на диске Солнца, меняются в течение активности Солнца, что приводит к долговременным вариациям интегрального излучения Солнца, так называемой S-компоненты солнечного радиоизлучения (Covington 1948; Pawsey & Yabsley 1949). Эта компонента радиоизлучения наблюдается в широком диапазоне частот 0.4 – 20 ГГц. Вариации интенсивности излучения S-компоненты согласуются с изменениями чисел Вольфа, отражающих количество пятен на диске Солнца и характеризующих циклическую активность Солнца. Наиболее известны долговременные ряды наблюдений S-компоненты на длине волны 10.7 см или частоте 2.8 ГГц (Tapping et al. 2007; 2013). Наблюдения на этой частоте проводились с 14 февраля 1947 г. по 1990 г. в Оттаве, а затем проводятся в Пентиктоне (Канада). Ежедневные записи отвечают локальному полудню. Потоки скорректированы, чтобы учесть вариации расстояния до Солнца в течение года. Интенсивность потока во времена максимума солнечной активности превышает уровень спокойного Солнца более 3-х раз, а степень корреляции с числами Вольфа достигает 0.997 (Рис. 6.1). Ценной особенностью этого описания циклов солнечной активности является относительная простота измерений интегрального потока радиоизлучения. Причем, в отличие от чисел Вольфа, индекс активности 10.7 не зависит от субъективности наблюдателей. Следует отметить, эта частота замечательна также тем, что вблизи нее минимально воздействие околоземной среды: ионосферы и водяного пара (облаков и дождя) в атмосфере. Методы абсолютной калибровки радиоизлучения были развиты японским ученым Tanaka et al. (1973).

С ростом пространственного и спектрального разрешения наблюдений в радиоизлучении активной области можно выделить пять структур, отличающихся происхождением, положением и спектральными характеристиками: пятенные источники, источники над нейтральной линией, пекулярные источники, гало в дециметровых волнах и корональные петли (Gelfreikh 1998).

6.1. Пятенные источники. Магнитография

На фоне спокойного Солнца выделяются яркостью на микроволновых изображениях источники над магнитными пятнами. Основным механизмом излучения стационарных активных областей является циклотронное излучение над пятнами, которое генерируется, тепловыми электронами плазмы. На низких частотах пятенные источники проявляются слабо из-за высокой прозрачности плазмы над активной областью и эффектов рефракции.

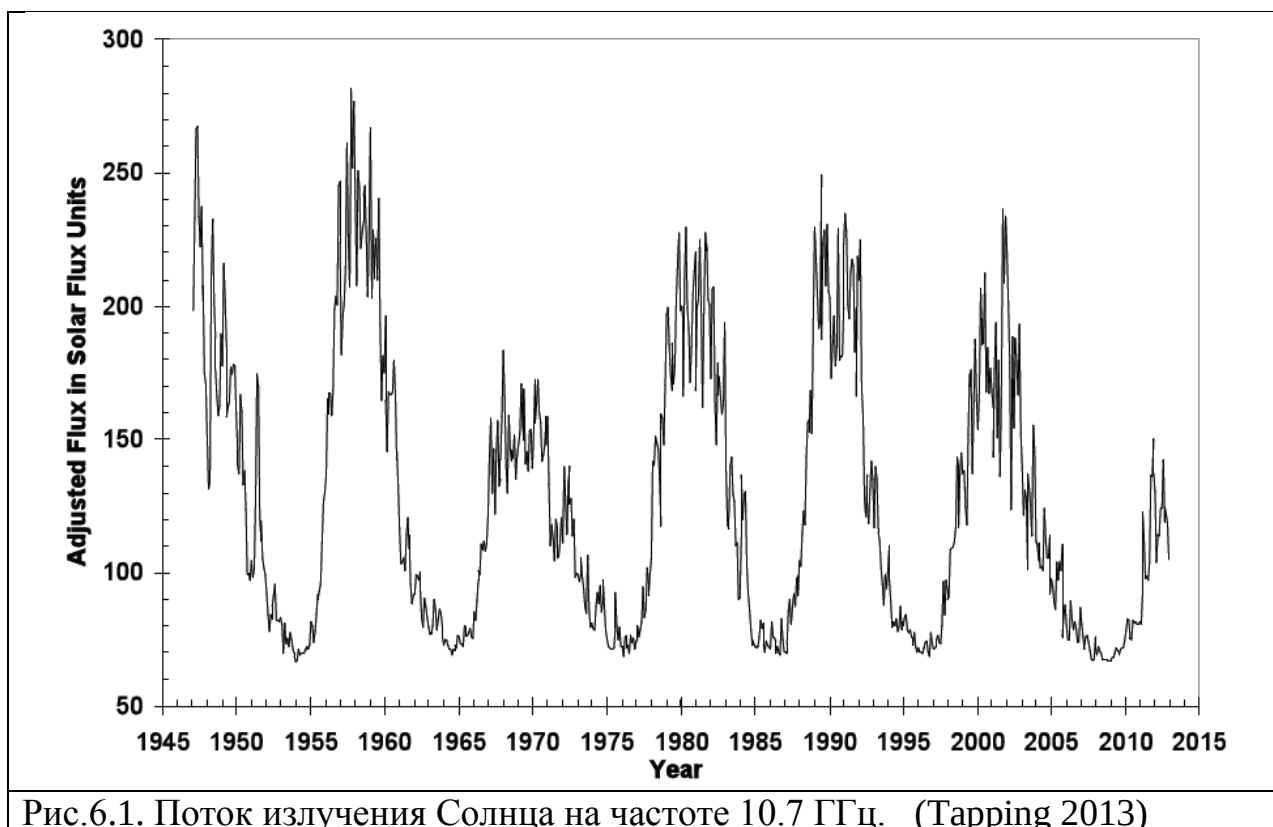


Рис.6.1. Поток излучения Солнца на частоте 10.7 ГГц. (Tapping 2013)

Излучение пятенной компоненты обладает выраженной направленностью. Кривые изменения потока излучения пятенного источника при его перемещении по диску из-за вращения Солнца могут быть описаны косинусоидальной зависимостью с максимумом на нулевом меридиане (Боровик и др. 1975; Лубышев 1977). Однако, с ростом частоты зависимости потока уплощаются, вплоть до появления депрессии потока в области около центрального меридиана на частотах выше нескольких ГГц (Гельфрейх & Лубышев 1979).

Наблюдения пятенных источников с помощью крупного телескопа WSRT (Kundu et al. 1977a; Alissandrakis and Kundu 1982, 1984; Lang and Willson 1982) подтвердили предсказания теории о наличии у них внутренней структуры, зависящей от положения пятна на диске Солнца. В частности, положения максимумов яркости в интенсивности и поляризации не совпадают.

Механизм циклотронного излучения атмосферы над пятном был рассмотрен ранее в разделе 4.1.2. Частотный спектр теплового циклотронного излучения определяется распределением температуры, плотности плазмы и магнитного поля над пятном. Основным является излучение гирорезонанс-

ных слоев, находящихся в горячей короне, поскольку излучение холодной хромосферной плазмы пренебрежимо мало. Модель оптически толстых гирорезонансных слоев над солнечными пятнами лежит в основе теории, дающей единое объяснение спектра, поляризации и распределения радиояркости по источнику s-компоненты (Железняков 1963; Злотник 1968а; Злотник 1968b). Такие слои полностью поглощают все радиоизлучение, которое подходит к ним снизу, со стороны Солнца, и испускают равновесное излучение с температурой, равной кинетической температуре плазмы в гирорезонансном слое.

Частотный спектр циклотронного излучения над пятном имеет максимум на частотах около 3-ей гармоники циклотронной частоты. Поляризация циклотронного излучения появляется в диапазоне частот выше максимума спектра. Сравнение теории циклотронного излучения s-компоненты с наблюдаемыми спектрами показало на сравнительно высокие значения магнитных полей на границе между хромосферой и короной. Отсюда был сделан вывод о прогреве хромосферы над солнечными пятнами и об опускании вниз указанной границы над пятнами.

Важным направлением использования диагностического потенциала радионаблюдений является развитие технологий измерения магнитного поля, поскольку распределение интенсивности радиоизлучения равновесной плазмы активных областей прямо связано с величинами магнитного поля (см., например, Lee 2007). Наиболее простым случаем для определения магнитного поля являются источники с тормозным механизмом излучения. Оптически тонкое тормозное излучение является основным механизмом в крупномасштабных солнечных структурах с магнитными полями менее нескольких сотен Гс. В этом случае компонента магнитного поля по лучу зрения B пропорциональна степени поляризации принимаемого излучения n и описывается простыми аналитическими выражениями (Gelfreikh 2006):

$$B_{Гс} = 357 f_{ГГц} p / n,$$

$$\text{где } n = - \frac{\partial(\log T_{ярк})}{\partial(\log f(2\pi f))}.$$

Анализ условий в солнечной атмосфере и практика наблюдений ССРТ показали, что данная методика позволяет измерять магнитное поле по радиокартам на 5.7 ГГц в областях Солнца с магнитными полями менее 200 Гс (Grechnev et al. 2003). Для корректного использования метода необходимы измерения спектра яркостной температуры, чтобы идентифицировать механизм излучения и определить степени его роста n .

На более высоких частотах измерения магнитных полей по тормозному излучению изучались по данным наблюдений на радиогелиографе Нобеяма в работе Iwai & Shibasaki (2013). На 17 GHz наблюдались степени поляризации от 0.5% до 1.75%. На краях активных областей источники излучения находятся в корональных петлях и продольная компонента магнитного поля была около

70 Гс, хотя поле на уровне фотосферы было пренебрежимо мало. В центральных областях, в которых дают вклад как корональная, так и фотосферная компонента, измерения поляризации дали значения от 20% до 50% от величин поля на фотосфере.

Основным механизмом микроволнового излучения при более высоких полях является гирорезонансное излучение на первых нескольких гармониках циклотронной частоты. Следовательно, карту яркостной температуры активной области можно трансформировать в карту магнитного поля $T(v) \rightarrow T(sB)$ (Tun et al. 2012). Анализ эффективности регистрации резонансных слоев показал, что достаточно точные оценки получаются при $s = 3$ (Железняков 1977). Используя измерения поляризации можно определить знак вертикальной компоненты магнитного поля, а при наличии данных о высотном положении резонансного слоя определить распределение температуры плазмы с высотой. Практически, карта $T(sB)$ позволит выделить места в активной области с отличиями реальных конфигураций магнитного поля от расчетных распределений, т.е. выделить области нарушения бессилового приближения. Недавние многоволновые исследования показали, что предположение об определяющем вкладе гирорезонансного излучения на третьей гармонике требует дополнительных исследований (Nita et al. 2011).

Для верификации расчетов магнитного поля по магнитограммам будут также использоваться эффекты обращения поляризации при прохождении излучением областей с квазипоперечным магнитным полем. Методика сравнения отработана в наблюдениях ССРТ на частоте 5.7 ГГц (Ryabov et al. 2005).

Оценки магнитных полей над магнитными пятнами по данным наблюдений на РАТАН-600 публикуются на регулярной основе на сайте Специальной Астрофизической Обсерватории <https://www.sao.ru/hq/sun/rus/indexr.html>.

Чтобы сравнивать расчеты полей с данными радионаблюдений необходимо независимым методом определять высоту радиоисточников. Для медленно меняющихся пятенных источников можно использовать вращение Солнца. Метод стереоскопических наблюдений был предложен в работах (Alissandrakis & Kundu 1984; Aschwanden & Bastian 1994; Aschwanden et al. 1995a, Bogod et al. 1995). В одном из последних подобных исследований использовались данные наблюдений с пространственным разрешением на ССРТ, РАТАН-600 и радиогелиографе Нобеяма (Nita et al. 2011). Анализировались данные о прохождении по солнечному диску активной области 10956 в мае 2007 года и были получены высоты источников на 5.7 и 17 ГГц около 20 и 12 угловых секунд, соответственно. Расчеты магнитного поля над активной областью выполнялись с помощью нелинейного бессилового приближения, и показали удовлетворительное согласие с положениями микроволновых источников. Однако наблюдаемые высоты источников оказались выше расчетных значений для третьего гироуровня на обеих частотах. Указания на существенный вклад в излучение активных областей более высоких гироуровней были получены ранее (e.g., Uralov et al. 2006; Богод и Яснoв 2009). В целом, несмотря на качественное согласие характеристик микроволновых источников над пятнами с предсказаниями теории, достижение коли-

чественного согласия требует дальнейших исследований. Решение этой проблемы необходимо для становления магнитографии активных областей с помощью нового поколения многоволновых радиогелиографов.

Детальный анализ механизмов появления обращений поляризации в спектрах излучения активных областей показал, что их можно рассматривать как признак усложнения магнитной конфигурации, вплоть до появления магнитных токовых жгутов (Bogod & Yasnov 2009). В работе изучалась возможность измерений высотного распределения величины магнитного поля для активных областей, структура которых менялась незначительно в течение нескольких дней. Предполагая положение радиоисточников относительно активной области неизменным, и сравнивая скорость видимого движения радиоисточника из-за вращения Солнца со скоростью движения структур активной области на уровне фотосферы легко определить высоту радиоисточника. Если известна связь частоты излучения с величиной магнитного поля, то принимая излучения на различных частотах можно получить распределение магнитного поля по высоте. Предположение, что источник излучает на третьей гармонике циклотронной частоты, приводит к слишком медленному спаду магнитного поля с высотой. Предположение о линейной связи частоты излучения радиоисточника с величиной магнитного поля является, конечно, слишком грубым приближением (см., например, Гельфрейх, Лубышев 1979; White 2005), однако продолжение этих исследований представляет большой интерес.

Измерения магнитных полей в атмосфере Солнца являются фундаментальной и одной из наиболее приоритетных задач солнечной физики, поскольку их эволюция определяет процессы солнечной активности. Знание динамики трехмерной структуры областей Солнца с сильными магнитными полями – активных областей позволит разработать основы прогнозирования взрывных геоэффективных процессов в солнечной атмосфере. К сожалению, прямые измерения магнитного поля возможны в настоящее время только на уровне фотосферы. Измерения параметров Стокса излучения оптических линий (например, железа), чувствительных к эффекту Зеемана, позволяют измерять компоненту магнитного поля по лучу зрения по круговой поляризации, и поперечную компоненту – по линейной поляризации. В настоящее время используется несколько алгоритмов расчета магнитного поля в короне: в потенциальном приближении, в линейном или нелинейном бессиловом приближении (Wiegmann, Inhester, and Sakurai, 2006; Wiegmann et al., 2008; Rudenko & Myshyakov 2009; Sandman et al. 2009). Однако достоверность методов экстраполяции ограничена тем, что предположение о бессиловом характере магнитного поля перед вспышками может быть некорректным как раз в окрестности токовых слоев. Измерения фотосферных полей затруднены в прилиम्бовых областях, подвержены влиянию трудно-учитываемых эффектов типа Доплера и отличий от термодинамического равновесия. При определении вектора поперечного поля необходимо решить задачу π -неопределенности поперечной компоненты поля. Кроме физических факторов на точность измере-

ния фотосферных магнитных полей влияет аппаратный эффект - рассеяние света в оптической системе магнитометра.

Проверка правильности экстраполяции производится путем сравнения формы рассчитанных силовых линий со структурами, наблюдаемыми в различных диапазонах вакуумного ультрафиолетового излучения. Однако, распределения яркости УФ излучения зависят от комбинации таких факторов в области излучения, как мера эмиссии, температура и массовый состав, и не всегда обусловлены конфигурацией магнитного поля (e.g., Mok et al. 2008).

6.2. Гало

Наблюдения активных областей с пространственным разрешением показали существенные отличия в структуре их микроволнового излучения на различных частотах. Помимо пятенной компоненты для активной области характерно излучение типа гало, которое излучается с площади, охватывающей активную область (несколько минут дуги) и представляет собой слабо поляризованное тормозное излучение корональной плазмы, захваченной магнитные структуры, температура и плотность которой повышена в несколько раз. В этой связи наиболее интересные результаты были получены на инструментах, сочетающих спектральное и частотное разрешение: РАТАН-600 и ORVO. Наблюдения показывали, что излучение теплового гало связано с тормозным излучением и доминирует на частотах ниже 1.6 ГГц (Akhmedov et al. 1986; Gary & Hurford 1994).

Другая составляющая генерируется нетепловыми электронами и характеризуется максимумом потока на $\sim 2 - 3$ ГГц. Наблюдения на РАТАН-600 и на спектрографе Пекинской обсерватории в дециметровом диапазоне волн излучения активных областей указывают на существование длительного нетеплового излучения активных областей континуальной (гало) и всплесковой (всплески и микровсплески) компонент. Разработаны модели, согласованные с наблюдениями, которые описывают континуальное излучение нелинейным взаимодействием плазменных волн на верхнегибридной частоте (Yasnov et al. 2003). Генерация плазменных волн подразумевает существование в атмосфере активной области продолжительного ускорения электронов.

6.3. Микроволновые источники над нейтральной линией

Существование особого класса компактных микроволновых источников (NLS), появляющихся над линией инверсии радиальной компоненты магнитного поля активной области, было обнаружено Kundu et al. (1977) на изображениях радиотелескопа WSRT на частоте 5 ГГц. Наблюдения на РАТАН-600 показали, что их спектр отличается от спектров излучения пятен, флокульных площадок или корональной конденсации более крутым спадом с ростом частоты (Ватрушин и Коржавин 1985; Гельфрейх и др. 1970; Alissandrakis et al. 1993). Степень круговой поляризации источников составляет 5 – 30%. Было предположено, что появление этих источников связано с формированием

токовых слоев в атмосфере активной области. В этих источниках излучение может генерироваться при участии нетепловых электронов.

Исследования с помощью данных ССРТ показали, что небольшие источники над нейтральной линией (NLS) могут проявляться уже на стадии возникновения активной области, в моменты выхода нового магнитного поля (Sych et al. 1993). Микроволновый источник формируется в вершине растущего биполярного потока, там, где имеет место взаимодействие «старого» и нового магнитных потоков. При этом полное микроволновое излучение растущей активной области часто возрастает ступенчатым образом. Каждому новому шагу соответствует небольшой радиовсплеск в месте локализации NLS. По мере затухания всплеска, традиционный гирорезонансный источник, расположенный в стороне над растущим пятном, становится ярче. Уярчение NLS, можно предполагать, отражает переходный процесс к новому состоянию равновесия только что вышедшего магнитного потока (Myachin et al. 1999).

Присутствие квазистационарных ярких NLS в развитых АО, как оказалось, имеет отношение к происхождению крупных рентгеновских вспышек. Наиболее значимый эмпирический результат, подтверждающий это заключение, был получен при анализе двумерных изображений ССРТ на частоте 5.7 ГГц при анализе нескольких десятков солнечных активных областей. Перед крупной, как правило, затяжной (Long Duration Event – LDE) рентгеновской вспышкой 2/3 активных областей обнаружили присутствие NLS (Uralov et al. 1998; Smolkov et al. 2000).

Обнаружение NLS на ССРТ инициировало поиск и изучение этих источников на основе данных радиогелиографа Nobeyama на 17 ГГц. При этом удалось обнаружить существование двух типов микроволновых NLS – поднимающихся вверх и низкорасположенных стационарных. Параллельное изучение рентгеновских изображений (Yohkoh/SXT) и магнитограмм позволило выявить связь появления микроволновых NLS с формированием квазистационарных токовых слоев в атмосфере активных областей (Uralov et al. 2000). В интерпретации наблюдений предпочтительной оказалась квадрупольная конфигурация магнитосферы активной области.

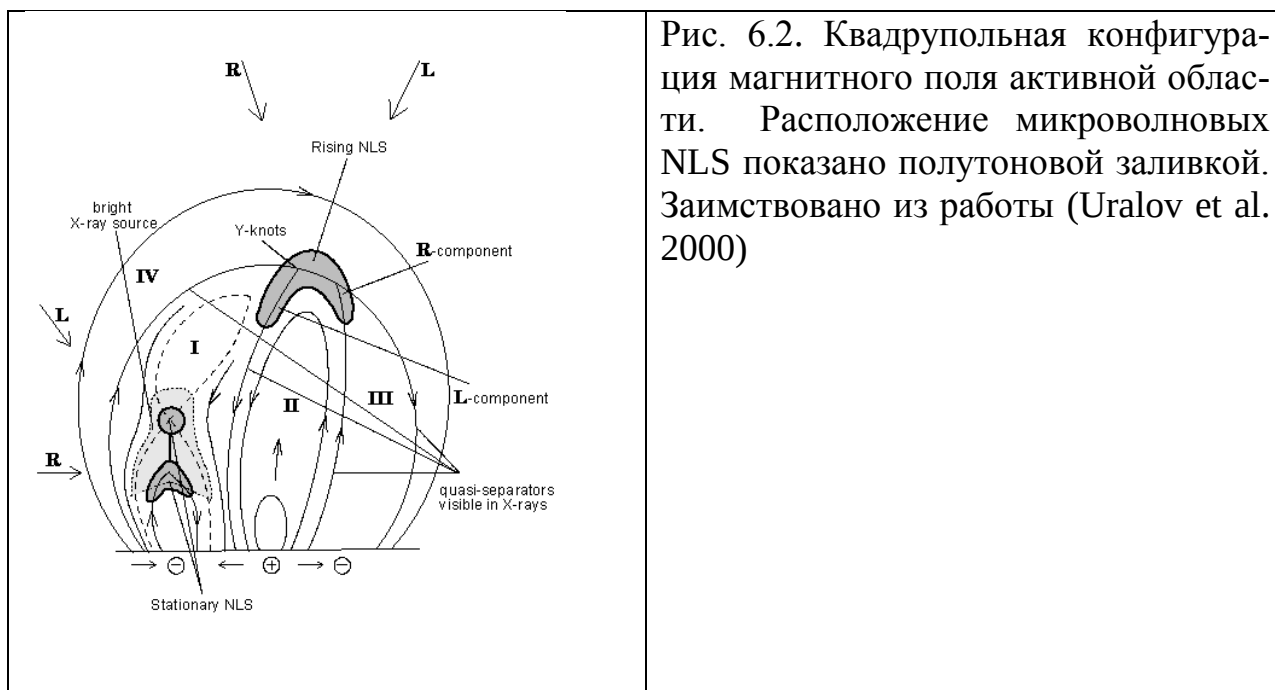


Рис. 6.2. Квадрупольная конфигурация магнитного поля активной области. Расположение микроволновых NLS показано полутонкой заливкой. Заимствовано из работы (Uralov et al. 2000)

На Рис.6.2 показана квадрупольная магнитная конфигурация, в которой фотосферные магнитные поля разной полярности обозначены как N и S. Сплошная линия между ними показывает фотосферную линию обращения знака магнитного поля. Силовые линии магнитного поля в короне показаны тонкими сплошными линиями со стрелками. Разделяющие их сепаратрисные поверхности представлены сплошными жирными линиями. Линия, на которой модуль магнитного поля равен нулю, показана пунктиром. Эта линия соответствует X-сепаратору квадрупольной конфигурации – линии пересечения четырех сепаратрисных поверхностей. Римскими цифрами I – IV обозначены магнитные домены с топологически близкими силовыми линиями магнитного поля. Знаком плюс и стрелкой вверх показаны место выхода и расширения нового биполярного магнитного потока. Подъем в корону нового поля (расширение домена II) приводит к изменению исходной конфигурации. Полутонкой заливкой указано положение микроволновых NLS в магнитосфере солнечной активной области.

Поднимающийся NLS (вверх поднимаются все его компоненты, один – в интенсивности, два – в круговой поляризации) располагается в окрестности “горизонтального” токового слоя, образующегося в вершине растущего биполярного магнитного потока. Является источником слабых и умеренных всплесков рентгеновского и микроволнового излучения.

Стационарный NLS состоит из нескольких радиоисточников, обусловленных присутствием “вертикального” токового слоя в расширяющейся магнитосфере активной области. Обнаружены также экспериментальные указания в мягком рентгеновском и микроволновом излучениях существования такого слоя накануне мощных длительных вспышек. Особенности X-типа внутри этого слоя соответствует свой микроволновый радиоисточник, в окрестности которого стартует вспышка. Самые яркие и наиболее низколежа-

щие компоненты стационарного NLS расположены в компактных магнитных петлях, вершины которых являются нижним основанием этого токового слоя.

Поскольку регистрация появления микроволновых источников в активных областях может использоваться в алгоритмах прогноза мощных солнечных вспышек, как индикатор формирования токового слоя, исследование их свойств остается актуальной задачей. Прежде всего, нельзя считать механизм излучения NLS источника установленным. Решение этой задачи требует наблюдений, сочетающих высокое пространственное разрешение со спектральным. Так, в последних работах на РАТАН-600 в широкой полосе 0.75 – 18.2 ГГц были проведены наблюдения ряда активных областей с источниками над нейтральной линией. Авторы приводят аргументы в пользу циклотронного механизма излучения источником с горячей плазмой (Bogod et al. 2012).

6.4. Колебания в активных областях

Радионаблюдения являются важным каналом информации о временных вариациях параметров плазмы в структурах солнечной атмосферы. Как правило, радио отклики на колебания и волны малы по сравнению сигналами спокойного Солнца и возмущениями, вносимыми ионосферой на пути к телескопу. В интерферометрических наблюдениях ионосферные возмущения подавляются, и трехминутные колебания четко выделяются даже на интерферометрах с малой базой (Берлин и др. 1973) и радиогелиографе Нобеяма (Gelfreikh et al., 1999). На Рис.9.5 показан пример вэйвлет-скелетона трех цугов колебаний с периодами 90 – 220 с, заимствованный из работы (Sych et al. 2012)

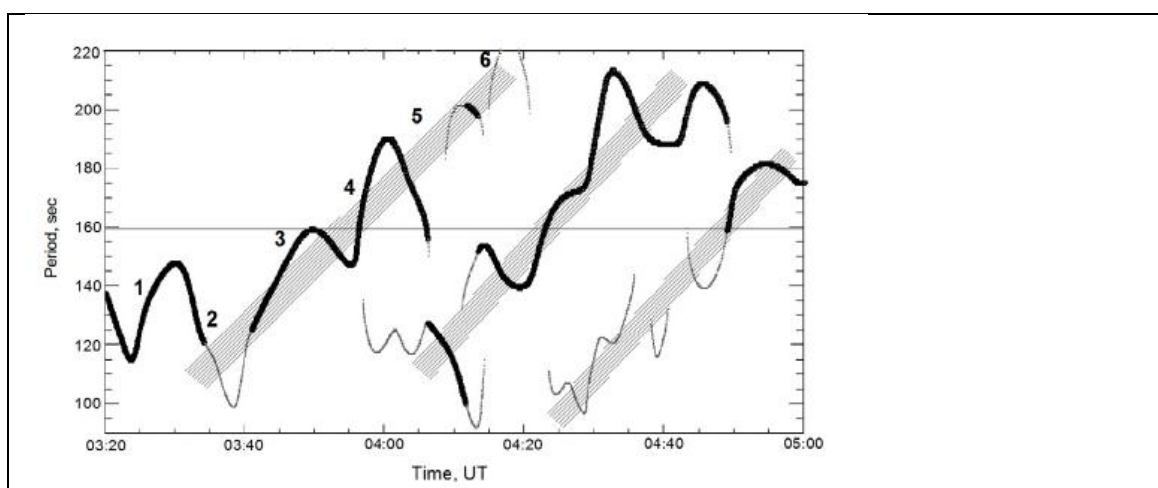


Рис.6.3. Вэйвлет-скелетон корреляционной зависимости, зарегистрированной радиогелиографом Нобеяма 4 мая 2005 г. в интервале 03:20 – 05:00 UT. Виден частотный дрейф цугов колебаний со временем. (Sych et al. 2012)

Радионаблюдения показывают большое разнообразие периодов, частотных интервалов, частотных дрейфов и амплитуд, временных и простран-

ственных характеристик (см., обзор Nindos & Aurass 2007). В мм-диапазоне обнаружены интенсивные колебания - пакеты волн с длительностью несколько периодов в диапазоне 125 – 700 сек с яркостной температурой 50 – 150 K, связанные с грануляционной сеткой (White et al. 2006).

Shibasaki (2001) показал, что на 17 ГГц трехминутные колебания могут присутствовать в пятнах долгое время и могут интерпретироваться как колебания плотности и температуры плазмы в акустических волнах, проходящих через третий гирорезонансный уровень, который на этой частоте соответствует магнитному полю около 2 кГс. Для обнаружения и исследования колебательных процессов из наборов последовательностей изображений Сыч Р. разработал метод попиксельной вэйвлет фильтрации (Sych & Nakariakov 2008), который позволяет исследовать пространственные, временные и фазовые характеристики колебательных структур на диске Солнца. Сыч Р. и Накоряков В. показали, что 3-х и 5-ти минутные колебания генерируются в разных компактных источниках, расположенных в тени пятна. Обнаружена феноменологическая связь 3-х минутных колебаний со слабыми квазипериодическими вспышками активностью (Sych et al. 2009; Nakariakov et al 2010).

Новые результаты могут быть получены в случае многоволновых наблюдений, позволяющих проследить высотное распределение колебаний.

7. Солнечная активность в радиоизлучении

К достоинствам радиометодов диагностики процессов в солнечной атмосфере следует отметить высокую чувствительность к процессам солнечной активности. Интенсивность связанных с этими процессами всплесков излучения может превышать излучение спокойного Солнца на несколько порядков. Наиболее ярким проявлением солнечной активности являются солнечные вспышки. Длительность всплесков находится в широких пределах от нескольких часов до миллисекунд.

Общепризнано, что источником энергии активных процессов является конверсия энергии непотенциальных магнитных полей (или токов) в атмосфере Солнца в энергию потоков плазмы, ускоренных частиц и различных типов излучения. Токи в атмосфере активных областей генерируются благодаря конвективным движениям в хромосфере, таким как всплытие магнитных структур или сдвиговые (шировые) движения магнитных структур активных областей. Для мощных солнечных вспышек, приводящих к геоэффективным проявлениям в околоземном пространстве, накопление энергии происходит в течение времени от суток до нескольких часов. Одним из таких процессов является формирование токовых слоев, которые проявляются в радиоизлучении как источники над нейтральной линией.

По современным теоретическим представлениям, энергия токовых систем может спонтанно и быстро, по сравнению со временами накопления, конвертироваться в энергию частиц плазмы и излучения (Сыроватский 1971, 1976, 1979; Сомов 1993; Sturrock 1968; Priest 1976). Наиболее вероятным ме-

ханизмом конверсии считают процесс магнитного пересоединения (Giovanelli 1946; Petschek 1964). Магнитное пересоединение происходит в областях нарушения «вмороженности» магнитного поля в плазму, и изменяет конфигурацию магнитного поля с уменьшением энергии магнитного поля. Ускорение частиц, характерное для солнечных вспышек, происходит в электрических полях, индуцированных при изменениях магнитного поля. Существенно влияет на скорость пересоединения и характеристики излучения турбулентность вспышечной плазмы, возбуждаемая нетепловыми электронами и потоками плазмы.

Динамика магнитных давлений может приводить к ускорению потоков плазмы до скоростей порядка альфвеновской. Поэтому наряду с солнечными вспышками важным геоэффективным фактором являются выбросы корональной массы, во время которых основная часть энергии непотенциального магнитного поля расходуется на ускорение колоссального потока плазмы от Солнца. Выброс имеет форму гигантской петли, основания которой закреплены в нижних слоях солнечной атмосферы. Магнитное поле в выбросе, как правило, выше, чем в спокойном солнечном ветре, и представляет собой скрученные в жгут магнитные силовые линии.

7.1. Типы радиовсплесков и «стандартная» модель вспышки

Наблюдения солнечных вспышек демонстрируют большое разнообразие как вспышечных структур в различных излучениях, так и динамического поведения. Прежде чем перейти к описанию феноменологических характеристик наблюдений солнечных вспышек представим так называемую **стандартную модель**, которая наиболее часто используется для интерпретации вспышечных наблюдений. Модель была разработана в работах (Carmichael 1964; Sturrock 1966; Hirayama 1974; Kopp & Pneuman 1976), и часто называется CSHKP модель по инициалам авторов. Новый импульс к развитию она получила после наблюдений на космическом рентгеновском телескопе YXT/Yohkoh в работах японских ученых (Tsuneta 1996, 1997).

Двумерная конфигурация вспышки показана на Рис.7.1. Основой конфигурации в этом случае является вертикальный токовый слой, разделяющий области корональной плазмы с противоположно направленными магнитными полями, направление которых близко к радиальному. Перед вспышкой в окрестности формирующегося токового слоя накапливается непотенциальная энергия магнитного поля. Источником энергии являются относительно медленные движения оснований магнитной структур или всплытие нового магнитного потока из-под фотосферы.

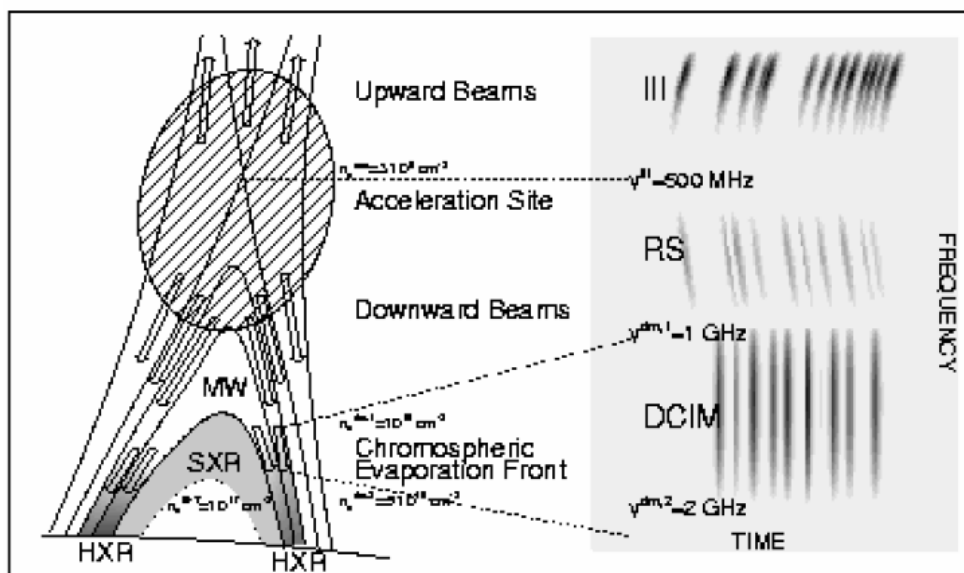


Рис.7.1. Стандартная модель вспышки, включающая ускорение частиц в области магнитного пересоединения, высыпание частиц в хромосферу с формированием скачка плотности плазмы. Справа приведены динамические спектры радиоизлучения, характерные для различных структурных элементов вспышки. (Aschwanden & Benz 1997).

Вспышечное энерговыделение с ускорением частиц и потоков плазмы начинается в этой схеме с началом взрывного магнитного пересоединения в Х-точке. В ее окрестности индуцируются большие напряженности электрического поля, и происходит ускорение частиц плазмы. Характерная плотность плазмы в области ускорения порядка 10^9 cm^{-3} , и потоки электронов из нее вверх генерируют узкополосные дрейфующие к низким частотам всплески III типа (type III), а потоки электронов вниз, по градиенту концентрации плазмы – всплески, дрейфующие по частоте к высоким частотам (RS).

Потоки электронов, движущиеся вниз, теряют энергию и рассеиваются на кулоновских столкновениях в хромосфере, в слоях с плотностью плазмы порядка 10^{12} cm^{-3} . Если мощность потока достаточно велика, то хромосферная плазма в области высыпания резко нагревается с формированием скачка плотности плазмы,двигающегося вверх (волны испарения). Следующие потоки высыпающихся электронов генерируют в тонком фронте волны короткие узкополосные всплески радиоизлучения (DCIM) в полосе 1 – 2 ГГц.

В процессе пересоединения формируются замкнутые магнитные петли, которые заполняются плотной плазмой из хромосферы и ускоренными частицами. Именно магнитные петли являются основным резервуаром нетепловых частиц, ускоряемых во вспышках, и, как следствие, вспышечного радиоизлучения (MW) и мягкого рентгеновского излучения (SXR).

Как правило, длительность радиовсплесков не превышает часа, и они явно выделяются на фоне излучения спокойного Солнца. При высокой интенсивности излучения размеры вспышечных источников малы, и эффективная температура их излучения может на порядки превышать температуру плазмы, что указывает на нетепловую природу излучения. Температура из-

лучения узкополосных всплесков может достигать таких высоких значений, что может быть объяснена только при привлечении когерентных механизмов излучения на плазменной турбулентности.

Различным высотам отвечают всплески с разным спектром излучения. Рассмотрим типичные типы всплесков, начиная с низких частот.

7.2. Декаметровые всплески

Источники излучения в диапазоне 20 кГц – 80 МГц находятся в дальней короне и гелиосфере. Только излучение верхней части диапазона не поглощается в ионосфере и доступно для наблюдений наземными обсерваториями. **Шумовые бури** – наиболее общее проявление солнечной активности в этом диапазоне. Излучение состоит из широкополосного континуума и отдельных узкополосных пиков, которые называют всплесками I типа. Шумовые бури связаны с развитием активных областей. Их длительность - часы, вплоть до дней – занимает промежуточное значение между длительностями S-компоненты, связанной с более медленными изменениями активных областей, и солнечными вспышками.

Характеристики декаметровых всплесков суммированы в работах (Elgaroy 1977; Benz & Wentzel 1981). Континуальное излучение и излучение всплесков I типа сильно поляризовано с одинаковым знаком круговой поляризации. Источники высокочастотной части диапазона расположены на высотах от одной десятой до радиуса Солнца. Видимый размер источников всплесков около угловой минуты и, по-видимому, ограничен снизу рассеянием излучения на неоднородностях плотности плазмы в короне. Размеры области излучения континуума составляют несколько угловых минут. Яркостные температуры континуума равны $10^7 - 10^{10}$ К, и превышают 10^{11} К во всплесках. Полоса излучения всплесков порядка 2%, а длительность от долей секунды до нескольких секунд. Всплески I типа часто наблюдаются сериями, и для них характерен частотные дрейфы к низким частотам, значения которых соответствуют, при использовании стандартной модели атмосферы, скоростям движения источника со скоростью около 150 км/с. Основные характеристики, как континуального излучения, так и всплесков I типа можно объяснить плазменным излучением на фундаментальной частоте.

В последнее время быстро развивается экспериментальная база наблюдений в декаметровом диапазоне радиоизлучения. Данные о низкочастотной части диапазона стали доступны благодаря измерениям на космическом аппарате WIND, позволяющем наблюдать радиоизлучение в диапазоне 20 кГц – 14 МГц. Обнаружено большое разнообразие динамических спектральных структур (см., например, Chernov et al. 2007).

Высокая чувствительность украинских интерферометров УТР-2 и УРАН-2 (18-30 МГц) позволила обнаружить множество кратковременных и узкополосных структур, отражающих большую изменчивость во времени и пространстве генерирующих излучение электронных пучков и ударных волн (Melnik et al. 2010). Недавно появились первые результаты наблюдений на

супер интерферометре LOFAR на частотах 30 – 240 МГц (Mann et al. 2012). Отметим, что на наблюдения в декаметровом и метровом диапазонах существенно могут влиять эффекты рефракции и рассеяния(см., например, Afanasiev 2010).

7.3. Метровые всплески

Исторически, первые наблюдения всплывающих всплесков проводились в метровом диапазоне. На основе этих наблюдений была разработана классификация типов всплесков по характеру их спектра, длительности и поляризации. Эта классификация часто экстраполируется и на другие диапазоны, вплоть до микроволн (Рис.7.2). Во всплесках метрового диапазона выделяют пять типов (Таблица 7.1).

Таблица 7.1. Типы всплесков метрового диапазона. Типичные значения полосы излучения и длительности на частоте 200 МГц. Значения поляризации в центре диска Солнца.

Тип Всплесков	Полоса, МГц	Длительность, С	Круговая Поляризация, %
I	4	1	90 – 100
II	4	300	0 – 20
	20	2	0 – 20
III	100	2	20 – 90
IV	200	1000	90 – 100
V	30	20	20 – 90

Механизм излучения во всех типах всплесков – плазменный на фундаментальной частоте или гармонике. Кластеры узкополосных всплесков I типа связаны с шумовыми бурями, которые могут наблюдаться в течение часов и даже дней. Это радиоизлучение связано с плазменной турбулентностью, которая возбуждается в короне над развивающимися активными областями, содержащими крупные пятна. Появление остальных всплесков связано с солнечными вспышками. Всплески генерируются нетепловыми электронами, ускоренными во вспышках, и яркостные температуры источников всплесков могут превышать 10^{12} К. Описанию свойств метровых всплесков посвящено много работ (Крюгер 1985; Kundu 1971; McLean & Labrum 1985; Benz 2002) .

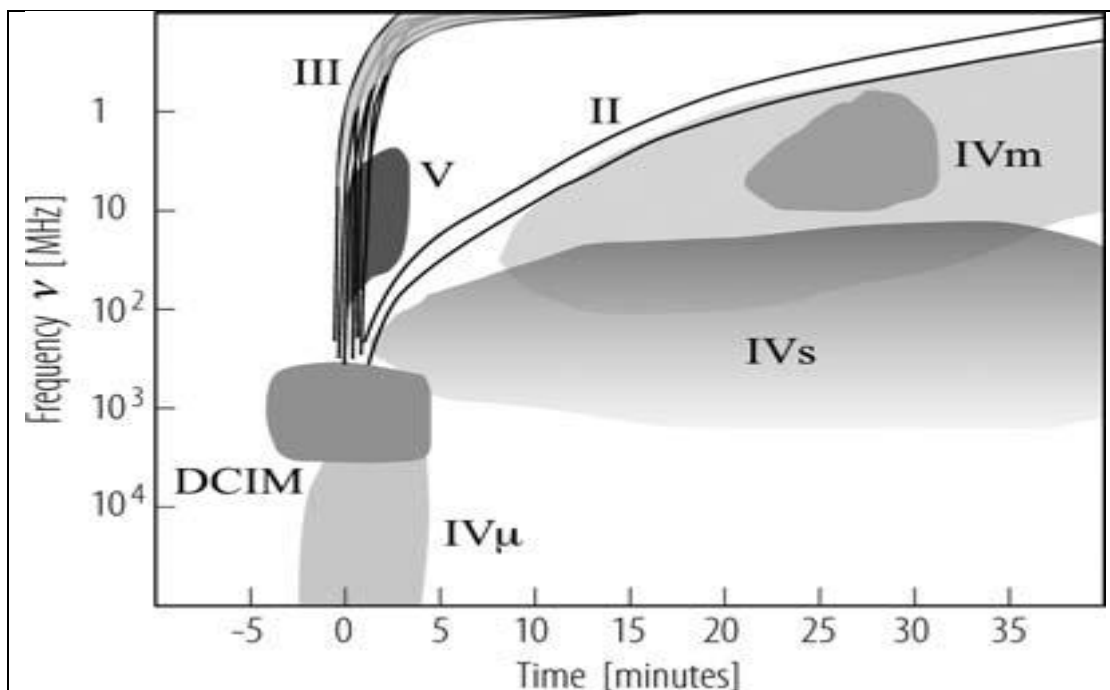


Рис.7.2. Схематическое представление типов радиовсплесков во время солнечных вспышек. Уменьшение частоты соответствует уменьшению плотности плазмы с высотой в короне Солнца. Типы IVm и IVs отвечают всплескам с перемещающимися и стационарными источниками. Дециметровым всплескам соответствуют несколько подтипов. Тип IVμ – сантиметровое континуальное излучение, частота которого может превышать 100 ГГц. (Benz 2009)

Для всплесков II типа характерен частотный дрейф к низким частотам со скоростью несколько МГц/с на частоте 200 МГц, что соответствует движению вверх области излучения со скоростью 300 – 1000 км/с. Генерацию всплесков II типа обычно связывают с плазменной турбулентностью, возбуждаемой во фронте ударной волны. Иногда наблюдаются более быстро дрейфующие структуры III типа, отходящие от структуры II типа, которые могут генерироваться пучками электронов, ускоряемыми во фронте волны. Во всплесках II типа часто наблюдается излучение на гармонике плазменной частоты. В этом случае на динамическом спектре наблюдаются две параллельные полосы излучения, частоты которых синхронно меняются во времени.

Потоки электронов, двигающихся из области ускорения вдоль силовых линий магнитного поля, возбуждают ленгмюровские колебания, и, как следствие, всплески III типа. Поскольку частота возбуждаемых колебаний пропорциональна квадратному корню плотности плазмы, то с удалением от поверхности Солнца частота излучения падает.

Для скорости дрейфа в метровом диапазоне справедлива зависимость (Alvarez & Haddock 1973; Benz et al. 1992):

$$\frac{dv}{dt} = -0.01\nu^{1.84}[\text{ГГц/с}],$$

где частота ν в ГГц. Длительность на частоте ν определяется длительностью затухания турбулентности на кулоновских столкновениях:

$$\tau = 5.13 \cdot 10^7 \nu^{-0.95} [c]$$

Дрейфующие узкополосные всплески наблюдаются на частотах вплоть до 10 ГГц. На высоких частотах частотные дрейфы направлены преимущественно к высоким частотам. Радиовсплески III типа связывают с инжекцией ускоренных электронов на открытые силовые линии и их убеганием в межпланетное пространство. Иногда наблюдают всплески U- и J- типов, названных так за форму их изображений на динамических спектрах. В этих случаях пучки электронов, генерирующие всплески, движутся вдоль магнитной вспышечной петли, плотность плазмы в которой минимальна в вершине.

Континуальное излучение, связанное со вспышками, классифицируется как всплески IV типа. Механизмы излучения этих всплесков разнообразны и могут отличаться как в разных вспышках. Относительный вклад разных механизмов может меняться в течение вспышек. Гладкий континуум широкополосных всплесков в метровом диапазоне (300 - 30 МГц) начинается через 10-20 минут после максимума сильных вспышек и продолжается иногда несколько часов.

Длительные всплески возникают, если осуществляется захват быстрых электронов в стабильные магнитные ловушки вспышечных петель, которые могут быть либо неподвижными, либо перемещаться с небольшой скоростью. Основной механизм излучения всплесков IV типа синхротронный, т.е. энергии захваченных электронов не менее нескольких сот КэВ.

Всплеск V типа часто возникает вместе с всплесками III типа, немного запаздывая по отношению к ним. Длительность всплесков V типа достигает нескольких минут, в то время как длительность всплесков III типа (в том же интервале частот) - всего нескольких секунд, а иногда и долей секунд. Всплеск V типа объясняется захватом части ускоренного пучка электронов в арку магнитного поля и удержанием в магнитной ловушке.

Пространственные распределения шумовых бурь, и других источников солнечной активности стали доступными благодаря радиогелиографу Nancaу в диапазоне частот 150 – 450 ГГц (Saint-Hilaire et al. 2013).

Наблюдения метрового радиоизлучения Солнца регулярно проводятся на приемнике радара некогерентного рассеяния ИСЗФ СО РАН. Радар имеет рупорную антенну с размерами апертуры $246 \times 12,2$ м и частотным сканированием диаграммы направленности. Диапазон рабочих частот: 154 - 162 МГц. Эти наблюдения отличают высокая чувствительность и возможность абсолютной калибровки чувствительности наблюдений по космическим источникам (Васильев и др. 2013).

Следует ожидать значительные результаты в исследованиях природы метровых всплесков с введением в регулярные наблюдения интерферометра LOFAR, который будет получать изображения солнечного диска каждую минуту на 20 частотах одновременно. Поскольку в метровом диапазоне часто-

ты пропорциональны корню плотности плазмы в источнике, то эти частоты соответствуют различным высотам в солнечной короне. В частности, это позволит уточнить высотные профили плотности плазмы вплоть до радиуса Солнца. В свою очередь, знание профиля плотности позволит во время всплесков с частотным дрейфом определять скорости потоков излучающих электронов. Во время всплесков скважность измерений может быть существенно увеличена за счет уменьшения количества одновременно принимаемых частот.

7.4. Дециметровые всплески

Во время солнечных вспышек наблюдаются всплески широкополосного излучения, которые обозначаются как дециметровые всплески IV типа. Их длительность может быть от десятков секунд до нескольких часов. Часто интенсивность излучения модулирована колебаниями различных временных масштабов. Импульсы с полосой более 100 МГц называют *дециметровыми пульсациями*. Характеристики излучения не противоречат предположению об их генерации нетепловыми электронами гиросинхротронным и магнитотормозным механизмами.

Для исследования пространственных характеристик длительных шумовых бурь в дециметровом диапазоне привлекались наблюдения VLA и PANTAN-600 (Willson et al. 1994; Bogod et al. 1995). Наблюдения VLA показывают, что источники бурь располагаются вблизи вершин высоких петель активных областей, или связывающих соседние активные области, вплоть до транс-экваториальных петель. Предполагают, что излучение шумовых бурь генерируется нетепловыми электронами, которые ускоряются в электрических полях, возбуждаемых в магнитосфере активных областей при их эволюции.

На фоне континуального излучения могут проявляться различные типы узкополосных всплесков (включая III тип, узкополосные спайки миллисекундной длительности, зебра-структуры и т.д.), описание которых можно найти в работах (Guedel & Benz 1990; Isliker & Benz 1994). Узкая полоса излучения этих всплесков исключает гиросинхротронный механизм излучения. Механизмы радиоизлучения дециметровых узкополосных всплесков пока нельзя считать установленными, поскольку нет их наблюдений с достаточно высоким пространственным и временным разрешением. Можно ожидать значительных результатов с запуском в эксплуатацию низкочастотного диапазона китайского многоволнового радиогелиографа CSRH (Chinese Spectro Radio Heliograph) с диапазоном рабочих частот 0.4 – 2 ГГц (Yan et al. 2004).

7.5. Сантиметровые всплески

Континуальные вспыхивающие всплески в диапазоне частот от 1 ГГц до сотни ГГц называют микроволновыми всплесками или всплесками типа IVm. Один из последних обзоров наблюдений микроволновых всплесков опубликован

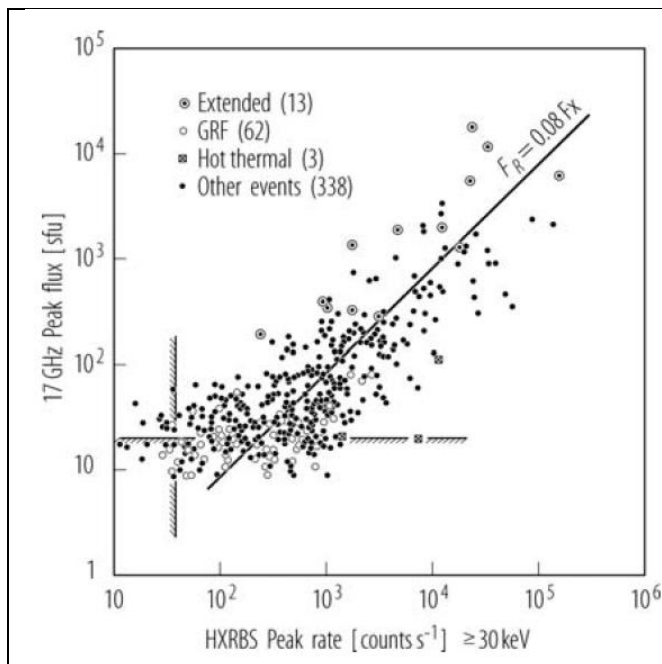


Рис.7.3. Взаимосвязь потоков микроволнового излучения на 17 ГГц (Нобейма) и жесткого рентгеновского излучения, измеренного спектрометром HXRBS на спутнике Solar Maximum Mission. Импульсные вспышки показаны черными точками, другие типы показаны символами. Линиями отмечены чувствительности инструментов. (Kosugi et al. 1988)

Bastian et al. (1998). Частота максимума спектра может находиться в широком диапазоне частот от нескольких гигагерц до нескольких десятков гигагерц, а спектр обычно удается интерпретировать в рамках гиротронного излучения релятивистскими электронами. Ниже максимума спектра излучение является оптически толстым. На частотах выше максимума спектр излучения определяется характеристиками распределения нетепловых излучающих электронов.

Как правило, интенсивность гиротронного излучения коррелирует во времени с жестким рентгеновским излучением (см., Рис. 7.3). Выражение $F_R = 0.08 F_{HXR}$ получено для наблюдений на радиогелиографе Нобейма на частоте 17 ГГц и рентгеновском спектрометре HXRBS/SMM в отсчетах в секунду для энергий выше 30 КэВ. Высокую корреляцию микроволнового и жесткого рентгеновского излучения можно объяснить, если они генерируются одной и той же популяцией электронов.

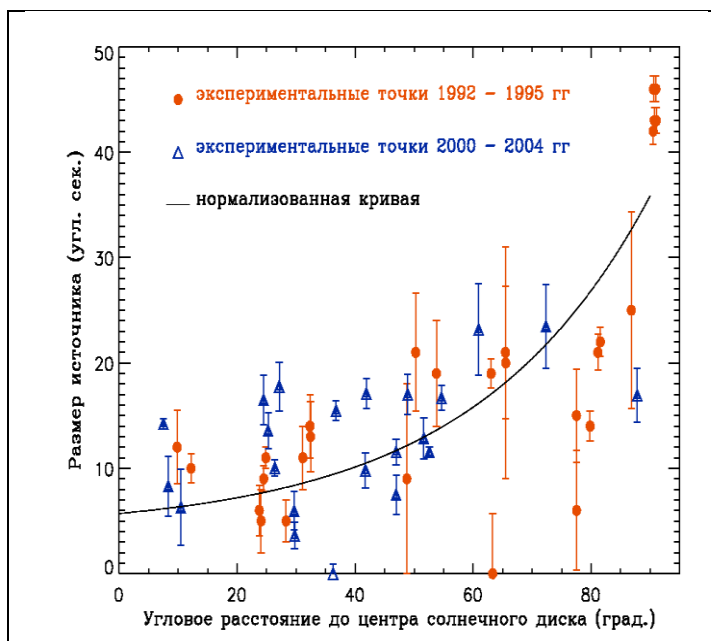


Рис.7.4. Зависимость наблюдаемых размеров источников субсекундных импульсов на частоте 5.7 ГГц от углового расстояния до центра Солнца. Кружками показаны размеры источников, полученные из наблюдений в 22 солнечном цикле, треугольниками — в 23 цикле. Вертикальные отрезки соответствуют стандартным отклонениям. Кривая соответствует теоретическим расчетам в работе Bastian (1994). (Мешалкина 2005).

На частотах в десятки гигагерц, как правило, наблюдается тормозное радиоизлучение, которое генерируется горячей плазмой. Поляризация излучения в этом случае мала, а изменения потока во времени подобны временному профилю мягкого рентгеновского излучения.

В сантиметровом диапазоне доступны измерения пространственных характеристик на нескольких телескопах: РАТАН-600, Радиогелиограф Нобеляма, ССРТ. Наблюдения на этих инструментах не только позволили уточнить результаты измерений полного потока излучения Солнца, но и в некоторых случаях опровергнуть общепринятые представления о природе некоторых проявлений солнечной активности.

Для измерений эффектов рассеяния в наблюдениях наиболее подходящим объектом являются источники субсекундных импульсов в микроволновом диапазоне (Altyntsev et al. 1994a; Lesovoi & Kardapolova 2003). Согласно теоретическим представлениям размеры источников не должны превышать одну-две угловых секунды. Первые наблюдения удалось выполнить на ССРТ на частоте 5.7 ГГц (Altyntsev et al. 1996; Мешалкина 2005; Чащей и др. 2006). Анализ наблюдательных данных показал, что видимые размеры субсекундных источников, наблюдавшихся на частоте 5.7 ГГц, увеличиваются при удалении от центра солнечного диска (Рис.7.4). Характер зависимости размеров источников от их положения на диске Солнца оказывается примерно одинаковым на различных фазах цикла солнечной активности.

Из зависимости угловых размеров источников субсекундных импульсов от положения на диске следует, что толщина эффективно рассеивающего слоя значительно меньше радиуса Солнца и находится в нижних слоях солнечной короны. Впервые получена оценка уровня мелкомасштабных флуктуаций концентрации плазмы в нижней короне: отнесенные к масштабам нескольких сотен метров среднеквадратичные флуктуации концентрации составляют 3 – 5% от среднего значения. Эта оценка указывает на турбулентный характер плазмы в нижней короне.

Особый интерес результаты наблюдений рассеяния излучения в короне имеют для разработчиков нового поколения радиогелиографов, поскольку указывают на ограничения в разрешающей способности интерферометров. Несомненно, многоволновые наблюдения позволят не только проверить теоретические представления, но и получить новые фундаментальные результаты о природе турбулентности в областях формирования солнечного ветра.

7.6. Миллиметровые и субмиллиметровые всплески

Генерация всплесков в миллиметровом диапазоне может быть связана, во-первых, с тепловым тормозным механизмом, поскольку спектр такого излучения плоский для оптически тонких источников, либо, во-вторых, с присутствием релятивистских электронов, способных излучать на высоких гармониках циклотронной частоты (Рис. 7.5). Если эффективность тормозного механизма падает с ростом энергии электронов, поскольку со скоростью электронов быстро падает сечение столкновений, то интенсивность синхротронного излучения растет с ростом энергии излучающих электронов. Таким образом, чувствительность радиометодов регистрации высокоэнергичных электронов выше, чем у детекторов рентгеновского диапазона.

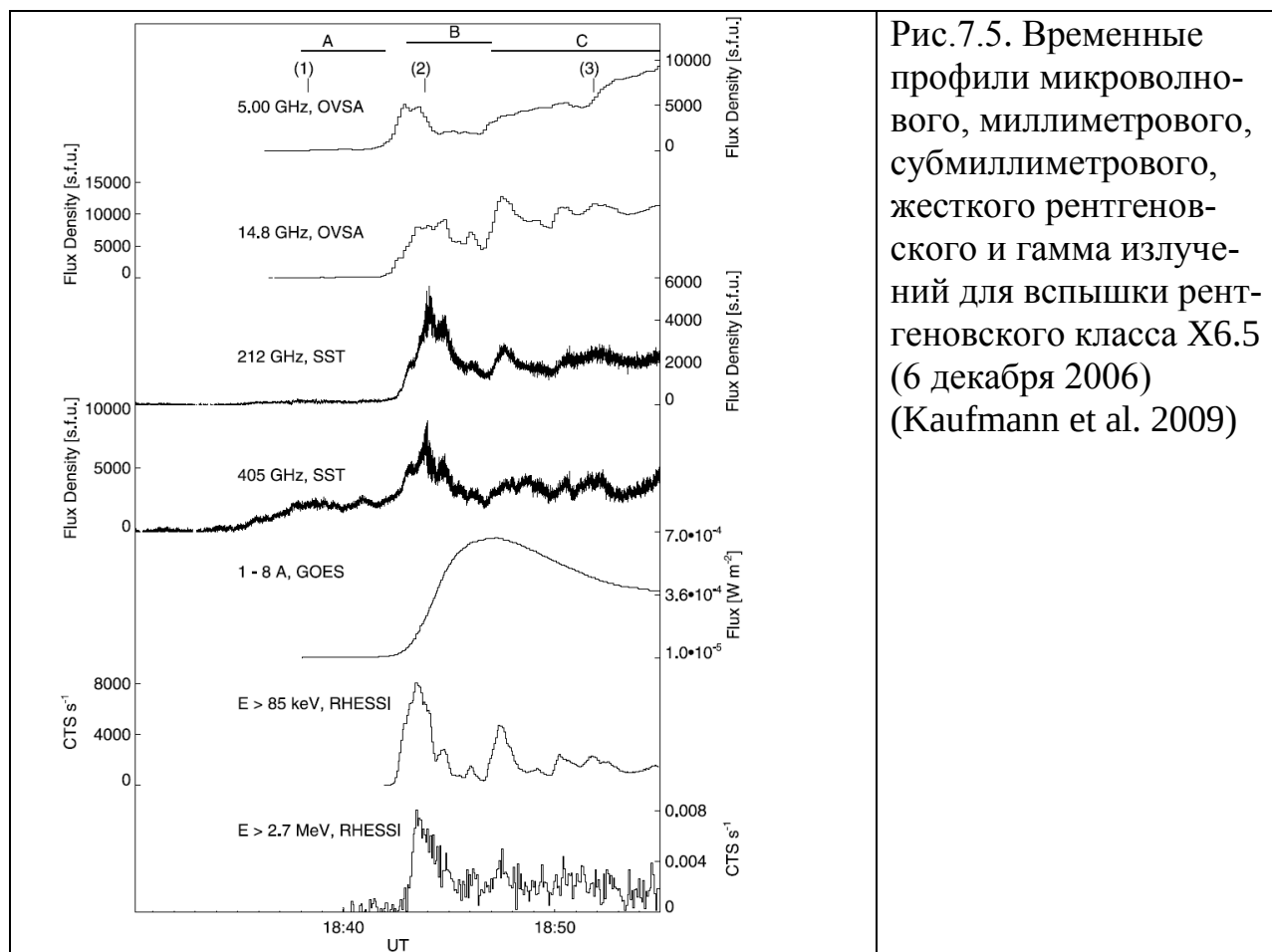


Рис.7.5. Временные профили микроволнового, миллиметрового, субмиллиметрового, жесткого рентгеновского и гамма излучений для вспышки рентгеновского класса X6.5 (6 декабря 2006) (Kaufmann et al. 2009)

В последнее время регулярные наблюдения Солнца проводятся на Solar Submillimeter Telescope (SST; Kaufmann et al. 2008) на частотах 212 и 405 ГГц. Из-за поглощения в атмосфере, обычно регистрируются только всплески во время мощных вспышек. На Рис.7.5. показаны записи типичного события. Подобие радиоизлучения и жесткого рентгеновского излучения согласуется с представлением, что оба излучения генерируются одной популяцией электронов. В то же время, отношение сигналов на 212 и 405 ГГц противоречит стандартной картине синхротронного излучения. Подобное соотношение наблюдалось еще в ряде событий, и его причина не понята до настоящего времени. Можно также указать на событие, описанное в работе Giménez de Castro et al. (2009), в котором максимальная энергия рентгеновского излучения не превышала 250 КэВ, и в то же время наблюдался всплеск на частоте 212 ГГц.

Из наблюдений следует, что жесткое рентгеновское излучение и гигагерцовое радиоизлучение генерируются популяциями электронов с разными энергетическими спектрами, или разными частицами. Так, Trotter et al. (2008) предположил, что импульсную субмиллиметровую компоненту генерируют ультрарелятивистские позитроны, появляющиеся в результате распада пионов, образующихся в ядерных реакциях во время вспышки. Однако в этом случае требуется слишком большое, по современным теоретическим представлениям, количество позитронов.

Следует отметить, что радионаблюдения с пространственным разрешением на высоких частотах открывают новую возможность регистрации позитронов, генерируемых в ядерных процессах во время вспышек (Fleishman et al. 2013). Метод основывается на том, что электроны и позитроны генерируют излучение с противоположным знаком круговой поляризации (Рис. 7.6). Метод апробирован на 20-летнем архиве пространственно-разрешенных микроволновых данных радиогелиографа и спектрополяриметров Нобейма, дополненных измерениями магнитного поля. Обнаружено несколько солнечных вспышек со значимым вкладом в излучение релятивистских позитронов (Рис.7.7).

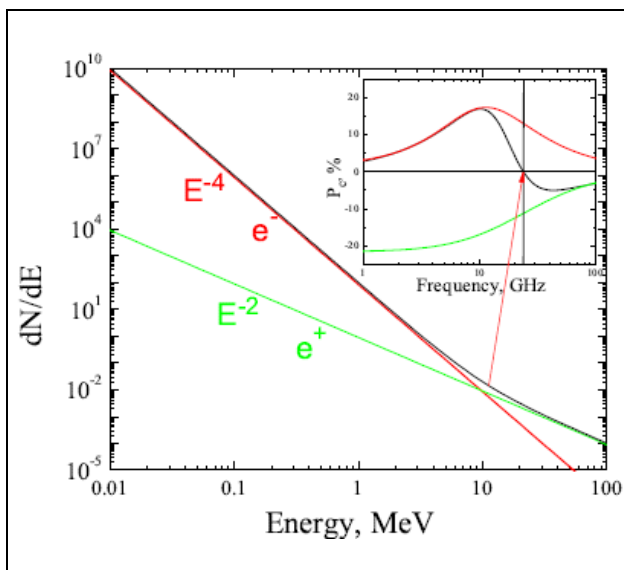


Рис.7.6. Иллюстрация метода выделения позитронного вклада в микроволновом излучении вспышки. Черная линия показывает суммарный спектр частиц с превышением вклада позитронов на высоких энергиях. Полное количество позитронов в 10^5 раз меньше электронного, однако, их достаточно для обращения знака поляризации на высоких частотах (вкладка в рисунке).

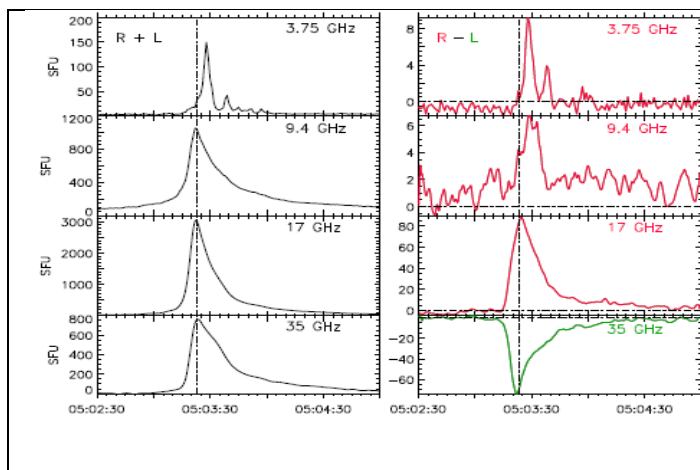


Рис. 7.7. Потоки микроволнового излучения во время вспышки 13 марта 2000 г. Справа – (R+L) интенсивность, справа – (R-L) круговая поляризация. Положение гиротронного источника не менялось с частотой, и было близко к центру диска Солнца. Видно, что знак поляризации обращается на частоте 35 ГГц.

Выводы работы Fleishman et al. (2013) носят предварительный характер, поскольку в настоящее время изображения в поляризации доступны только на 17 ГГц, а предположения о поляризационной структуре на 35 ГГц основываются на сравнении данных спектрополяриметра интегрального потока и изображениях в интенсивности. Отсутствие изображений в поляризации на нескольких частотах не позволяет однозначно исключить влияние обращения поляризации при пересечении волнами слоя с поперечным магнитным полем (раздел 3.3) и анизотропии излучающих электронов (раздел 4.1.3).

8. Механизмы рентгеновского излучения

8.1.1 Рентгеновский спектр солнечной вспышки: мягкое и жесткое рентгеновское излучение.

Рентгеновское излучение солнечных вспышек является одним из основных инструментов численной оценки параметров вспышечной плазмы – температуры, плотности, количественного описания потока ускоренных частиц. Область рентгеновского излучения начинается приблизительно от 0.3 мкм и распространяется в область более коротких волн. Для удобства фотонный рентгеновский спектр, в большинстве случаев, описывается зависимостью интенсивности потока излучения от энергии, измеряемой в кэВ ($E=hc/\lambda$). Как видно на Рис. 8.1, можно выделить три области рентгеновского излучения. Первая область - мягкий рентгеновский диапазон, до приблизительно 15 кэВ. Излучение в этой области формируется электронами, в большинстве случаев имеющими тепловое максвелловское распределение по скоростям. Поэтому эту область излучения часто называют областью теплового излучения. Приблизительно с 15 - 20 кэВ начинается область жесткого рентгеновского излучения. Оно формируется также электронами, но уже с большими энергиями. Так как основным источником энергии этих электронов является ускорение, то их распределение по скоростям отличается от максвелловского, и излучение в данной области называют нетепловым рентгеновским излучением. Начиная с энергий порядка МэВ наблюдается гамма излучение, которое формируется высокоэнергичными ионами (в основном протонами), с энергией свыше 10 МэВ, и пионами.

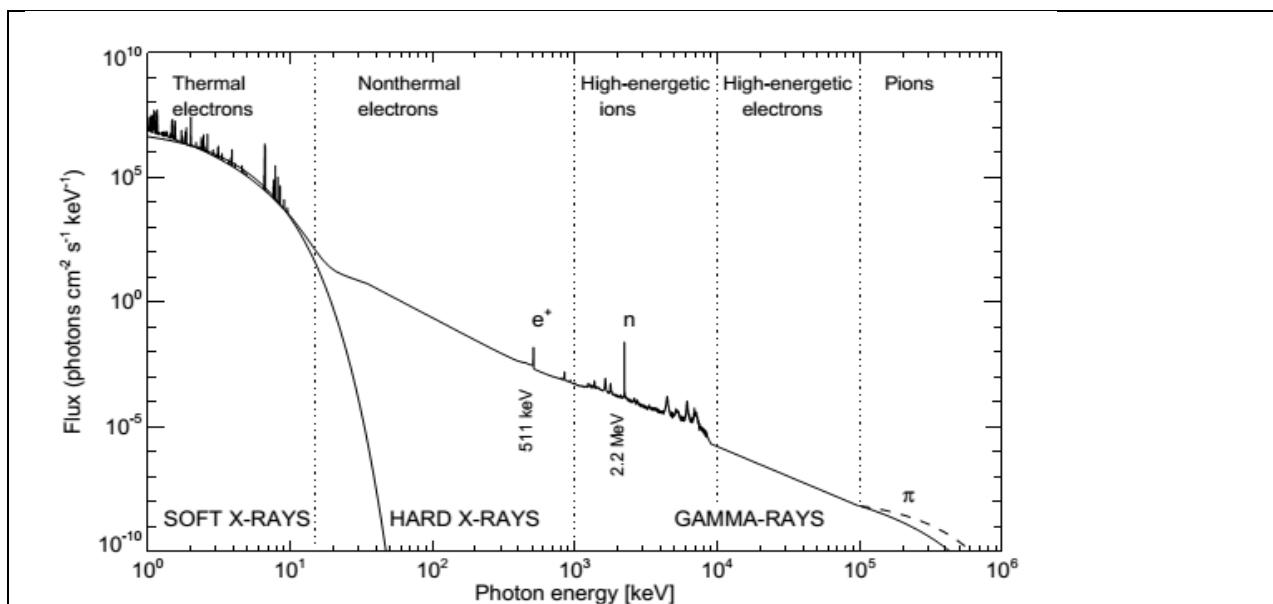


Рис. 8.1. Рентгеновский фотонный спектр большой солнечной вспышки: мягкий рентгеновский диапазон (1 - 15 кэВ), жесткий рентгеновский диапазон (15 кэВ - 1 МэВ), гамма излучение (свыше 1 МэВ) (Aschwanden 2005).

Хотя разделение рентгеновского спектра на тепловую и нетепловую области излучения в зависимости распределения по скоростям тесно связывает энергию фотонов и механизм излучения, однозначной зависимости между ними нет. Так, в области энергий до 20 кэВ возможна реализация нетепловых к- или n- распределений электронов по скоростям. То, что ими в большинстве случаев пренебрегают, связано с тем, что эти распределения или неустойчивы (время существования достаточно мало) или их вклад в излучение незначителен или редок для таких мощных и динамичных явлений как солнечные вспышки. Противоположным существованию электронов с нетепловым распределением по скоростям в области «теплого спектра» является то, что во время солнечных вспышек могут присутствовать электроны с энергиями больше 20-30 кэВ теплового происхождения. Они локализованы в так называемых сверхгорячих источниках, в которых температура во время вспышки может превышать 30МК (Caspi&Lin 2010; Caspi 2010).

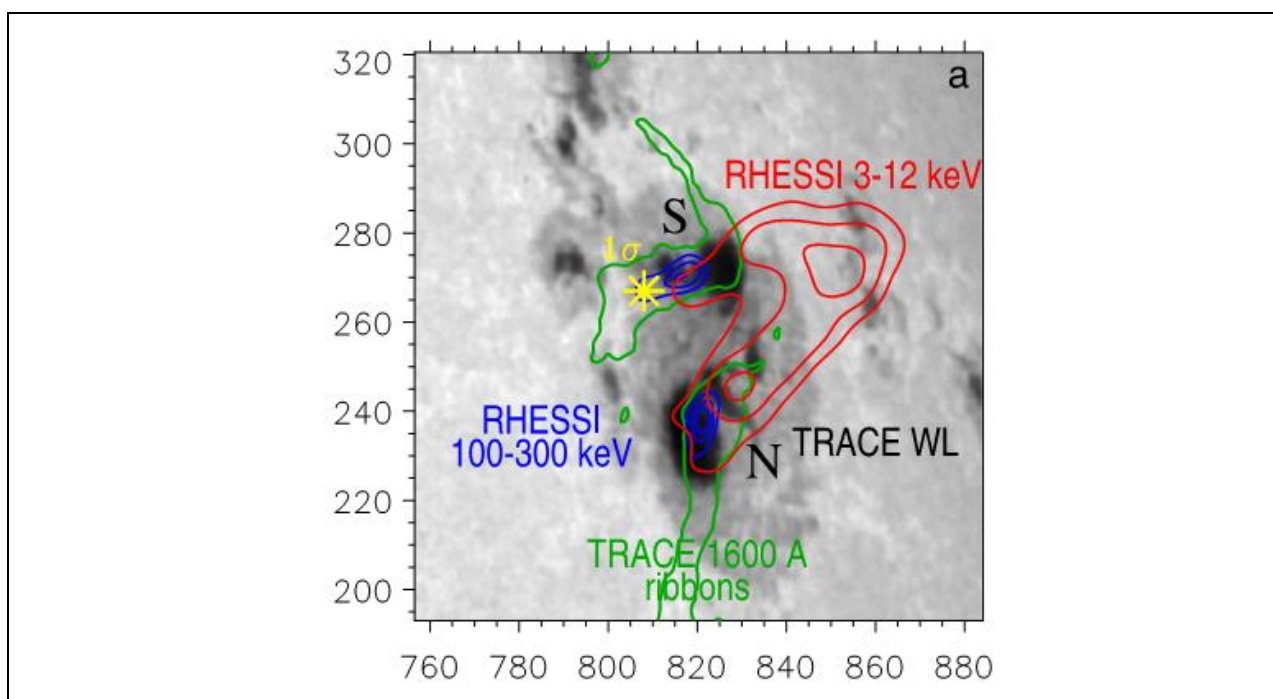
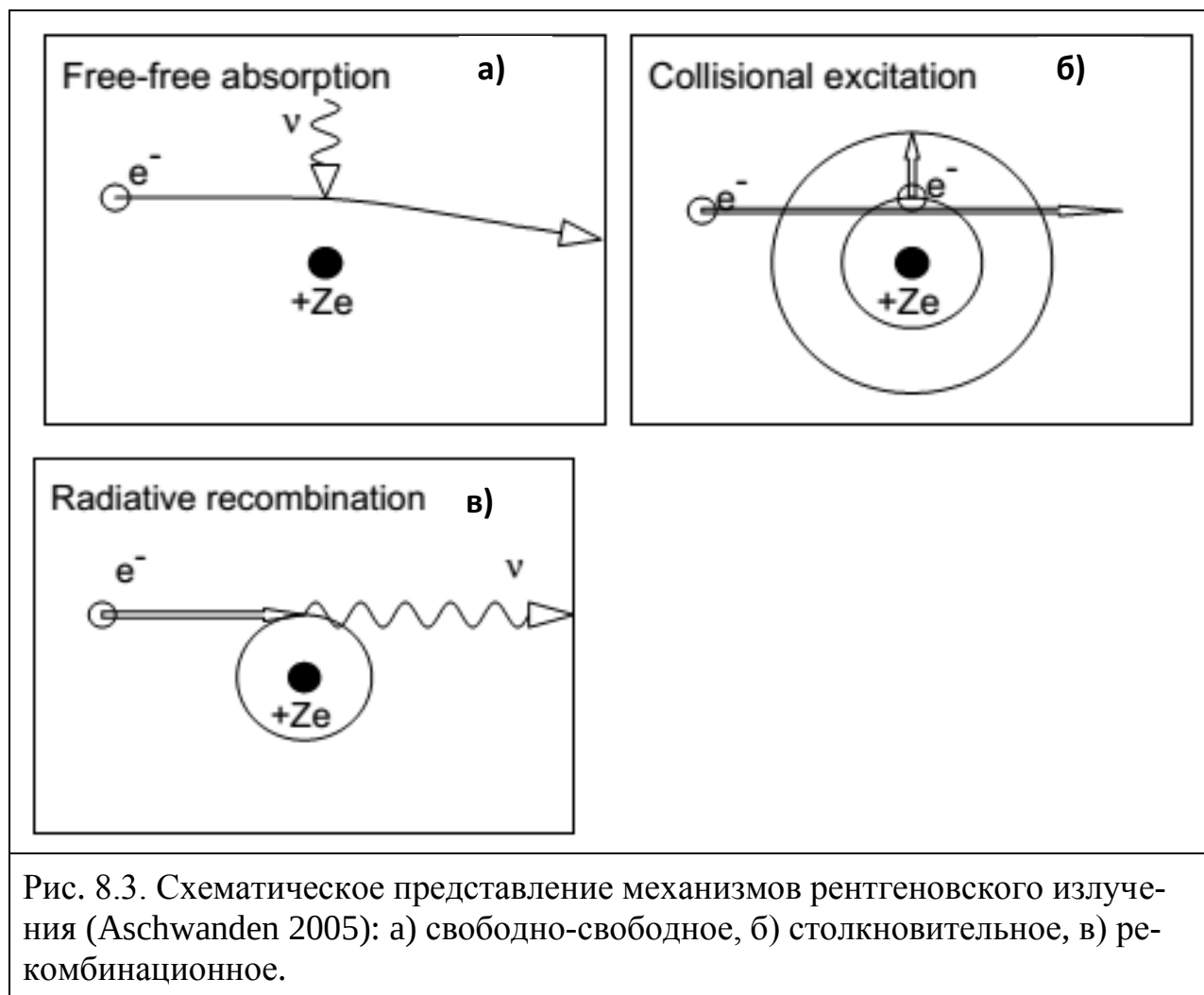


Рис 8.2. Рентгеновское излучение во время мощной солнечной вспышки 20 января 2005 года. Контуры источников мягкого, жесткого рентгеновского и гамма излучения, полученные с помощью КА RHESSI, наложены на изображение в белом свете полученное КА TRACE. Желтая звездочка: центроид линии 2.22 МэВ, синие контуры: изображение в полосе 100 – 300 кэВ; красные контуры: 3 – 12 кэВ; зеленые контуры: вспышечные ленты TRACE 1600 Å. (Grechnev et al. 2008)

Другим параметром, определяющим рентгеновское излучение солнечных вспышек, является плотность фоновой плазмы. Именно плотность фоновой плазмы во вспышечной петле определяет механизм возбуждения рентгеновского излучения и энергию частиц, генерирующих излучение в данной области энергий. Как видно на Рис. 8.2 излучение с энергией до 12 кэВ формируется в вершине вспышечной петли и плазма, излучающая в этом энергетиче-

ческом диапазоне, занимает практически весь объем петли. Источники рентгеновского излучения с энергиями больше 25 - 30 кэВ излучают из нижних слоев солнечной атмосферы (хромосферы и фотосферы), тесно связаны со вспышечными лентами и основаниями вспышечной петли. Анализируя изображения, полученные в разных диапазонах рентгеновского спектра, мы изучаем развитие процесса по высоте. Так мягкое рентгеновское излучение ассоциируется с верхней частью вспышечной петли, а жесткое рентгеновское и гамма излучение - с основаниями этой петли.



8.1.2. Основные механизмы генерации рентгеновского излучения.

Еще одной важной причиной разделения рентгеновского фотонного спектра, является то, что в нетепловой части спектра излучение определяется тормозным механизмом. Тогда как в тепловой части, особенно, при энергиях ниже 10 кэВ, имеется значительный вклад от рекомбинационного, связанно-связанного и столкновительного механизмов излучения. Интерпретация рентгеновского фотонного спектра невозможна без понимания природы и

особенностей этих механизмов. Рассмотрим основные механизмы генерации рентгеновского излучения.

8.1.2.1 Свободно-свободный механизм или тормозное излучение.

При близком взаимодействии свободных электронов с ионами, происходит процесс их замедления, сопровождающийся потерей кинетической энергии и излучением фотона, эквивалентного потерянной энергии, если электрон остается свободным после рассеивания (так называемое «свободно-свободное» взаимодействие). Такое излучение называют тормозным излучением (free-free или bremsstrahlung). Схема данного механизма показана на Рис. 8.3а. Тормозное излучение является основным механизмом рентгеновского излучения во время солнечных вспышек. Детально этот механизм рассмотрен в обзорах Tandberg-Hanssen & Emsile (1988) или Haug & Nakel (2004). В случае дальнего взаимодействия, электрон испускает только малую часть своей энергии. Поэтому, наблюдаемые в результате этого процесса фотоны обычно регистрируются в радио и видимом диапазонах. Фотоны рентгеновского диапазона получаются при близких столкновениях. В этом случае квантовые эффекты становятся значительными и квазиклассическое приближение не достаточно для определения сечения электронно-ионного тормозного излучения. Так как не существует общего решения волнового уравнения Дирака для электрона в кулоновском поле, то для аналитического расчета поперечного сечения при различных граничных условиях приходится использовать приближенное решение. Подробное обсуждение приближенных формул и результаты расчетов в табличном виде представлены в работе Koch & Motz (1959). Для упрощения вычислений чаще всего используют аппроксимацию Борна. В этом приближении волновая функция столкновения и рассеяния берется для плоской волны (т.е., волны с одинаковым направлением распространения во всех точках) и возмущений первого порядка (формула Бете - Гайтлера). При нерелятивистских границах часто используемых для рентгеновского излучения с энергией ниже 100 кэВ оно приводится к следующему виду:

$$\frac{d\sigma_B}{d\varepsilon} = \frac{16}{3} \alpha Z^2 r_0^2 \frac{1}{\varepsilon p_i} \ln \left(\frac{p_i + p_f}{p_i - p_f} \right)$$

где константа $\alpha = 1/137$, Z - атомное число иона, r_0 - радиус электрона, ε - энергия фотонов в единицах $m_e c^2$, p_i (p_f) -начальные и конечные моменты электрона $m_e c$. Так как рентгеновский спектр является зависимостью интенсивности потока от энергии, то это выражение можно записать следующим образом (Brown 1971), где E - энергия электрона, ε - энергия фотона (в кэВ).

$$\frac{d\sigma_B}{d\varepsilon} = \frac{7.9 \times 10^{-25} Z^2}{\varepsilon E} \ln \left(\frac{1 + \sqrt{1 - \varepsilon/E}}{1 - \sqrt{1 - \varepsilon/E}} \right)$$

Точность этой аппроксимации уменьшается с энергией и превышает 10% для электронов с энергиями несколько десятков кэВ. Таким образом, для большинства исследований жесткого рентгеновского излучения лучше использовать полную формулу сечения, приведенную в работе Koch & Mozt (1959).

Так как приближение Борна пренебрегает воздействием кулоновского поля ионов на волновую функцию электронов, то оно становится не точным для фотонов с максимальной энергией, т.е. с энергией возбуждающего излучения электрона. Соответственно, при стремлении ε к E в выражение для сечения стремится к нулю и величина сечения становится не определенной.

Но в солнечных вспышках, фотоны рентгеновского излучения генерируются электронами, энергия которых больше чем энергия фотонов. Например, фотоны с энергией порядка 20 кэВ генерируются электронами с энергией около 40 кэВ. Это эффект важен для интерпретации спектра и получение параметров вспышечной плазмы. Elwert (1939) вывел корректирующий множитель для приближенного учета этого коэффициента. На практике, сечение умножается на этот множитель для улучшения точности для рентгеновских и гамма-энергий (Pratt & Tseng 1975).

Таким образом, зная электронный спектр и сечение рассеяния можно рассчитать фотонный спектр. И наоборот, инвертируя выражения для сечения можно получить электронный спектр. Для степенного спектра фотонов это выражение может быть инвертировано аналитически (Brown 1971). В результате мы получаем формулу для оценки

$$F(E) = -1.78 \times 10^{32} \phi(\varepsilon_1) E^2 \int_0^\infty f'''((1+x^2)E) \times [15 - 105x^2 + 25x^4 + x^6] dx,$$

где $F(E)$ – поток электронов кэВ/с, f - функция распределения электронов по энергиям в электрон/кэВ, ϕ – поток рентгеновского спектра в фотон/(см²сек).

8.1.2.2. Свободно –связанные переходы (рекомбинация).

Рекомбинационное излучение возникает в случае захвата ионом электрона. Вероятность захвата зависит от заряда иона, и она больше для тяжелых элементов, как, например, железо. Этот тип излучения также формирует излучение континуума, как и тормозной механизм. Данный механизм чувствителен к содержанию тяжелых элементов. В случае тормозного механизма энергия излучаемого фотона всегда меньше энергии электрона. Если же фотон излучается в результате рекомбинации, то его энергия равна энергии электрона, плюс энергия связи, соответственно энергия фотона больше энергии электрона. Из-за того, что связанные состояния иона дискретны по энергии, то энергия испускаемого фотона может принимать только дискретные значения сверх энергии электрона. Таким образом, при рекомбинационном механизме, электроны, имеющие непрерывное распределение (например, максвеллов-

ское), генерируют непрерывный спектр ступенчатого вида. Ступени соответствуют сечениям захвата ионов, число и энергия ступеней зависят избытка элементов и баланса ионизации области взаимодействия.

Сечение захвата уменьшается очень быстро с ростом энергии и в солнечных вспышках этот механизм излучения играет роль, в основном, для теплового излучения. Им обычно пренебрегают при интерпретации нетепловых процессов. С увеличением энергии фотонов и увеличением температуры вклад рекомбинационного механизма в интенсивность рентгеновского фотонного спектра уменьшается. Принято, что тормозной механизм начинает доминировать для электронов с энергиями более 10 кэВ и температур выше 10 МК. Это подтверждается результатами исследования, проведенного в работе White et al.(2005).

8.1.2.3 Связанно- связанные переходы.

Излучение в этом случае генерируется в процессе, в котором атом или молекула испускают или поглощают фотон, но не происходит ионизации или рекомбинации частиц (ионов и электронов). В этом случае излучается фотон с дискретной энергией, равной разнице между энергиями двух состояний, и образуется узкая эмиссионная линия в спектре (Рис. 8.4). В солнечных условиях генерируют линии в рентгеновском диапазоне различные ионизационные состояния Si, Ca, S, Fe и Ni. Линии Fe и Ni, ионизованные до водородоподобного или гелиеподобного состояний, вносят вклад в области спектра 6 - 8 кэВ (Phillips 2004). Эти линии очень важны для измерений корональной плазмы с высокими температурами. Так как солнечная корона является оптиически тонкой для рентгеновского излучения (Ohki 1969), то процессы ионизации и возбуждения определяются столкновениями. При тепловом или столкновительном равновесии, ионизационный баланс определяется температурой. Следовательно, отношение линий с различным потенциалом ионизации позволяют измерять температуру. При измеренной температуре, абсолютные потоки позволяют определить или меру эмиссии, или концентрацию элемента, если другие величины определены.

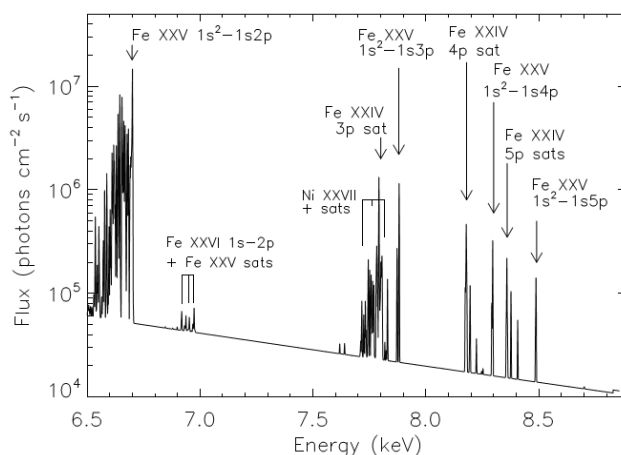


Рис. 8.4. Синтезированный спектр солнечной вспышки при температуре 20 МК и объемной мере эмиссии 10^{49} см^{-3} (Phillips, 2008)

8.1.2.4 Столкновительный механизм

Этот механизм связывают с излучением запрещенных линий, т.е. тех линий, которые образуются при переходах с метастабильных уровней. Для разрешенных линий эйнштейновские коэффициенты спонтанных переходов порядка 10^8 с^{-1} . Для запрещенных линий эти коэффициенты гораздо меньше. Поэтому запрещенные линии становятся достаточно интенсивными для наблюдения, если излучающий атом находится на верхнем энергетическом уровне в метастабильном состоянии и нет никаких условий для других переходов вниз из этого состояния кроме запрещенных. То есть для реализации этого механизма требуется, чтобы атом не подвергался никаким внешним воздействиям (столкновениям со свободными электронами, излучению) в течение продолжительного времени. Время жизни атома на метастабильном уровне составляет от 10^{-5} до нескольких суток. В короткоживущей лабораторной плазме такие линии не наблюдаются, а в короне Солнца температура настолько велика, а плотность низка, что бесстолкновительные условия реализуются. Самыми известными в оптическом спектре Солнца являются так называемые желтая (Ca XV 5694 Å), красная (Fe X 6375 Å) и зеленая (Fe IV 5303 Å) запрещенные линии. В рентгеновском фотонном спектре короны видна запрещенная, резонансная, и интеркомбинационная (переход с изменением спина) линии гелия или гелио подобных ионов (Gabriel and Jordan 1969). Эти линии наблюдаются в области малых энергий и чаще всего их длины волн выражаются в ангстремах (Рис. 8.5). Эти линии требуют наблюдений с очень высоким спектральным разрешением и используются для диагностики тепловых, нетепловых процессов и турбулентности (например, Dzifčáková et al. 2008).

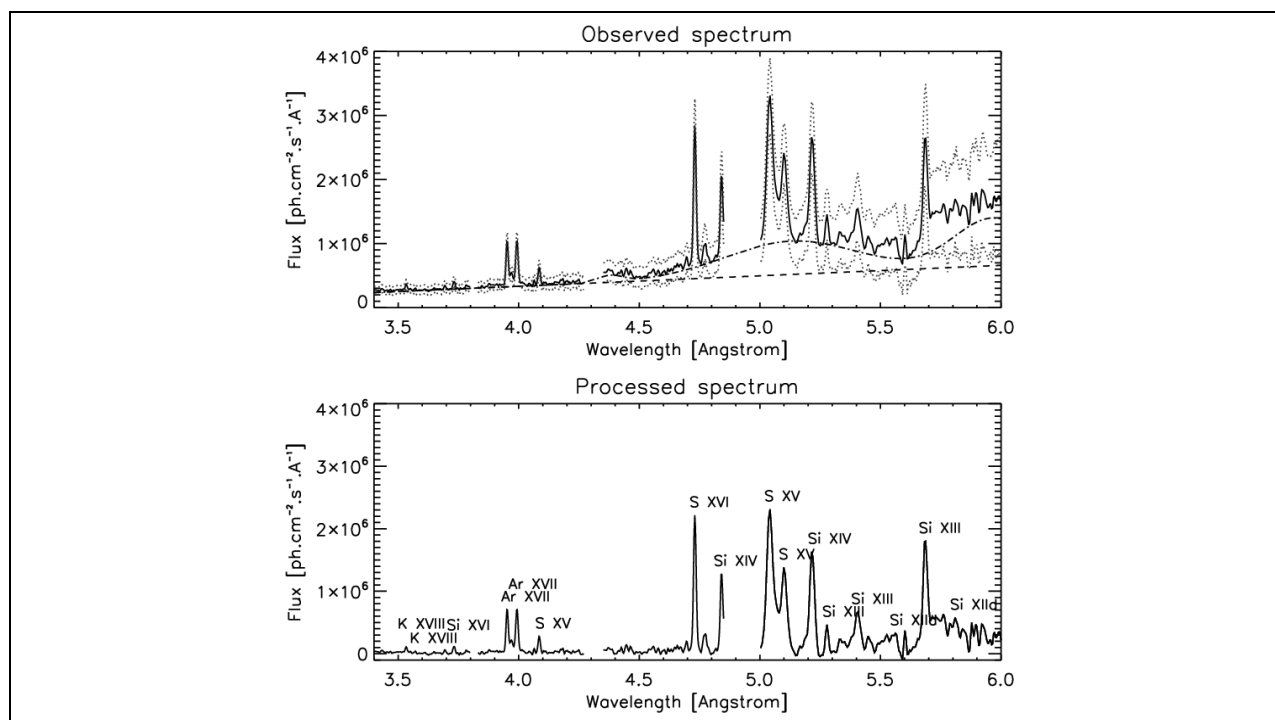


Рис. 8.5. Спектр, полученный прибором RESIK с вычтенным континуумом (Dzifcáková et al 2008).

8.2.1. Мягкое рентгеновское излучение.

Большой вклад в исследование диагностического потенциала мягкого рентгеновского диапазона внесли наблюдения телескопом Soft X-ray Telescope (SXT) на спутнике *YOHKOH* (Hara et al. 1994). Прежде всего, стало ясно, что основным структурным элементом солнечных вспышек являются петли, видимые в мягком рентгеновском излучении. Результаты наблюдений мягкого рентгеновского излучения привлекают для определения температуры и плотности фоновой плазмы, которые важны для оценки вклада тормозного и теплового циклотронного механизмов в радиоизлучение, также изменений микроволнового спектра из-за эффекта Разина. Как уже было сказано выше, мягкое рентгеновское излучение занимает участок рентгеновского спектра до 10 кэВ, и на формирование этой области оказывают влияние сразу несколько механизмов. В случае тормозного излучения, предполагается, что электроны имеют максвелловское распределение (или находится в тепловом равновесии) с некоторой температурой T_e . Если эта температура достаточно высока (несколько миллионов градусов Кельвина, то есть, kT_e около 0.1 кэВ) у электронов достаточно энергии, чтобы генерировать рентгеновское тормозное излучение. Ионы предполагаются неподвижными, так как их средняя тепловая скорость намного меньше скорости электронов. Даже при очень высокой температуре (около 100 МК) средняя энергия электрона меньше 10 кэВ. В нерелятивистском приближении, комбинируя изотермическое максвелловское распределение и уравнение для вычисления интенсивности, и интегрируя по энергии электронов, получаем фотонный спектр следующей формы:

$$I(\varepsilon) \approx Z^2 \times EM \times g(\varepsilon, T) \frac{\exp(-\varepsilon/k_B T_e)}{\varepsilon \sqrt{T_e}} [\text{фотонов}/(\text{сек КэВ})].$$

Здесь $EM \equiv \int_V N^2 dV$ - объемная мера эмиссии (излучение из единицы объема), N - концентрация электронов в объеме V . При интегрировании по пространству плотность компактных источников часто принимают постоянной, и объемная мера эмиссии приводится к виду $N^2 V$. В первом приближении фактор Гаунта $g(\varepsilon, T)$ является аналитической медленно меняющейся функцией порядка единицы. При использовании полного поперечного сечения и/или коррекции Элверта, фактор Гаунта необходимо вычислять численно (Itoh, et al, 2000). В случае однородного рентгеновского источника по форме спектра (отношению сигналов с каналов разных энергий фотонов) можно определить температуру плазмы, а по интенсивности – меру эмиссии. При этом нужно определить массовый состав и объем излучающей плазмы по другим данным. В солнечной короне обычно принимают значение $Z^2 = 1.4$.

В настоящее время доступен алгоритм расчета температуры и меры эмиссии по данным о мягком рентгеновском излучении солнечных вспышек, регистрируемом с помощью американского семейства спутников GOES. По интенсивности интегрального излучения в канале 1 – 8 А определяется рентгеновский класс вспышки. Излучение, измеренное с помощью дополнительного канала 0.5 – 4 А, используется для вычисления температуры и меры эмиссии. Температура определяется по отношению сигналов двух каналов, а по абсолютной величине сигнала, с привлечением широкого круга предположений, рассчитывается мера эмиссии.

Наблюдения в линиях оптического, ультрафиолетового и рентгеновского диапазонов показывают широкий диапазон вспышечных температур от 0.01 до нескольких десятков МК. Вспышечная плазма неоднородна по пространству, да и в каждой точке она может состоять из компонент с разной температурой. Для неоднородной излучающей плазмы задача существенно усложняется и сводится к решению интегро-дифференциального уравнения. Если отказаться от изотермального распределения, то можно ввести понятие о дифференциальной мере эмиссии:

$$EM_{DEM}(T_e) = \frac{d}{dT_e} \int_V N^2 dV,$$

превратив выражение для тепловой части спектра в интеграл по температуре. Предполагая некоторую зависимость меры эмиссии или интеграла меры эмиссии от температуры (например, логарифмическая или экспоненциальная), ее параметры могут быть определены с помощью моделирования наблюдаемого спектра $I(\varepsilon)$. Описанная выше модель излучения тепловой плазмы применима для излучения спектра рентгеновского континуума. В случае, если в мягком рентгеновском диапазоне спектра наблюдаются линии в области 6 - 7 кэВ, то при моделировании необходимо учитывать и параметры плазмы (температуру и меру эмиссии), полученные с помощью линий спектра.

8.2.2. Нетепловое рентгеновское излучение

Фотоны с энергией выше 10 кэВ генерируются частицами в столкновительной плазме, в основном, при столкновениях релятивистских электронов с тепловыми ионами. Распределение релятивистских электронов по энергиям отлично от максвеловского, поскольку время столкновений для электронов с энергиями свыше 20-30 кэВ значительно больше времени их релаксации до тепловой скорости - времени термализации.

Согласно современным представлениям, процессы ускорения и первичного энерговыделения происходят в разреженной плазме солнечной короны, и в этом случае для частиц характерно нетепловое распределение частиц по энергиям (или скоростям). Когда нетепловые частицы попадают в области с высокой плотностью (хромосферу и фотосферу), то частота столкновений значительно увеличивается, и мы наблюдаем рентгеновское излуче-

ние с энергиями от 10 кэВ и выше. Эту область рентгеновского спектра солнечной вспышки называют нетепловым спектром, и она является источником информации об ускорении частиц и процессах их распространения.

Используя приведенные выше приближенные формулы для вычисления поперечного сечения можно рассчитать излучение изотропной популяции электронов, взаимодействующей с мишенью. Однако, в процессе взаимодействия их функция распределения меняется, и, следовательно, меняется фотонный спектр.

Возможны два предельных случая. В первом случае с так называемой оптически тонкой мишенью, предполагается, что функция распределения излучающих электронов мало меняется при их взаимодействии с мишенью. Он может реализоваться в корональных структурах с низкой плотностью плазмы. Тогда фотонный спектр может быть выражен как

$$I(\varepsilon)d\varepsilon = n_{TAR} \times L \times S \int_{\varepsilon}^{\infty} F(E)d\sigma(\varepsilon, E)dE,$$

где $F(E)$ в электронах на см^2 в секунду, S - площадь потока, n_{TAR} - плотность мишени, L - толщина мишени. Заметим, что фотонный поток на Земле определяется по формуле:

$$J(\varepsilon) = \frac{I(\varepsilon)}{4\pi R^2}$$

где R - расстояние до Земли от Солнца.

Во втором предельном случае электроны с некой начальной функцией распределения по скоростям теряют энергию в мишени до того как электроны термализуются. В этом случае рентгеновский спектр зависит от процесса потерь энергии в веществе мишени. Случай толстой мишени (thick target), чаще всего реализуется для при высыпании ускоренных электронов в хромосферу. В предположении, что процесс взаимодействия с мишенью определяется столкновениями, имеем

$$J(\varepsilon) = \frac{S}{4\pi R^2} \int_{\varepsilon}^{\infty} \frac{d\sigma_{BREM}(\varepsilon, y)}{y d\sigma_{ELOSS}(y)} \int_y^{\infty} F_{INJ}(x) dx dy$$

Здесь $d\sigma_{BREM}$ - сечение рассеяния, $d\sigma_{ELOSS}$ - сечение рассеяния для столкновений приводящих к потерям энергии. В нерелятивистском случае:

$$d\sigma_{ELOSS}(E) = \frac{2\pi e^4 (mc^2)^2 \ln \Lambda}{E^2},$$

где Λ - кулоновский логарифм. В солнечной короне можно принять $\Lambda \approx 20$.

8.2.3. Степенной спектр

Наиболее распространенной моделью, описывающей немаксвеловское распределение электронов по энергиям (скоростям), является степенной закон. В

изотропном случае распределение описывается в расчетах тремя параметрами: нижним и верхним порогами энергии и показателем степени.

$$F_0(E_0) = A \begin{cases} 0, & E_0 < E_{min} \\ (E_0/E_p)^{-\delta}, & E_{min} \leq E_0 < E_{max} \\ 0, & E_{max} \leq E_0 \end{cases} \quad [\text{фотон}/(\text{см}^2\text{секКэВ})],$$

Здесь A - нормировочный коэффициент, δ – электронный спектральный индекс. Как уже было сказано выше, энергии потока электронов, которые генерируют тормозное нетепловое излучение гораздо выше, чем у электронов и ионов мишени (или среды с которой происходит взаимодействие). В нерелятивистском приближении (Brown 1971, 1972) потери энергии описываются как:

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{KNv}{E} = -\frac{\kappa N}{\sqrt{E}},$$

где E энергия в кэВ и соответствующая скорость v (см/сек) N - плотность среды, $K \equiv 2\pi e^4 \Lambda \approx 2.6 \times 10^{-18} \text{см}^2 \text{кэВ}^2$, для полностью ионизированной водородной плазмы и $\kappa \equiv K\sqrt{10^{11} 2e/cm_e} \approx 4.9 \times 10^{-18} \text{см}^3 \text{кэВ}^{3/2} \text{с}^{-1}$. Если принять $E = E_0 e^{-t/\tau_c}$, то мы можем оценить время столкновительных потерь $\tau_c(E) = E^{3/2}/\kappa n_e$. Для описания величины энергопотерь электронов при прохождении через солнечную атмосферу, введем аналог оптической толщины τ – концентрацию в единичном столбце (column density) равную $\tilde{N} = Nvt \text{ см}^{-2}$. В этом случае

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{KNv}{E} = -\frac{K d\tilde{N}/dt}{E}$$

$$\frac{dE}{d\tilde{N}} = -\frac{K}{E}$$

$$E^2 = E_0^2 - K\tilde{N} \text{ тогда}$$

тогда $\tilde{N}_c \equiv E_c^2/2K$ - максимум распределения плотности по высоте, через которую все электроны в степенном спектре с минимальной энергией E_c могут пройти без остановки. В случае толстой мишени $\tilde{N} > \tilde{N}_c$, а для тонкой мишени $\tilde{N} < \tilde{N}_c$.

Для инжектируемого степенного электронного спектра, как при тонкой так и толстой мишенях, фотонный спектр будет степенным, однако спектральные индексы рентгеновского излучения будут отличаться на 2 (Brown 1971). В модели толстой мишени можно оценить полную энергию, расходуемую на кулоновские столкновения нетепловыми электронами как потери энергии P нетепловых электронов с энергией выше E_0 (Lin et al 2001):

$$P(> E_0) = 9.5 \times 10^{24} \gamma^2 (\gamma - 1) \beta(\gamma - 0.5, 1.5) A E_0^{-(\gamma-1)} \text{ [эрг/с]}$$

где A и γ – нормировочный коэффициент и спектральный фотонный индекс, $\beta(m, n)$ – бета функция. Интегрируя изменения фотонного спектра по времени можно определить полную энергию нетепловых электронов. Данная модель обычно используется при интерпретации спектров жесткого рентгеновского излучения солнечных вспышек

8.2.4. Двойной степенной спектр

В некоторых случаях на рентгеновских спектрах наблюдаются перегибы, и в качестве функции описывающей распределение электронов по скоростям используют двойной степенной спектр:

$$F_0(E_0) = A \begin{cases} 0, & E_0 < E_{min} \\ (E_0/E_p)^{-\delta_1}, & E_{min} \leq E_0 < E_b \\ (E_0/E_p)^{-\delta_2} (E_b/E_p)^{\delta_2-\delta_1}, & E_b \leq E_0 < E_{max} \\ 0, & E_{max} \leq E_0 \end{cases}$$

где E_b – энергия перегиба, δ_1 – спектральный электронный индекс до перегиба, δ_2 – спектральный степенной индекс после энергии перегиба. Спектр, который можно описать данной моделью, можно наблюдать, как правило, только в мощных вспышках. Существует несколько возможных причин возникновения такой формы спектра. Первая – одновременное существование двух потоков ускоренных электронов с разными параметрами (плотность частиц и спектральный индекс). Второе объяснение основано на том, что наблюдаемый спектр является результатом процессов происходящих в одном и том же потоке ускоренных электронов. Это может быть связано с потерей энергии более высокоэнергичной части электроном, например, за счет турбулентности. Так же возможно искусственное уменьшение излучения в низкоэнергетичной части жесткого рентгеновского спектра за счет приобретения дополнительной энергии электронами, излучающими в этом диапазоне. Например, за счет так называемого обратного тока (Holman et al. 2011). Тем не менее, необходимо помнить, что данная модель является несколько искусственной, и не отражает истинной картины происходящего, так как не является непрерывной функцией. Тем не менее, данная модель может быть использована для оценки общей плотности ускоренных электронов, в случае если форма спектра отличается от моностепенной.

8.2.5. Метод фиттирования рентгеновских спектров

Основной задачей при анализе рентгеновских спектральных данных является получение параметров вспышечной плазмы. Предположив некоторую модель

спектра в виде некой функции, мы можем минимизируя различия между наблюдаемым и модельным спектром, найти параметры излучающей плазмы. Как уже было сказано выше, вспышечная плазма, излучающая в рентгеновском диапазоне, в большинстве случаев состоит из тепловой (термализированной) и нетепловой (ускоренной) плазмы.

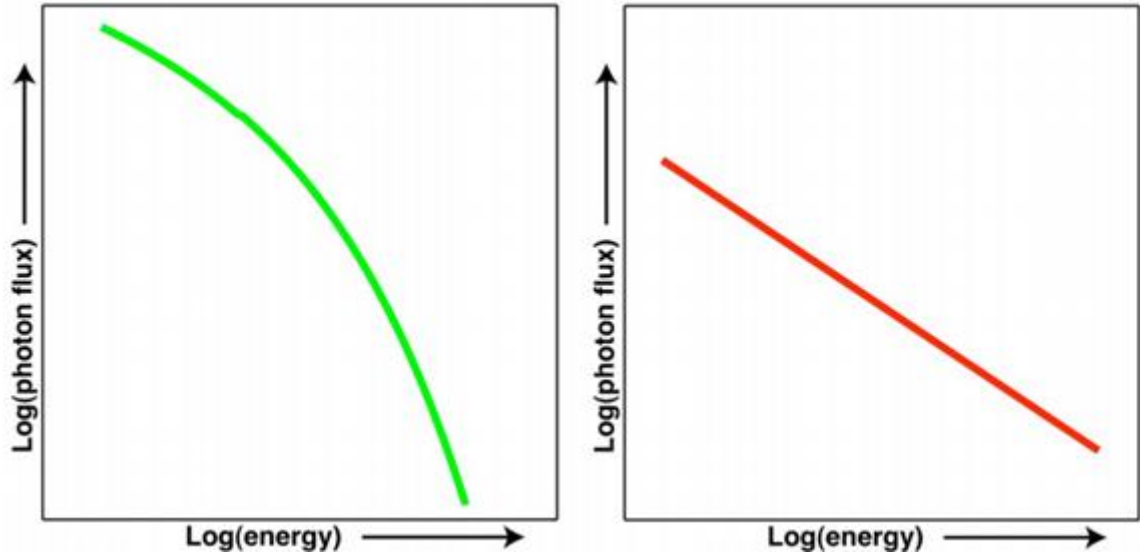


Рис. 8.6. Схематическое представление спектра тормозного излучения для теплового распределения и нетеплового распределения электронов (Caspi 2010).

Если мы предположим, что плазма во вспышке имеет одну температуру, то тепловая часть нашего спектра должна выглядеть как на Рис. 8.6 (левая панель): Спектр нетепловой части плазмы, подчиняется степенному закону (Рис. 8.6, правая панель). Комбинируя две эти модели и минимизировав различие между наблюдаемым и рассчитываемым спектром получаем - температуру, меру эмиссии, нормировочный коэффициент и спектральный индекс. В качестве комбинированной функции используемой для моделирования, можно использовать или формулу для скорости потерь энергии из раздела 8.2.3. или использовать функцию распределения по энергиям для степенного закона (например, Hudson et al., 1978):

$$F(\varepsilon) = A_0 \left(\frac{\varepsilon}{E_0} \right)^{-\gamma} [\text{фотонов/см}^2/\text{сек/КэВ}],$$

где ε энергия фотонов, γ фотонный индекс степенного спектра, A_0 нормировочный коэффициент, $E_0 = 50$ КэВ используется также для нормировки.

Указанный рентгеновский поток регистрируется на Земле при попадании в мишень потока электронов со следующим распределением:

$$\frac{d^2 N_{nth}(E)}{dE dt} = 3.28 \times 10^{33} \frac{A_0 b(\gamma)}{E_{0, \text{КэВ}}} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-(\gamma+1)} [\text{электрон/(КэВсек)}],$$

где $b(\gamma) = \gamma^2(\gamma - 1)^2 B(\gamma - 0.5, 1.5)$ и $B(x, y)$ - бета функция. Параметр $b(\gamma)$ меняется в пределах от 10 до 60 для типичных значений $\gamma = 3 - 6$. Значение E_0 выражается в единицах КэВ. Здесь $N_{nth}(E)$ полное количество электронов

с энергией E в некотором объеме. Производные по объему и энергии соответствуют плотности и энергетическому распределению, соответственно.

Чтобы использовать оценки $\frac{d^2 N_{nth}(E)}{dEdt}$ для расчета микроволнового излучения необходимо перейти от потока электронов к концентрации в единице объема. В приближении толстой мишени, в которой электроны полностью теряют энергию, можно записать:

$$\frac{d^2 N_{nth}(E)}{dEdt} = A_x v \frac{d^2 N_{nth}(E)}{dEdV},$$

где A_x площадь рентгеновского источника, которая должна определяться из изображений рентгеновского источника, а v скорость движения электронов к мишени. Примем скорость релятивистских частиц равной скорости света, а нерелятивистских электронов, удовлетворяющих условию равнораспределения

$$\frac{1}{2} m v^2 = \frac{1}{3} E$$

или $v = 1.08 \times 10^9 E_{\text{КэВ}}^{0.5}$ см/сек.

Таким образом, получаем:

$$\frac{d^2 N_{nth}(E)}{dEdV} = 3.04 \times 10^{24} \frac{A_0 b(\gamma)}{E_{0,\text{КэВ}} A_x} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-(\gamma+1.5)} \text{ электрон} \cdot \text{см}^{-3} / \text{КэВ}.$$

Из этого выражения следует, что в нерелятивистском случае спектр электронов спадает быстрее, чем рентгеновский спектр. В ультрарелятивистском пределе, когда можно считать $v = c$, $\frac{d^2 N_{nth}(E)}{dEdV} \sim E^{-(\gamma+1)}$. Из приведенных выше формул следует оценка для показателя степени электронов $\delta = \gamma - 1$. Однако в ультрарелятивистском случае сечения столкновений с ионами меняются и в рентгеновское излучение дают дополнительный вклад электрон-электронные столкновения. Их учет приводит к зависимости $\delta = \gamma - 2$ для электронов энергией выше 500 КэВ.

Резонно считать, что выражения, полученные выше для толстой мишени, применимы при описании рентгеновских источников в основаниях вспыхивающих структур. Для излучения корональных источников лучше использовать приближение тонкой мишени, в котором пренебрегается потерей энергии излучающих электронов. В этом случае можно записать:

$$\frac{d^2 N_{nth}(E)}{dEdV} = 7.9 \times 10^{41} \frac{A_0 C(\gamma)}{n_i E_{0,\text{КэВ}} V_x} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-(\gamma-0.5)} \text{ электрон} \cdot \text{см}^{-3} / \text{КэВ},$$

где $C(\gamma) = (\gamma - 1)/B(\gamma - 1, 0.5)$ и V_x - объем источника жесткого рентгеновского излучения. В пределе тонкой мишени $\delta = \gamma - 0.5$, то есть индекс электронного спектра жестче, чем в случае толстой мишени.

Стоит отметить, что при анализе спектра и его фитировании необходимо учитывать эффект альбедо. В результате комптоновского отражения от фотосферы фотонов, которые направлены от наблюдателя, в спектре появляется дополнительное излучение, что приводит к завышению потока электронов. Самый большой вклад потока фотонов возникших из-за альбедо бывает для вспышек, расположенных в центре диска. Методика учета этого эффекта описана в работе (Kontar et al. 2006). Пример моделирования спектра солнечной вспышки показан на Рис. 8.7.

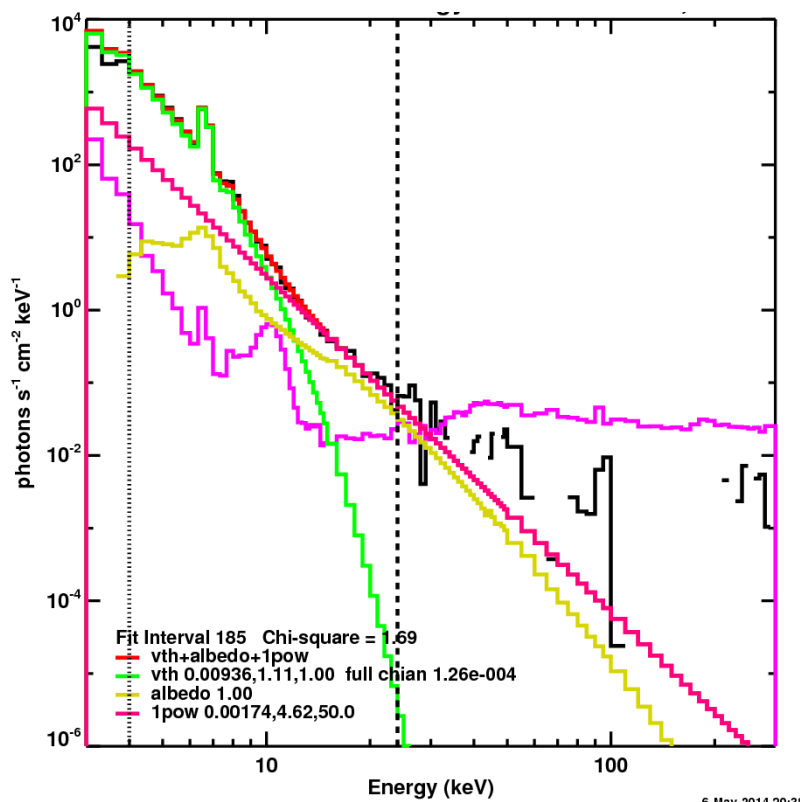


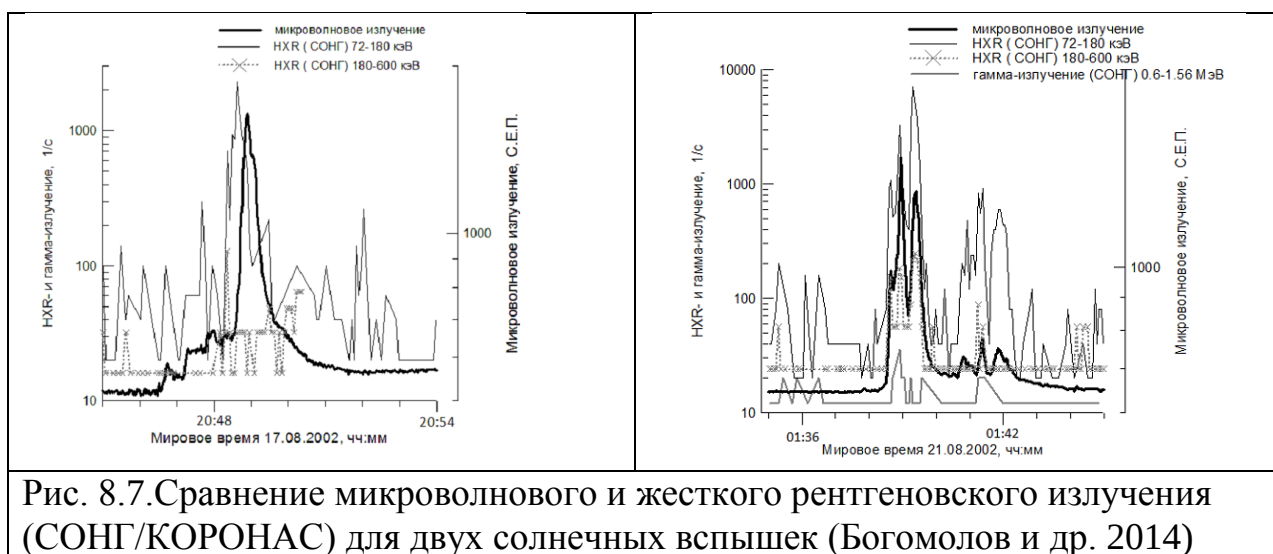
Рис.8.7. Результат моделирования спектра солнечной вспышки тепловой функцией (vth) и распределением со степенным законом (1pow). Показан вклад также вклад альбедо, рассчитанный для положения вспышки и ее потока.

Спектральный анализ с помощью моделей тепловой и нетепловой плазмы позволяет не только определить параметры плазмы, но и дает важную информацию о природе процессов, определяющих эволюцию рентгеновских источников в разных диапазонах энергий.

Возможны различные комбинации моделей - две тепловые и степенная, тепловая и двойная степенная и т.д. Выбор моделей определяется с одной стороны формой наблюдаемого фотонного спектра, с другой дополнительной информацией из других диапазонов электромагнитного спектра.

8.3. Корреляция микроволнового и рентгеновского излучения на разных стадиях солнечной вспышки

Процессы выделения и переноса энергии во время вспышек многообразны и сложны. Но основными участниками всех вспышечных сценариев являются электроны, частицы, которые генерируют излучение одновременно в микроволновом и рентгеновском диапазонах. Это не означает, что мы наблюдаем излучение одних и тех же частиц попадающих в области с различными термодинамическими характеристиками и магнитными особенностями. В случае, если наблюдается тесная временная корреляция между рентгеновским и микроволновым излучением, мы можем говорить о том, что это излучение одной и той же популяции электронов. Если наблюдается временная задержка между временными профилями в разных диапазонах или некие трансформации временного профиля, то также можно сделать вывод о взаимосвязи электронов генерирующих излучение в рентгеновском и микроволновом диапазонах. Пример различных корреляций между микроволновым и жестким рентгеновским излучением показан на Рис. 8.7. Анализ взаимосвязи между двумя этими видами излучения является мощным диагностическим инструментом. Рассмотрим несколько наиболее распространенных эффектов, иллюстрирующих методы и возможности использования совместного анализа временных профилей микроволнового и рентгеновского излучения для исследования процессов в солнечных вспышках.



8.3.1. Эффект Ньюперта

Ньюперт (Neupert 1968) отметил, что на фазе роста мягкого рентгена его поток соответствует интегралу по времени с начала вспышки излучения в микроволновом диапазоне. Так как микроволновое излучение генерируется ускоренными электронами, то такой же эффект, названный эффектом Ньюперта, был позже найден для потока жесткого рентгеновского излучения. Соотношение между мягким и жестким рентгеновскими потоками выражается в этом случае следующими формулами:

$$F_{SXR}(t) \propto \int_{t_0}^t F_{HXR}(t') dt'$$

или

$$\frac{d}{dt} F_{SXR}(t) \propto F_{SXR}(T)$$

Таким образом, производная интенсивности мягкого рентгеновского потока в случае присутствия эффекта Ньюперта должна отражать поведение или микроволнового излучения или, как показано на Рис. 8.8, жесткого рентгеновского диапазона. Эффект Ньюперта указывает на прямую связь между ускорением электронов, излучающих в микроволновом и в жестком рентгеновском диапазоне, и нагревом плазмы, излучающим в мягком рентгеновском диапазоне.

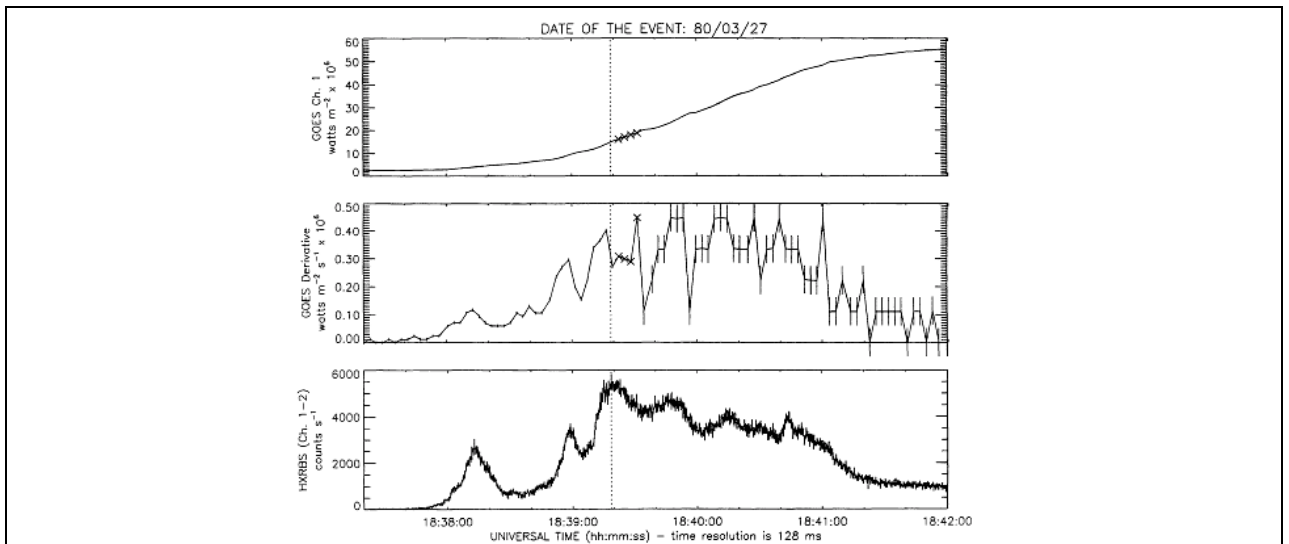


Рис. 8.8. Сравнение производной от времени мягкого рентгеновского потока в полосе 1-8 А (средняя панель) с наблюдениями в жестком рентгеновском диапазоне HXRBS/ Yohkoh (нижняя панель). На верхней панели показан начальный временной профиль потока в мягком рентгене (Dennis & Zarro 1993)

8.3.2. Корреляция между рентгеновским и микроволновым излучением на ранней фазе развития вспышки.

В настоящее время различают раннюю фазу эволюции вспышки и предвестники или прекурсоры. Прекурсоры могут появиться за десятки минут до импульсной фазы вспышки и видны в УФ и мягком рентгеновском диапазонах (Fletcher et al. 2011). Природа и механизмы прекурсоров пока точно неизвестны. Предполагается, что их появление связано с формированием протяженных токовых слоев (Uralov et al., 2008). В микроволновом диапазоне они проявляются источники над нейтральной линией (NLS) или пекулярные источники (по наблюдениям на РАТАН-600, Боровик и др. 1989). Если прекурсоры (такие как NLS или пекулярные источники) существуют и развиваются

длительное время, то они не вносят значительного вклада в общий поток активной области, и связь между их микроволновым и рентгеновским излучением лучше видна при сравнении пространственных характеристик. Однако для ряда мощных событий 23-го солнечного цикла прекурсоры в областях соответствующих излучению ускоренных электронов наблюдались в общем потоке от Солнца (Struminsky, 2013).

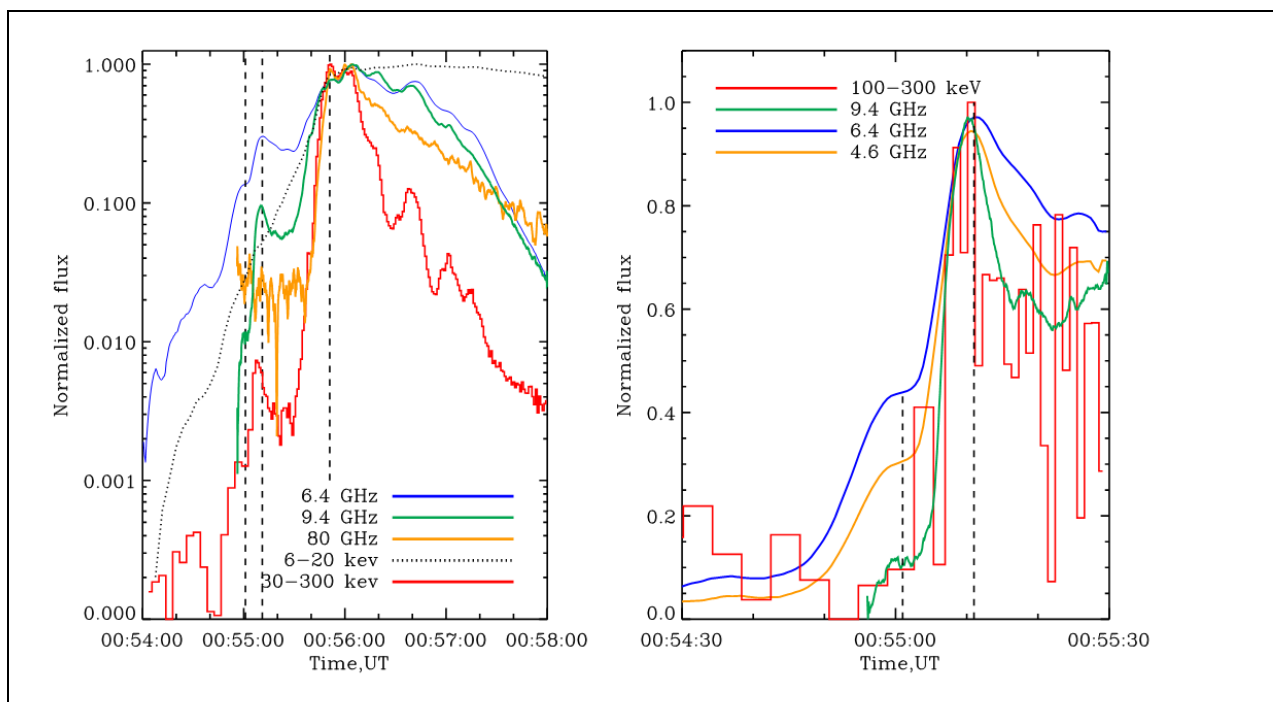


Рис. 8.9. Эволюция микроволнового и жесткого рентгеновского излучения во время солнечной вспышки 12 июня 2010 года. Левая панель показывает изменения потоков излучения во время всей вспышки. На правой панели показана корреляция между потоками на ранней стадии развития вспышки (Kashapova et al. 2012)

Увеличение теплового излучения перед началом импульсной фазы является важной характеристикой ранней фазы развития вспышек. В большинстве случаев наблюдается только рост мягкого рентгеновского потока на начальной фазе. Отсутствие значимого потока микроволнового излучения является аргументом в пользу преобладания теплового механизма генерации излучения. Анализ микроволнового излучения в этих случаях не проводился. Для нескольких событий было обнаружено, что в это же самое время наблюдается и рост микроволнового излучения (Altynsev et al 2012, Kotrc et al 2013). Это является свидетельством того, что в данных событиях присутствовали значительные популяции ускоренных электронов и происходил процесс ускорения частиц. Также выявлено несколько вспышек, у которых во время начальной фазы был зафиксирован значительный поток жесткого рентгеновского излучения, тесно коррелирующего с микроволновым потоком (Рис.

8.9). Данные факты являются аргументом в пользу присутствия ускоренных электронов во время начальной фазы вспышки. Отсутствие жесткого рентгеновского излучения в других событиях может объясняться тем, что в этих случаях концентрация ускоренных электронов была недостаточна для генерации рентгеновского излучения выше уровня чувствительности приборов.

8.3.3 Взаимосвязь между микроволновым и рентгеновским излучением во время импульсной фазы

Согласно классическому сценарию развития солнечных вспышек, в импульсной фазе наблюдается тесная корреляция между жестким рентгеновским и микроволновым излучением, сформированным в тонкой части микроволнового спектра (например, Fletcher et al. 2011). Микроволновый поток обычно опережает жесткий рентгеновский на сотые доли секунды, что объясняется временем пролета электронов. Дальнейшее развитие может происходить по двум сценариям. Во время быстрых, так называемых импульсных вспышек, микроволновый поток спадает с такой же скоростью, как и жесткий рентгеновский. Но в большинстве солнечных вспышек микроволновый поток, генерируемый ускоренными электронами, спадает медленнее как это видно на левой панели Рис. 8.9. Такая форма взаимосвязи между жестким рентгеновским и микроволновым потоками называется «эффектом ловушки» или траппинг-эффектом (trapping effect, Silva, Wang and Gary 2000). Он объясняется тем, что электроны, излучающие в микроволновом диапазоне, аккумулируются в микроволновом источнике и этим обеспечивается их более длительная инжекция.

8.3.4 Фаза спада солнечных вспышек и формирование постэруптивных аркад

Чаще всего внимание исследователей приковано к импульсной фазе солнечной вспышки и ее максимуму. Считается, что самые захватывающие и драматические события происходят именно в это время. Тем не менее, фаза спада не уступает импульсной фазе, как по количеству выделяемой энергии, так и по сложности процессов происходящих в это время (например, Korte et al. 2013). В большинстве случаев, на фазе спада начинается формирование постэруптивной аркады, и, как результат, наблюдается корреляция между микроволновым и мягким рентгеновским излучением (рисунок 8.10, левая панель). Данная корреляция определяется ростом меры эмиссии (как видно на рисунке 8.10, правая панель) и вклада теплового тормозного излучения, как в рентгеновскую, так и в микроволновую область. При этом, пространственно микроволновый и мягкий рентгеновский источники не совпадают (рисунок 8.10, левая панель). Это связано с тем, что температура плазмы, излучающей в микроволновом диапазоне, не достигает вспышечных температур, а больше соответствует плазме, излучающей в вакуумном ультрафиолетовом излучении.

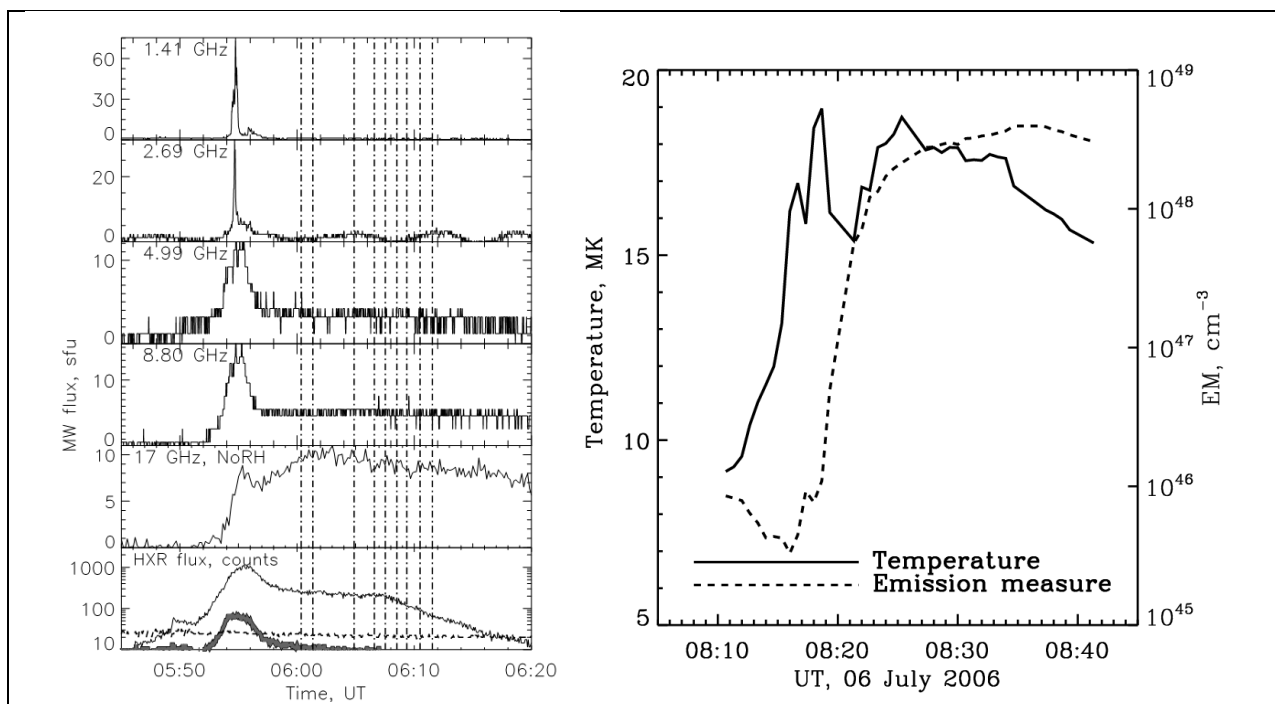


Рис.8.10. Правая панель – сравнение микроволнового и жесткого рентгеновского потока для солнечной вспышки 7 июня 2012 (Kotrc et al. 2013) Нижняя панель показывает временной профиль рентгеновского излучения 6-12 кэВ, 12-25 кэВ и 25-50 кэВ (сплошная, серая и штриховая линии). Левая панель – сравнение временных профилей температуры (сплошная линия) и меры эмиссии (штриховая линия) солнечной вспышки 6 июля 2006 года (Livshits & Kashapova 2012).

Иногда на фазе спада продолжительных солнечных вспышек наблюдаются всплески жесткого рентгеновского излучения (например, Zimovets & Struminsky 2013). В этом случае корреляция между временными профилями жесткого рентгеновского и микроволнового излучения ведет себя также как в случае импульсных вспышек.

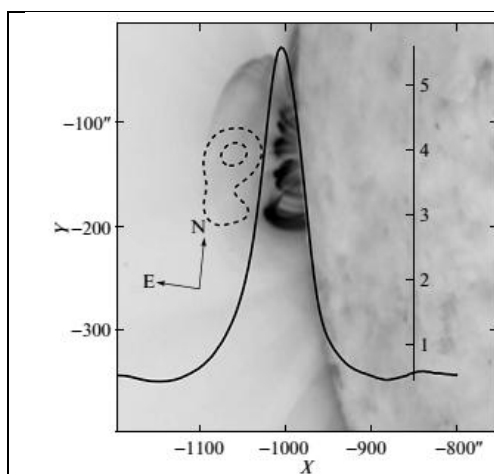


Рис 8.11. Положение рентгеновского источника 6–12 кэВ (RHESSI; изолинии на уровне 90% и 60% от максимума) и скан источника на частоте 10.33 ГГц (РАТАН-600) относительно аркады, наблюдавшейся в 195 °А (SOHO). Все наблюдения выполнены в 08:18 UT. (Лившиц и др, 2011)

9. Диагностика солнечных вспышек по радионаблюдениям с пространственным разрешением

Наиболее ярким проявлением солнечных вспышек является ускорение частиц до релятивистских энергий. Указания на ускорение электронов были получены по данным наблюдений микроволнового излучения до первых наблюдений в жестком рентгеновском излучении. Подобие временных профилей микроволнового и рентгеновского излучений дает основание утверждать, что источником обоих излучений является одна и та же популяция ускоренных электронов (Kundu 1961).

В целом картина эволюции электронной компоненты выглядит следующим образом: электроны с энергиями выше 30 КэВ генерируют гиротронное излучение в корональных вспышечных петлях, а их высыпание в основания греет плотную хромосферную плазму и генерирует тормозное излучение в рентгеновском диапазоне. Величина магнитного поля во вспышечной короне достигает нескольких сотен гаусс, и при энергиях электронов в сотни КэВ спектр гиротронного излучения находится выше 2 – 3 ГГц. Максимум спектра вспышечного всплеска находится в большинстве событий около 10 ГГц, хотя может значительно отклоняться от этого значения в отдельных вспышках (Guidice and Castelli 1975).

Можно ожидать, что в форме микроволновых структур могут проявляться магнитные конфигурации, соответствующие петлям с захваченными нетепловыми электронами и связывающим основания, расположенные в областях с противоположным направлением фотосферного магнитного поля. Общепринято, что энерговыделение вспышек происходит в нижней короне в процессах магнитного пересоединения. Есть основания предполагать, эти процессы являются фрагментированными, состоящими из множества отдельных событий, распределенных по пространству и времени (см., например, Charbonneau et al. 2001).

Электроны, распространяющиеся вверх, в области с открытыми конфигурациями магнитного поля, генерируют всплески III типа с дрейфом к низким частотам. Взрывное выделение энергии или выбросы плазмы могут приводить к формированию ударных волн, откликом на которые являются всплески II типа. Электроны и ионы могут ускоряться в процессах прямо электрическими полями в области пересоединения, ударными волнами, стохастическими полями плазменной турбулентности.

В работах Aschwanden (1998), Aschwanden et al. (1998, 1999) и Lee et al. (2002) были выполнены детальные исследования время-пролетных зависимостей по данным микроволновых и рентгеновских наблюдений. Было показано, что эти зависимости можно интерпретировать исходя из расположения области ускорения над вершиной вспышечной петли, наблюдаемой в мягком рентгеновском излучении.

Распространение электронов в петле может интерпретироваться в рамках модели, сочетающей высыпание электронов с малыми питч-углами в хромосферу с захватом электронов в магнитные вспышечные петли ("direct

precipitation and trap plus precipitation” model; Melrose & Brown 1976). Захваченные в петле электроны, с достаточно большими питч-углами, генерируют гиротронное излучение. Постепенно они рассеиваются на столкновениях или турбулентных полях и попадают в конус высыпания. Потоки энергичных электронов в основания вспыхивающих петель быстро нагревают компактные области хромосферы до температур порядка десяти миллионов градусов, что приводит к так называемому хромосферному испарению, наполняющему вспыхивающие петли плотной горячей плазмой, видимой в мягком рентгеновском излучении.

Исследование природы солнечных вспышек важно для астрофизики, поскольку позволяет детально исследовать процессы накопления магнитной энергии, ее конверсии в ускорение частиц, плазменную турбулентность, процессы переноса энергии и частиц.

9.1. Преднагрев. Начальная стадия вспышки.

Исследование начальных стадий вспышек, перед импульсной фазой, важно для понимания процессов их инициации. Их изучение стало возможным с появлением современных телескопов, чувствительность которых позволяет выявить корональные источники во время начальной стадии вспыхивающего энерговыделения.

В общепринятой модели вспышки только небольшая часть энергии потока электронов, высыпавшихся в хромосферу, теряется на излучение. Большая часть энергии уходит на нагрев окружающей плазмы, приводя к нарушению баланса давлений. Взрывным образом нагретая плазма распространяется вверх, что называют хромосферным испарением, и начинает светиться в мягком рентгеновском диапазоне (Antonucci, Gabriel & Dennis 1984; Fisher, Canfield & McClymont 1985). Таким образом, в этой модели должна быть прямая связь излучения в жестком рентгеновском диапазоне, обусловленного потоком энергии ускоренных электронов, с мягким рентгеновским излучением, энергия которого равна интегралу выделенной к этому моменту энергии нетепловых электронов (эффект Ньюперта).

Однако, во многих вспышках эта модель не работает, и в ряде публикаций предлагаются другие механизмы переноса энергии из короны в нижние слои солнечной атмосферы. Например, в работах (Simnett 1986; Plunkett & Simnett 1994) было предположено, что первоначально ускоряются не электроны, а протоны. Другой альтернативой электронным потокам является теплопроводность (например, Doschek et al. 1989). Более того, опубликованы работы, в которых сама реальность процесса хромосферного испарения ставится под сомнение (Feldman, 1990; Antonucci et al. 1999; Harra et al. 2001).

Регистрация перед импульсной стадией теплового излучения может быть указанием на существование преднагрева области энерговыделения перед стадией импульсного ускорения электронов, или может быть связана с

недостаточной чувствительностью измерений жесткого рентгеновского излучения.

В работах (Machado et al. 1986; Farnik & Savy 1998; Krucker et al. 2008) указывалось, что значительное мягкое рентгеновское излучение наблюдалось, в среднем, за две-три минуты перед началом импульса жесткого рентгеновского излучения. Это факт согласуется с представлениями о тепловом характере первой фазы вспышки (e.g., Švestka 1976). Этот предварительный нагрев может быть откликом на перестройку магнитных полей перед вспышкой, формирование токовых слоев. Более, того этот процесс меняет условия в области энерговыделения солнечной вспышки и влияет на последующую импульсную фазу (Emslie, Li & Mariska 1992). Нужно отделять эти уярения мягкого рентгеновского излучения непосредственно перед вспышкой от импульсов – предвестников (Tappin 1991; Кобрин и др. 1985). Механизмы переноса на стадии преднагрева на основе данных RHESSI обсуждались Krucker et al. (2008).

На стадии преднагрева фундаментальный интерес представляет изучение особенностей процесса первичного энерговыделения, в частности, относительной роли нагрева и ускорения частиц (Petrosian & Liu 2004; Liu & Fletcher 2009). Lin et al. (2003) показали, что спектр рентгеновского излучения на этой фазе почти непрерывно продолжается до энергий менее 10 КэВ, а излучение в линии Fe на 6.7 КэВ указывает на тепловую природу фонового всплеска с температурой, характерной для вспышечной плазмы (около 8 МК). В то время как тепловая компонента изменяется постепенно, излучение на более высоких энергиях флуктуирует с характерным временем 10 - 30 сек. Разница во временном поведении указывает на присутствие двух разных компонент электронов.

Микроволновые наблюдения на радиогелиографе Нобейма показали, что ускорение электронов до высоких энергий возможно в этой стадии (Asai et al. 2006). Результаты первых наблюдений коронального источника на 5.7 ГГц перед импульсной стадией были описаны в работе (Altyntsev et al. 1999). В начальной стадии мощной лимбовой вспышки рентгеновского класса X9 появлялся микроволновый источник на высоте не менее 10 т. км.

Новый импульс к исследованию корональных микроволновых источников появился с наблюдениями жесткого рентгеновского излучения на RHESSI. При исследовании ряда вспышек с помощью данных RHESSI в работе Battaglia et al. (2009) был сделан вывод, что корональные источники на начальной стадии имеют чисто тепловую природу. Постепенное возрастание их меры эмиссии, указывающее на процесс хромосферного испарения, вызвано, в отсутствие нетепловых частиц, переносом энергии из короны в хромосферу теплопроводностью.

Исследование этих событий в микроволновом излучении показало тем не менее (Altyntsev et al. 2012), что ускоренные электроны появляются одновременно с тепловым рентгеновским излучением (Рис.9.1). Изображения микроволновых источников на 5.7 ГГц показаны на Рис. 9.2 перед вспышками и в ранней стадиях. Стационарные источники, предположительно

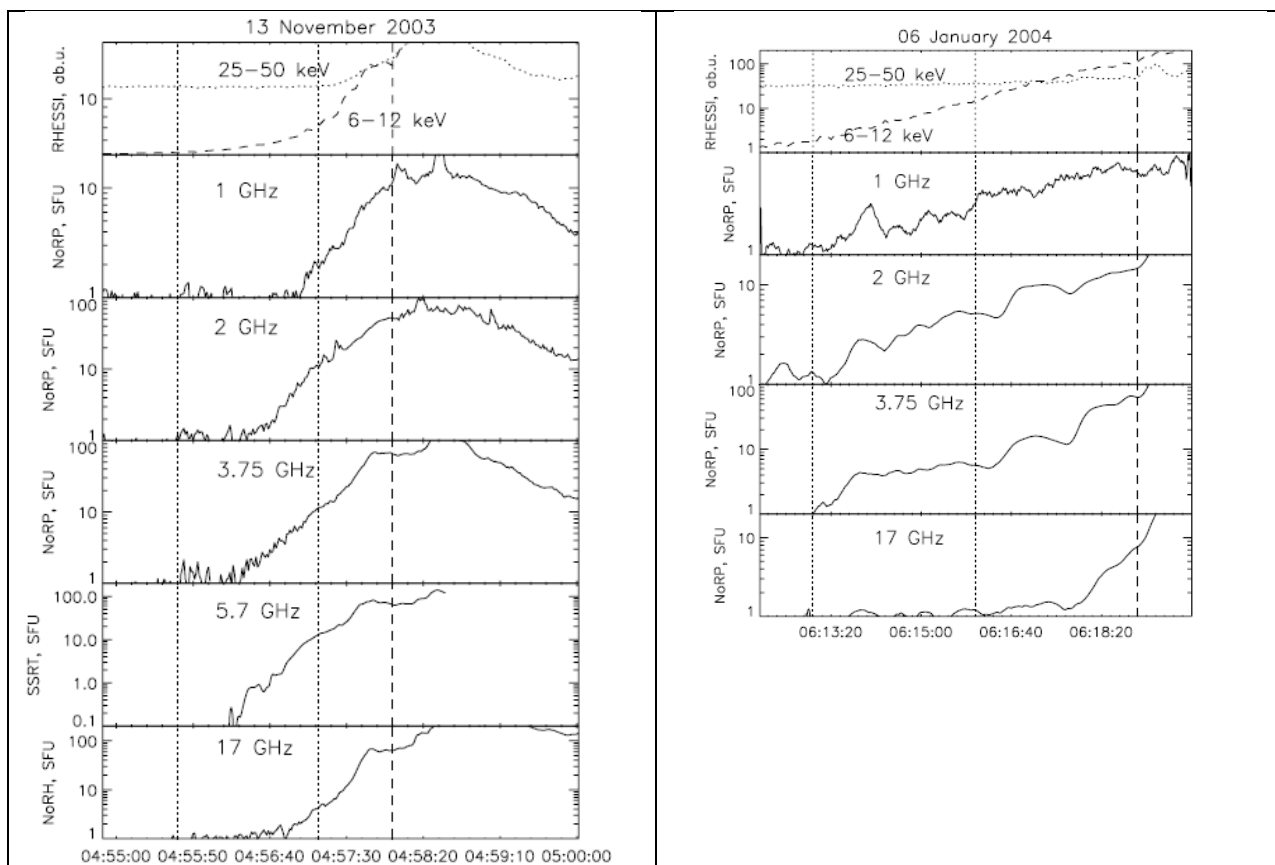


Рис.9.1. Вверху: сигналы RHESSI в каналах 6 – 12 и 25 – 50 КэВ во время начальной стадии солнечных вспышек. Ниже: профили микроволнового потока, записанные на телескопах NoRP, NoRH и SSRT. Пунктирными вертикальными линиями показан интервал начальной стадии вспышки, штриховая линия показывает момент появления рентгеновских источников в основаниях вспышечных петель.

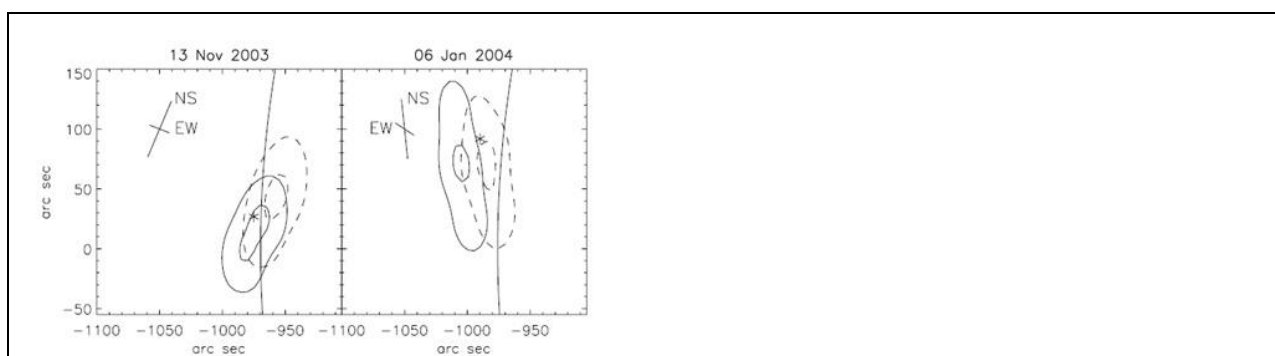


Рис. 9.2. Контуры микроволновых источников перед вспышками (штрихи) и перед импульсными стадиями (сплошные): 9×10^5 К и 1.6×10^6 К для вспышки 13 ноября, и 3.4×10^5 К и 6.2×10^5 К для 6 января. Полуширины диаграммы SSRT показаны крестами в левых верхних углах. Звездочками показаны центры яркости рентгеновских источников.

гирорезонансные, находились не далеко от лимбов. Вспышечные источники появлялись в ранней стадии над лимбом на расстоянии больше полуширины диаграммы направленности SSRT. Положения центров яркости соответствующих рентгеновских корональных источников отмечены звездочками. Ви-

димые размеры микроволновых источников были больше рентгеновских, что может объясняться как разницей в пространственном разрешении наблюдений, так и различием в параметрах плазмы, контролирующих излучение. Так, для генерации тормозного рентгеновского излучения необходима повышенная концентрация фоновой плазмы, а интенсивность микроволнового гирорезонансного/гиросинхротронного излучения определяется, прежде всего, величиной магнитного поля.

Микроволновые спектры перед импульсной фазой показаны на Рис. 9.3. Максимумы спектров находятся на частотах ниже частоты приема ССРТ. В обоих случаях видна нетепловая высокочастотная часть спектров, для генерации которой необходимо присутствие электронов с энергиями в сотни КэВ. Причем, релятивистские электроны наблюдаются в корональных источниках до появления источников в основаниях петли.

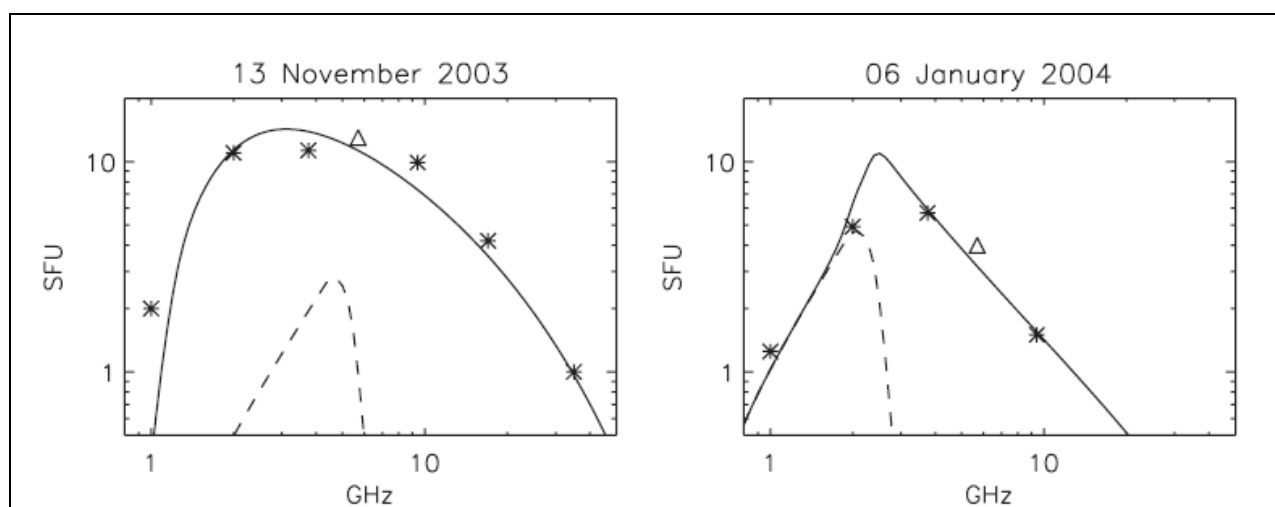


Рис.9.3. Микроволновые спектры корональных источников перед импульсной фазой и результаты подгонки спектров с помощью гирорезонансного и гиросинхротронного механизмов излучения. Вклад гирорезонансного излучения показан штриховой линией. Использованы данные NoRP (звезды) и ССРТ (треугольники).

Поскольку рентгеновские наблюдения указывают на высокие температуры плазмы в корональных источниках, для интерпретации наблюдаемых спектров естественно использовать модель источника, в которой наряду с ускоренными электронами существенный вклад в излучение на низких частотах может давать горячая плазма (Benka & Holman 1992). Для расчетов спектра входные параметры: площадь источника, угол между вектором магнитного поля и лучом зрения, плотность и температура плазмы, получены при анализе рентгеновских наблюдений. Входные параметры отмечены в Таблице 9.1 курсивом.

Расчеты спектров проводились с помощью быстрых гибридных кодов, разработанных Fleishman and Kuznetsov (2010). Параметры распределений нетепловых электронов N_{nth} , индекса жесткости δ , величины магнитного поля B , при которых достигается наилучшее согласие расчетного спектра с наблюдаемым, приведены в Таблице 9.1.

Таблица 9.1. Параметры вспышек.

Параметры	13.11.03	6.01.04	23.07.02			20.01.05	15.02.11
Время	04:57:12	06:16	00:21	00:22	00:23:45	06:30	01:47:55
$A, 10^{18} \text{см}^2$	<u>0.63</u>	<u>2.6</u>	1.6	4.0(0.64)	4.0(0.95)	5.6(3.9)	<u>2.1</u>
$T, \text{МК}$	<u>25</u>	<u>35</u>	<u>32</u>	<u>32</u>	<u>32</u>	18(<u>13</u>)	<u>14</u> (34)
$N_{th}, 10^{10} \text{см}^{-3}$	<u>0.6</u>	<u>0.2</u>	1.5	1.0(<u>1.7</u>)	0.2(<u>1.7</u>)	0.5(<u>1.0</u>)	<u>2.0</u> (0.3)
$E_{cr}, \text{КэВ}$	15	27	27.6	29.2	26.9	4.0	12.1(15.1)
$B, \text{Гс}$	70	120	200	200	200	250	500
$N_{nth}, 10^6 \text{см}^{-3}$	6.5	0.33	1.7	0.9	0.3	22	1.2(0.6)
Δ	2.5	2.9	3.0	2.5	2.5	4.0	3.0
$W_{nth}/W_{th}, \%$	2	0.03	0.08	0.06	0.01	0.01	0.008 (0.003)

Результаты подгонки показаны сплошными кривыми на Рис. 9.3, в то время как штриховые линии показывают спектры чисто тепловой части электронного распределения. Примечательно, что характер спектров для двух событий разный. В событии 13 ноября вклад излучения тепловой плазмы пренебрежимо мал, даже если мы предположим магнитное поле 300 Гс. Это поле слишком большое для подгонки высокочастотной нетепловой части спектра.

В Таблице 9.1 приведены параметры еще нескольких событий, изученных в работе Altynsev et al. (2012). Во всех случаях отношение энергосодержаний нетепловой и тепловой компонент W_{nth}/W_{th} не превышает нескольких процентов. Также мало отношение теплового давления к магнитному давлению β . Энергосодержание нетепловой электронной популяции остается малым в течение этой стадии вспышки, то есть основным каналом энерговыделения является нагрев плазмы. В целом, процесс энерговыделения подобен нагреву плазмы, помещенной в электрическом поле меньше драйсеровского. При этом основная энергия уходит в джоулев (омический) нагрев плазмы, в то время как количество убегающих в режим ускорения электронов мало. С ростом электрического поля все большая доля электронов плазмы переходит в режим убегания и начинается импульсная стадия ускорения частиц.

Драйсеровским называют электрическое поле, при котором основная масса электронов не успевает потерять набираемую в поле энергию на длине свободного пробега, и, следовательно, переходит в моду непрерывного ускорения:

$$E_{Dr} [V/cm] \approx 10^{-11} \ln(4\pi N[cm^{-3}]T[K])$$

Оценим величину электрического поля, которое может привести к наблюдаемым в начальной стадии нетепловым электронам. При $N_{th} = 10^{10} \text{см}^{-3}$ и $T = 30 \text{ МК}$ получаем $E_{Dr} = 3 \times \frac{10^{-5} V}{cm}$. Отношение плотностей нетепловых и теп-

ловых электронов около 10^{-4} (Таблица 9.1). Чтобы получить такую концентрацию убегающих электронов из максвелловского распределения электроны

со скоростью $v > v_{cr}$ (где $\exp\left(-v_{cr}^2/v_{th}^2\right) = 10^{-4}$) должны уходить в ре-

жим убегания. Поскольку $v_{cr}^2 \sim (E_{Dr}/E)v_{th}^2$ получаем оценку $E \sim 1.5 \times 10^{-6} \text{ V/cm}$. При типичном размере источника 10^9 см электроны могут ускориться в источнике только до энергий около 1 КэВ. Следовательно, в корональном источнике должен работать другой механизм, который способен ускорять убегающие электроны до релятивистских энергий.

9.2. Импульсная стадия вспышек

9.2.1. Наблюдения областей вспышечного энерговыделения

В «стандартной» CSHKP модели (см., например, Shibata & Tanuma 2001; Mandrini 2010; Magara et al. 1996) вспышка рассматривается как крупномасштабный эруптивный процесс. В этой модели вспышка инициируется эрупцией магнитной структуры типа жгута, наблюдаемого на диске как волокно. Эрупция вызывается нарушением равновесия жгута из-за, например, изгибной неустойчивости (Kliem & Torok 2006; Torok & Kliem 2005; Kliem et al. 2010). Подъем волокна с переходом в выброс корональной массы приводит к вытягиванию силовых линий, укорененных в хромосфере, под волокном и формированию протяженного токового слоя.

Энерговыделение при пересоединении в протяженном токовом слое приводит к различным наблюдаемым явлениям. Горячие петли появляются в мягком рентгеновском и ультрафиолетовом излучениях, опирающиеся на хромосферные ленты. В вершине и основаниях петель наблюдаются источники жесткого рентгеновского излучения. Появление ускоренных электронов генерирует радиоизлучение различных типов. Помимо «стандартной» модели разработан ряд магнитных конфигураций, в которых может быть реализовано накопление непотенциальной магнитной энергии и вспышечное энерговыделение (см., например, Aschwanden 2005).

Однако, интерпретация вспышек в рамках крупномасштабных моделей, таких как CSHKP, сталкивается с трудностями. В частности, теоретические оценки скорости пересоединения для широкого токового слоя слишком малы, чтобы обеспечить наблюдаемые мощности вспышек (Altynsev et al. 1977). Выход заключается в предположении, что энерговыделение вспышек является фрагментированным процессом с множеством тонких пересоединяющихся токовых слоев. В работе Shibata & Tanuma (2001) была предложена концепция каскадного пересоединения в котором крупномасштабный токовый слой разбивается на множество магнитных островов (скрученных магнитных трубок), при взаимодействии которых между ними формируются мелкомасштабные токовые слои.

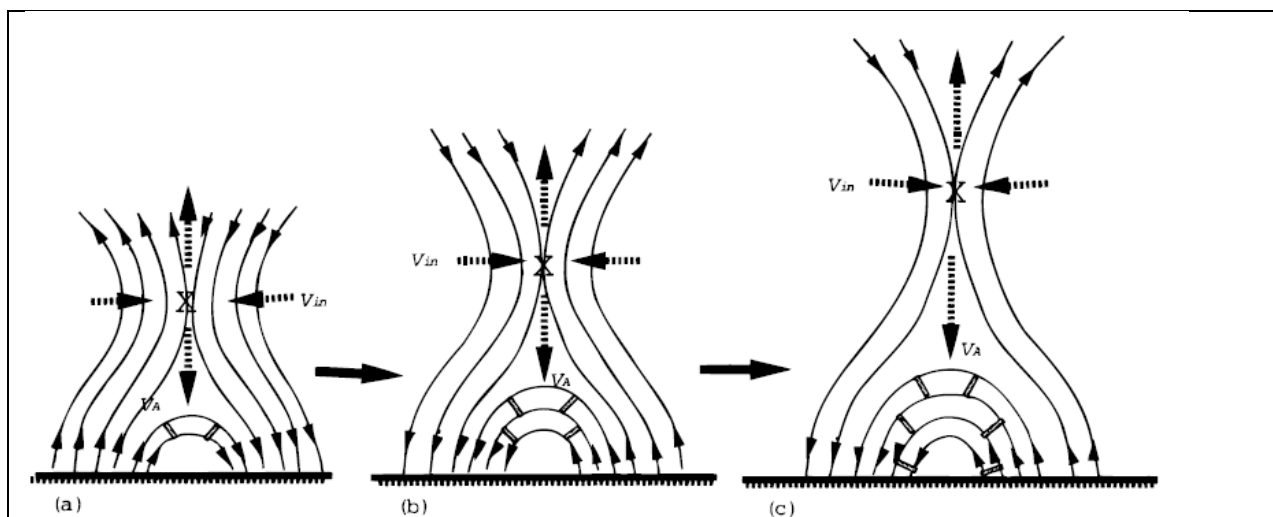


Рис. 9.4. Схема процесса пересоединения в стандартной модели вспышек CSHKP. Пересоединение приводит к сближению открытых магнитных силовых линий с последовательным формированием нижележащих петель в результате пересоединения. Постепенно высоты X-точки (линии) и замкнутых петель растут в высоту. (Hori et al. 1997)

Из наблюдений тонкой структуры в жестком рентгеновском и радиоизлучениях следует, что дискретные акты ускорения происходят на временных масштабах миллисекундной длительности, то есть на малых масштабах (Benz 1986; Karlicky et al. 1996). Однако, одна малая область ускорения частиц вблизи X-точки не может ускорить частицы в количествах, оцениваемых по рентгеновским и микроволновым наблюдениям (Fletcher 2005; Krucker et al. 2008). Таким образом, мест ускорения должно быть множество. Поэтому наблюдения тонкой структуры радиоизлучения рассматривают как указание на фрагментированное энергосвечение в солнечных вспышках.

Указанные выше трудности стимулировали разработку альтернативных концепций солнечных вспышек. Исследуются модели, в которых предполагается, что крупномасштабные токовые структуры состоят из множества тонких токовых «прядей» (Aschwanden 2002; Vlahos 2007; Lazarian et al. 2012). В этом случае дискретные акты пересоединения происходят между магнитными полями отдельных токовых «нитей». Хаотические сближения «нитей» с последующим пересоединением вызываются движениями плазмы в основаниях. Таким образом, динамика крупномасштабного процесса солнечной вспышки контролируется мелкомасштабными хаотическими взаимодействиями.

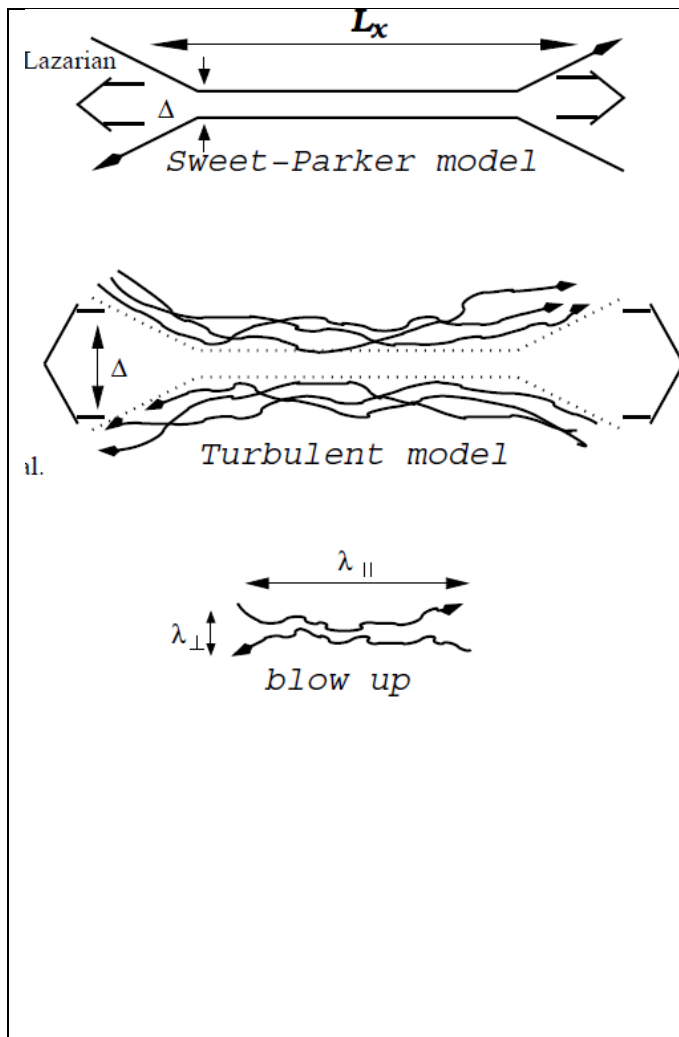


Рис.9.5. Вверху: Модель пересоединения Свита-Паркера. Скорость пересоединения определяется скоростью эвакуации плазмы и тепла из токового слоя. Выходящий поток ограничен толщиной слоя Δ , которая определяется омической проводимостью плазмы. Ширина слоя $L \gg \Delta$.

В середине: Пересоединение в слое с турбулентностью. В этом случае процессы диффузии и эвакуации зависят от турбулентных коэффициентов.

Внизу: Индивидуальная мелкомасштабная область пересоединения. Глобальная скорость пересоединения определяется комплексом локальных пересоединений и на порядки выше случая с крупномасштабным токовым слоем. (Lazarian et al. 2011)

Непосредственное определение мест первичного энерговыделения на изображениях в рентгеновском и радиодиапазоне сталкивается со значительными трудностями. Интенсивность жесткого рентгеновского излучения пропорциональна плотности плазмы и, как правило, слишком мала в области энерговыделения. Радиоизлучение ускоренных электронов может наблюдаться как из мест ускорения, так и областей распространения и захвата в магнитных петлях ускоренных частиц. Поэтому условия, позволяющие найти на изображениях область первичного энерговыделения, реализуются только в редких вспышках, в которых малы эффекты нагрева вспышечной плазмы и хромосферного испарения (Fleishman et al. 2011).

Всплески III типа. Важные результаты по локализации мест первичного ускорения частиц получены в исследованиях кратковременных импульсов излучения в рентгеновском и микроволновом диапазонах. Импульсы генерируются нетепловыми электронами и их источники близки к местам первичного энерговыделения. Хотя, как правило, нет однозначного соответствия между всплесками с обратным частотным дрейфом и импульсами жесткого рентгеновского излучения, но в среднем, кластерам всплесков III типа отвечают рост интенсивности рентгеновского излучения.

Ашванден и Бенц развили метод определения мест ускорения, основанный на исследовании время-пролетных соотношений пучков ускоренных электронов, распространяющихся от места ускорения и генерирующих всплески III типа (Bastian et al. 1998; Aschwanden et al. 1995b; Aschwanden et al. 1993). В метровом диапазоне наблюдаются всплески с дрейфом к низким частотам, что соответствует движению излучающих электронов в области с уменьшающейся плотностью, то есть от поверхности Солнца. На высоких частотах (более 3 ГГц) направление дрейфа преимущественно противоположно. В промежуточной области частот наблюдаются всплески III типа с частотными дрейфами, как в сторону меньших частот, так и в сторону высоких частот. Этот факт можно интерпретировать как распространение потоков излучающих электронов в обоих радиальных направлениях, как вверх, по направлению уменьшения плотности плазмы, так и вниз, к слоям с плотной плазмой. Следовательно, можно предполагать, что области генерации излучения с промежуточными частотами соответствует область первичного энергоснабжения и, как следствие, оценить концентрацию плазмы в этой области.

Локализация мест генерации источников всплесков III типа во вспыхивающих структурах по наблюдениям стала возможной на частоте около 5.7 ГГц (Altyntsev et al. 1994a; 1994b) после создания на ССРТ системы многоканальной регистрации одномерных распределений радиояркостности с временным разрешением 14 мс. Причем, в определенные интервалы местного времени особенности конструкции ССРТ позволяют наблюдать вспыхивающую область одновременно на двух частотах с разницей $\Delta f \approx 80 \text{ МГц}$. В этих случаях данные ССРТ впервые позволили измерить соответствующие смещения источников дрейфующих всплесков, и, следовательно, измерить независимо скорость движения источника излучения и градиент концентрации плазмы вдоль его пути (Altyntsev et al. 1996b).

Характеристики дрейфующих всплесков в микроволновом диапазоне значительно отличаются от всплесков III типа на меньших частотах. Во-первых, субсекундные всплески наблюдаются в значительно реже, что может объясняться поглощением излучения в окружающей источник плазме. На частотах выше 3 ГГц излучение на фундаментальной частоте практически полностью поглощается в плазме. Для излучения на удвоенной частоте, связанного со слиянием плазменных волн, поглощение в окружающей плазме в десятки раз слабее. Однако и в этом случае регистрация излучения возможна только в случаях, когда плотность плазмы, окружающей источник, быстро падает с расстоянием. При градиенте концентрации плазмы H , температуре плазмы T , уровень сигнала падает как $\exp(-\tau)$, где

$$\tau = 0.12 \left(\frac{f}{1 \text{ ГГц}} \right)^2 \left(\frac{T}{1 \text{ МК}} \right)^{-3/2} \left(\frac{H}{1 \text{ Мм}} \right)$$

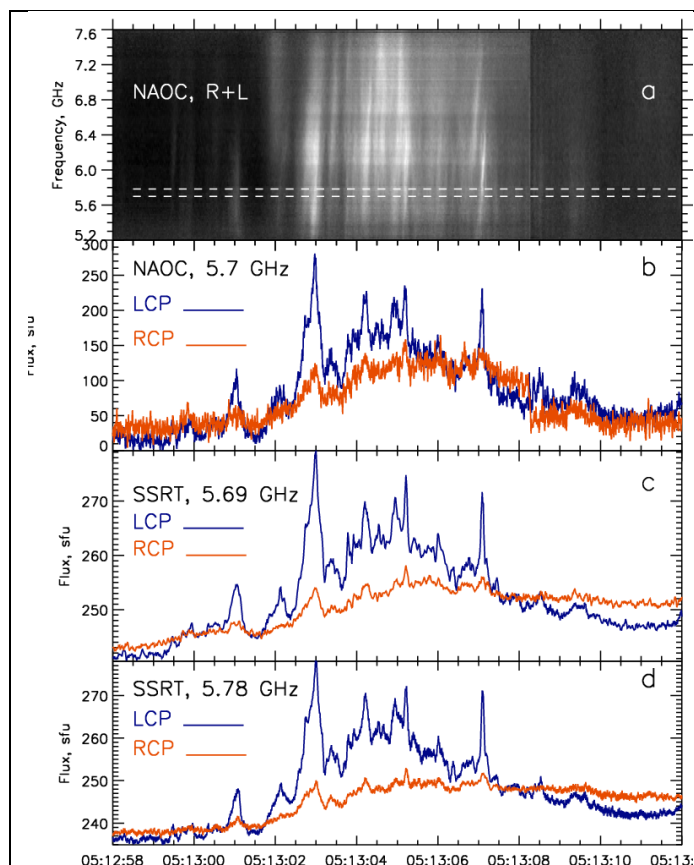


Рис.9.6. Вспышка 30 марта 2001 г. Быстро дрейфующие всплески – отклик на распространение пучков нетепловых электронов. а) динамический спектр, зарегистрированный китайским спектрополяриметром NAOC; б) временные профили на разных круговых поляризациях, полученные из динамических спектров на частотах ССРТ, показанных горизонтальными линиями на панели а) с) и d) профили ССРТ на двух частотах, отвечающих горизонтальным линиям на панели а).

Чтобы τ не превышало единицу, масштаб спада концентрации N должен быть менее тысячи км. Согласно рентгеновским и ультрафиолетовым наблюдениям этот размер близок к поперечному сечению вспыхивающих петель. У большинства импульсов когерентного излучения, зарегистрированных на ССРТ, источники расположены вблизи вершин петель, то есть в условиях, благоприятных для выхода излучения (Meshalkina *et al.*, 2004a). Независимые оценки плотности плазмы в местах генерации всплесков по рентгеновским данным ($\sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$) подтверждают вывод о преимущественной генерации всплесков на частоте 5.7 ГГц на гармонике ленгмюровской частоты.

На высоких частотах преимущественно наблюдаются дрейфы к высоким частотам. Пример динамического спектра кластера всплесков с частотным дрейфом к высоким частотам показан на Рис.9.6. Всего во время вспышки 30 марта 2001 г. наблюдалось 67 импульсов в течение минуты. Такой характер динамического спектра естественно связать с фрагментированным вспыхивающим энерговыделением во множестве локальных процессов магнитного пересоединения. В этом событии ССРТ наблюдал область

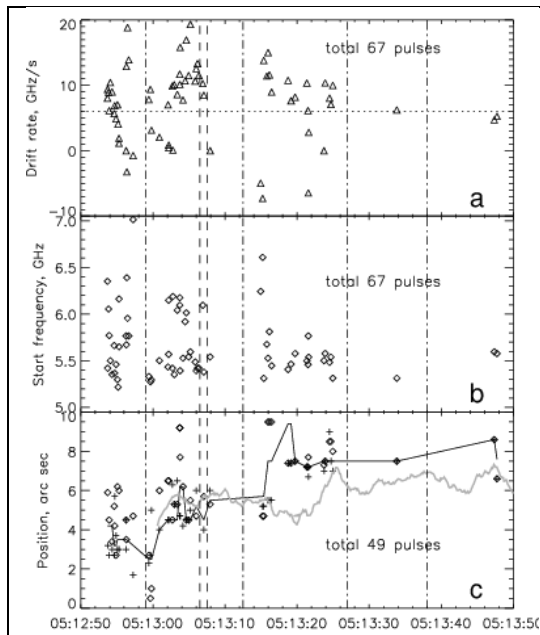


Рис.9.7. Параметры субсекундных импульсов:

- а) Скорости дрейфа, горизонтальная линия отмечает среднее значение 6 ГГц/с;
- б) Стартовые частоты всплесков;
- с) Смещения источников относительно фонового всплеска на частотах 5.78 ГГц (ромбики) и 5.69 ГГц (крестики). Сплошная линия показывает смещения фонового всплеска..

вспышки на двух частотах, показанных горизонтальными линиями, одновременно. Близость временных профилей, записанных на ССРТ и китайском спектрополяриметре, подтверждает корректность наблюдений на обоих инструментах. Скорости частотного дрейфа этих всплесков показаны на верхней панели Рис. 9.7. Видно, что большинство скоростей частотного дрейфа больше нуля, т.е., дрейфы направлены к высоким частотам.

Преимущественно положительные направления дрейфа можно объяснить положением мест ускорения вблизи вершины петли, от которой потоки ускоренных электронов двигаются вниз по градиенту концентрации плазмы к основаниям петли. Однако, эта простая интерпретация дрейфов не всегда справедлива, как было показано при исследовании всплесков U-типа (Altyntsev et al. 2003a). Наблюдения ССРТ показали, что дрейф всплеска по частоте не всегда происходит из-за движения излучающих электронов вдоль градиента концентрации плазмы. Частотный дрейф может появляться во всплесках, излучаемых электронами, захваченными в компактной неподвижной области, если плотность плазмы в этой области быстро меняется во времени из-за каких-либо магнитогидродинамических процессов. В частности, захват ускоренных электронов и быстрые вариации концентрации в области захвата могут происходить в областях магнитного пересоединения и формирования плазмоедов.

Оба эффекта можно учесть, если описывать скорость дрейфа полной производной частоты по времени (Altyntsev et al. 2007; Meshalkina et al. 2012):

$$\frac{df}{dt} = \frac{A}{2\sqrt{N}} \frac{dN}{dt} = \frac{A}{2\sqrt{N}} \left(\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial N}{\partial l} \frac{dl}{dt} \right) = \frac{A}{2\sqrt{N}} \left(\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial N}{\partial l} v \right) \approx 2\Delta f \left(\frac{1}{\tau_N} - \frac{v}{\Delta l} \right)$$

где коэффициент $A = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{4\pi e^2}{m}}$, производная $\frac{\partial N}{\partial t}$ описывает изменение плотности плазмы в области ускорения во времени с характерным временем τ_N , $\frac{\partial N}{\partial l}$ - определяет градиент плотности вдоль пути Δl излучающих электронов, v - скорость движения источника излучения.



Величины Δf , v и Δl известны из данных наблюдений на ССРТ, а величину τ_N естественно оценить, приравняв первый член в производной среднему значению скоростей дрейфа всех импульсов. В рассматриваемом событии средняя скорость 6 ГГц/с. Отметим симметрию распределения частотных дрейфов относительно среднего значения. Результаты измерений скоростей движения источников показаны на Рис. 9.8. Видно, что в основном, скорости существенно меньше трети скорости света, обычно принимаемой в качестве характерной скорости электронов, возбуждающих всплески III типа. Следует отметить, что если не учитывать вклад в частотный дрейф первого члена в выражении для производной, в нескольких случаях оценки скорости превышают скорость света. Для случаев с наибольшими смещениями градиент концентрации отвечает масштабу изменения концентрации 10 т.км. Изображения вспышечной области на частоте 5.7 ГГц показали, что хотя источники немного смещались вдоль вспышечной петли в процессе вспышки, однако места энерговыделения, в которых находились источники дрейфующих всплесков, представляли по совокупности компактную область по сравнению с длиной петли.

Для половины всплесков абсолютные значения скорости вдоль вспышечной петли не превышают 3×10^9 см/с. Эта скорость слишком мала, чтобы рассматривать ее как скорость излучающих электронов. При плотности

плазмы 10^{11}см^{-3} , соответствующей частоте приема ССРТ, длительность импульсов 0.3 с или время их релаксации может достигаться, если скорость излучающих электронов не менее 10^{10}см/с . У электронов с меньшими скоростями время релаксации на кулоновских столкновениях $\tau = 3.1 \times 10^{-20} \left(v^3 / N \right)$ мало. Всплески с тонкой структурой микроволнового излучения излучаются, как следует из рентгеновских наблюдений, электронами с энергией в десятки килоэлектронвольт. Малую скорость движения области излучения вдоль петли и сравнительно большое время существования импульса можно объяснить, если предположить, что у излучающих электронов большой питч-угол, т.е. основная компонента скорости электронов направлена поперек магнитного поля. При этом естественно объясняется малая скорость движения этих электронов вдоль петли.

Скорость дрейфа 6 ГГц/с соответствует скорости изменения концентрации в источнике излучения:

$$\partial N / \partial t = 1.25 \times 10^{11} \text{см}^{-3} / \text{с}$$

Оценки показывают, что такой прирост плотности может происходить при формировании мелкомасштабных токовых слоев $L \gg \Delta$. Наблюдаемые характеристики могут реализовываться в корональной плазме при толщине токового слоя Δ около 20 м, и скорости пересоединения $3.6 \times 10^{-5} V_A$, где V_A - альфеновская скорость.

Зебра-структуры. Если наблюдения всплесков III типа позволяют определить концентрацию плазмы в областях первичного энерговыделения, то зебра-всплески обсуждаются как источник информации о величине магнитного поля. Зебра-структура представляет собой одну из самых интересных тонких структур в спектре солнечного радиоизлучения. Она видна на динамических спектрах в виде нескольких или даже многочисленных параллельно дрейфующих полос повышенного и пониженного излучения. Зебра-структуры наблюдаются более 40 лет многими солнечными радиоспектрографами в метровом, дециметровом и (недавно) в сантиметровом диапазоне излучения (см., обзор Chernov 2006, и ссылки в обзоре). Наклон полос может меняться со временем (Рис. 9.9).

Тонкая структура частотного спектра вместе с наблюдаемой высокой яркостной температурой излучения указывают на то, что механизм излучения является когерентным. Сравнительно большая продолжительность всплесков с зебра-структурой по сравнению с всплесками III типа означает, что излучение генерируется электронами, захваченными во вспышечных петлях, т.е. электронами с большими питч-углами. В некоторых случаях в ярких полосах зебра-структур наблюдаются сверхтонкие структуры, которые могут быть связаны с импульсным характером инжекции излучающих элек-

тронов (Chernov et al. 2006; Kuznetsov & Tsap 2007; Chen & Yan 2007; Kuznetsov 2008).

Зебра-структуры наблюдаются на частотах выше частоты отсечки, которая выше ленгмюровской частоты в источнике. В редкой плазме верхней короны, на высотах выше нескольких десятков тысяч км, генерируются структуры в метровом и дециметровом диапазоне. Для них характерны дрейфы к низким частотам и большое количество полос. Источники когерентного плазменного излучения на частотах выше 3 ГГц должны находиться в плотных петлях нижней короны. Зебра-структуры наблюдаются в этом диапазоне крайне редко. Среди двух сотен событий с субсекундными импульсами, записанных на Сибирском солнечном радиотелескопе и приведенных в каталоге (<http://badary.iszf.irk.ru/finestructure>) удалось найти только 6 вспышек, в динамических спектрах которых наблюдались зебра-структуры.

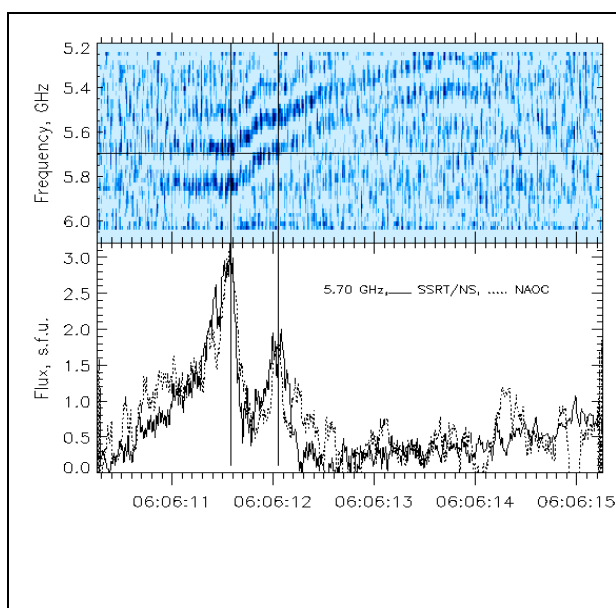


Рис.9.9. Вверху: Зебра-структура на динамическом спектре вспыхивающего микроволнового всплеска (5.2 – 6.3 ГГц, НАОК). Внизу: Временные профили на частоте ССРТ.

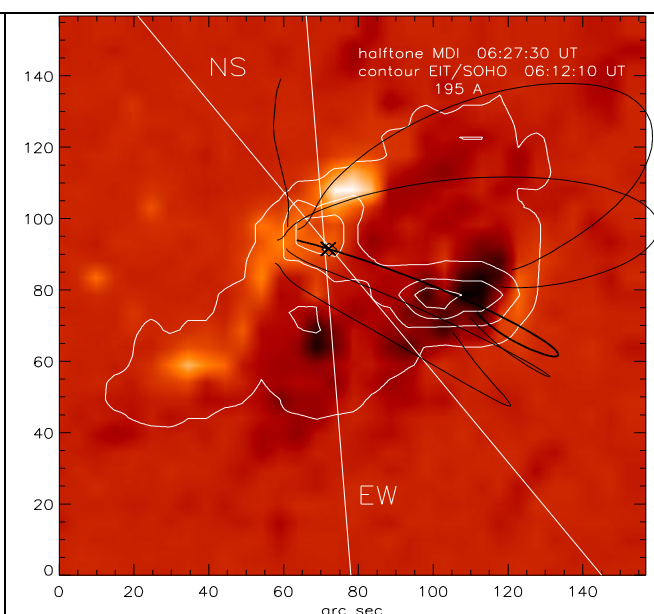


Рис.9.10. Положение зебра-источника относительно структуры магнитного поля (фон). Голубая звезда показывает положение зебра-источника

До настоящего времени нет единой общепринятой теории генерации зебра-структур. Получить представление о различных моделях можно из обзоров Чернова Г.П. (2006) и Злотник Е.Я. (2009). Большая часть работ, предлагающих интерпретацию зебра-структуры, основана на использовании плазменного механизма генерации радиоизлучения, который состоит в возбуждении плазменных (электростатических) волн с последующей трансформацией их в электромагнитное излучение.

Модель с возбуждением волн Бернштейна предполагает, что все полосы генерируются в одном и том же источнике, настолько компактном, что плотность плазмы и магнитного поля практически однородны по источнику. В этих моделях предполагается, что зебра-полосы генерируются одновре-

менно на нескольких гармониках электронной циклотронной частоты благодаря нелинейному слиянию волн Бернштейна друг с другом или с верхнегибридными волнами (Zheleznyakov & Zlotnik 1975a,b; Zaitsev & Stepanov 1983). В этой модели разница частот между разными полосами должна быть одинаковой, что редко наблюдается.

Среди моделей с пространственно распределенными источниками полос наиболее осуждаемыми являются модели со вспыхивающими петлями, заполненными электронами с неравновесным энергетическим и/или угловым распределением. Различные зебра-полосы излучаются из разных мест петли, в которых реализуются некие резонансные условия. Наиболее разработанной и верифицированной в наблюдениях является модель с двойным плазменным резонансом, предложенная Железняковым В.В. и Злотник Е.Я. (Zheleznyakov & Zlotnik 1975a,b). В последнее время опубликован ряд теоретических исследований этой модели в связи с недавними результатами наблюдений зебра-структур (см., например, Winglee & Dulk 1986; Kuznetsov & Tsap 2007). В этой модели верхне-гибридные волны эффективно генерируются в местах петли, в которых реализуются условия:

$$f_{uh} = (f_L^2 + f_B^2)^{1/2} = s f_B,$$

где s номер гармоники, соответствующий полосе зебра-структуры. Распределение резонансных уровней по петле определяется градиентами концентрации и магнитного поля в области генерации.

Чернов Г.П. (Чернов 1976, Chernov 1990) разрабатывает альтернативную модель, в которой зебра-полосы появляются в местах конверсии ленгмюровских волн в поперечные волны при их слиянии с вистлерами. Дискретность задается периодическим возбуждением вистлеровских волновых пакетов, распространяющихся вдоль излучающей петли. Каждая зебра-полоса соответствует распространяющемуся по петле волновому пакету. Распределение полос по частотам определяется в этом случае скоростями движения волновых пакетов и скважностью их генерации.

Первые интерферометрические наблюдения зебра-структур были выполнены на ССРТ на частоте около 5.6 ГГц (Altyntsev et al. 2005, 2011). Динамические спектры были записаны спектрополяриметром CSBRS (Chinese Solar Broadband Radio Spectrometer; Fu et al. 1995; Yan et al. 2002). Динамический спектр всплеска и временные профили на частоте регистрации показаны на Рис.9.9. Расстояние между яркими полосами не менялось с частотой, изменения формы полос со временем происходили синхронно. Степень круговой поляризации достигал 100%, и знак поляризации соответствовал необыкновенной моде излучения. Положение источника зебра-структуры во вспыхивающей области показано на Рис. 9.10. Положения источников разных полос совпадали, и видимый размер источника не превышал 10 угл. сек.

Компактность источника, эквидистантность положения ярких полос позволили предположить, что генерация зебра-структуры была вызвана возбуждением в компактном однородном источнике мод Бернштейна, т.е. плаз-

менных колебаний с частотами, кратными циклотронной частоте электронов (Altynsev et al. 2005, Kuznetsov 2005). Конверсия мод Берштейна в электромагнитную волну происходит при их слиянии. Гипотеза об этом механизме генерации подтверждается, во-первых, близостью оценки магнитного поля в 60 Гс по разнице частот между полосами зебры-структуры (150 МГц) и результатом экстраполяции фотосферного поля в положении источника. Во-вторых, в рамках этого механизма удалось объяснить моду излучаемой волны и высокую степень поляризации.

Для интерпретации событий, найденных в записях ССРТ и CSBRS позднее, потребовались другие модели, поскольку, в отличие от мод Берштейна, разница частот соседних полос не была в них постоянной, или была слишком мала по сравнению с оценками циклотронной частоты по расчетным значениям магнитного поля в области генерации. Источники зебра-структур находились в корональных частях системы вспыхивающих петель. Видимые размеры источников были равны ширине диаграммы ССРТ, то есть их истинные размеры были значительно меньше $15''$. Степень поляризации импульсов на частоте приема ССРТ была небольшой, и с разными знаками. Большое отличие параметров в зебра-структурах указывает на расположение их источников в разных магнитных петлях. Число полос не превышало четырех, и при подобии поведения полос во времени в некоторых случаях наблюдались временные задержки полос относительно друг друга. Наблюдаются задержки в изменении формы между различными полосами зебра-структуры.

Характеристики зарегистрированных на ССРТ структур можно суммировать следующим образом:

• Диапазон частот f , ГГц	5.2 – 7.5
• Количество полос	2 – 4
• Интервал частот между полосами Δf , ГГц	0.1 – 0.7
• Длительность, с	0.1 – 4.1
• Мгновенная ширина частот полосы, ГГц	0.04 – 0.35
• Дрейф разнонаправленный, ГГц/сек	0.4 – 19
• Поляризация, %	0 – 50
• Задержки Δt , мс	< 130

Для объяснения событий с неэквидистантным положением полос было предположено, что излучение отдельных ярких полос генерируется в отдельных компактных источниках, распределенных вдоль вспыхивающей петли. При этом частота излучения полосы определяется локальными значениями плотности и магнитного поля в месте ее генерации.

В работе Chernov et al. (2006) генерация узкополосных структур объяснялась возбуждением в плазме верхнегибридных $f_{up} = \sqrt{f_L^2 + f_B^2}$ (f_L – ленгмюровская частота и f_B – циклотронная частота электронов) и вистлеровских волн $f_w < f_B$. Предполагается, что оба типа плазменных колебаний возбуждаются одной популяцией нетепловых электронов с конусным распределением по скоростям. Конверсия плазменных волн в высокочастотные элек-

электромагнитные волны происходят при их слиянии $f = f_{up} + f_w$. Поскольку частота вистлеровских колебаний мала, то частота электромагнитных волн f близка к верхнегибридной частоте. Отметим, что на высоких частотах близость частоты электромагнитного излучения к ленгмюровской приводит к быстрому затуханию в плазме, окружающей источник. В этой модели требуется обоснование предположения о формировании регулярных компактных пакетов свистовых колебаний, распределенных вдоль вспышечной петли. Именно при взаимодействии ленгмюровских волн с волнами этих пакетов верхнегибридные волны конвертируются в электромагнитные.

Более популярной и обоснованной представляется модель с источниками излучения полос зебра-структуры на поверхностях двойного плазменного резонанса (ДПР). С ее помощью удалось убедительно интерпретировать характеристики многополосной зебра-структуры в метровом диапазоне (Aurass et al. 2003; Zlotnik et al. 2003). Авторами было рассчитано по магнитограммам вспышечной области распределение магнитного поля вдоль корональной петли. Соотнесение частот зебра-полос с расчетными распределениями магнитных полей позволило авторам получить распределение концентрации плазмы вдоль петли, которое оказалось близким к ожидаемому барометрическому распределению при разумном значении температуры корональной плазмы около миллиона градусов.

В ДПР модели условия резонанса определяются локальными значениями магнитного поля и плотности плазмы, характеристики которых могут изменяться с магнитогидродинамическими скоростями. Появление и длительность существования зебра-структур определяются наличием нетепловых электронов с неравновесным пичч-угловым распределением в областях резонанса. Теоретический анализ условий возбуждения зебра-структур показывает их критическую зависимость от характеристик нетепловых компонент электронного распределения (см. обзор Zlotnik et al. 2009). Механизм ДПР генерации в микроволновом диапазоне был детально исследован в работах Kuznetsov (2005, 2007, 2008) и Kuznetsov & Tsap (2007). При вспышечных температурах плазмы порядка десяти МК инкремент конусной неустойчивости превышает время обратных кулоновских столкновений уже при плотности нетепловых электронов $\frac{N_{nt} h}{N} > 10^{-6}$. Теоретический анализ показывает, что интенсивность излучения и степень поляризации могут меняться в широких пределах. Сильная угловая зависимость интенсивности излучения является одной из причин редкости их наблюдения.

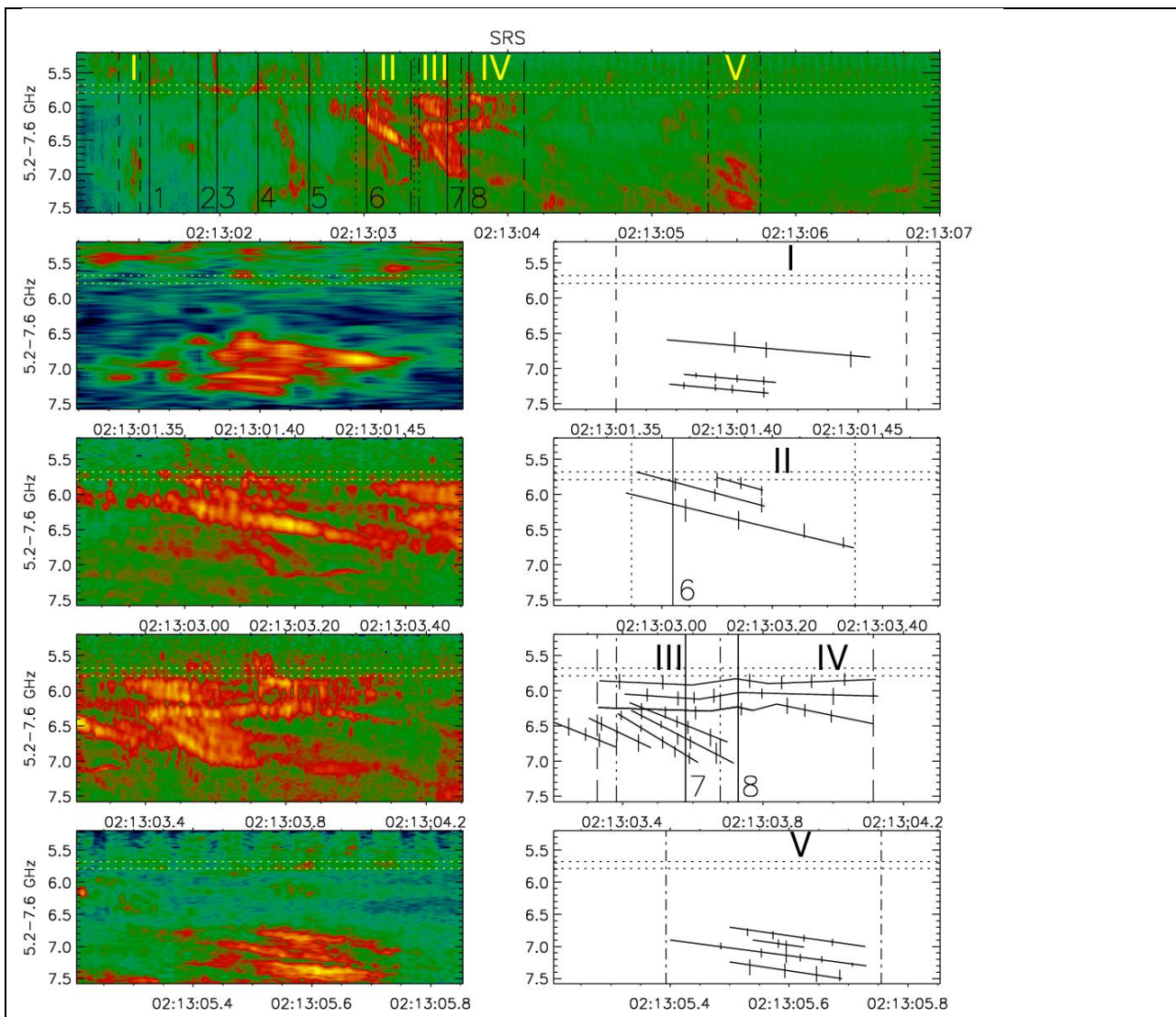
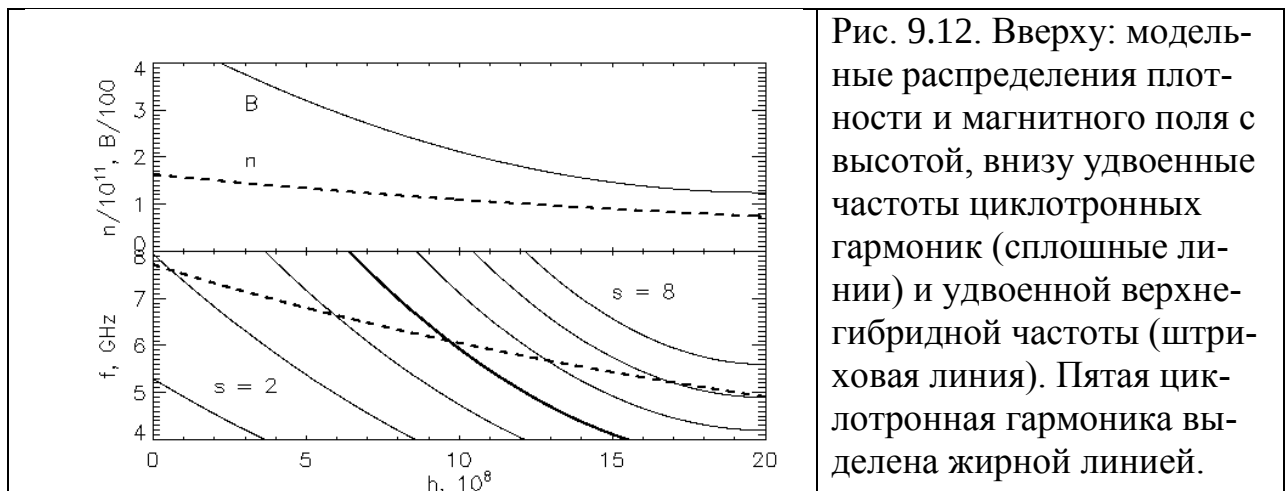


Рис.9.11. 29 мая 2003. Динамические спектры с тонкой структурой. Двумя горизонтальными точечными линиями показан интервал частот приема ССРТ. Арабскими цифрами отмечены моменты времени максимумов субсекундных импульсов, зарегистрированных на ССРТ. Римскими цифрами отмечены отдельные зебра-структуры. Вертикальные прерывистые линии отмечают интервалы времени с зебра-структурами, а сплошные линии отмечают моменты времени максимумов субсекундных импульсов. Нижние панели (слева): динамические спектры для отдельных интервалов, (справа): схематические представления зебра-структур.

Наблюдения зебра-структур с пространственным разрешением показали, что их источники расположены в корональных частях вспышечных петель, в которых магнитное поле не превышало нескольких сотен гаусс, т. е. наблюдениям на частоте около 5 ГГц соответствуют циклотронные гармоники около пятой. В микроволновом диапазоне конфигурация источников зебра-структур с распределением вдоль вспышечной петли требует больших, по сравнению с традиционными оценками, градиентов плотности.

На Рис.9.12 приведен пример расчета положений резонансных поверхностей. Расчеты выполнены в предположении об удвоении частоты во время

трансформации электростатических колебаний в электромагнитные. Для описания изменения магнитного поля вдоль петли использовался параболический закон $B(h) = B_{top} \left(1 + \left(\frac{h}{L_B}\right)^2\right)$. Зависимости на верхней панели Рис.9.12 получены при значениях $B_{top} = 125$ Гс, $L_B = 12$ Мм, характерных для вспышечных петель. На нижней панели сплошными линиями показаны зависимости удвоенных частот циклотронных гармоник в диапазоне $s = 2 - 8$. Штриховыми линиями показаны распределение плотности плазмы и изменение с высотой удвоенной верхнегибридной частоты. Пересечения штриховой линии со сплошными кривыми показывают резонансные частоты и их положения вдоль вспышечной петли. Здесь предположен барометрический закон изменения плотности с параметрами, при которых частоте 6.4 ГГц отвечает пересечение с пятой гармоникой циклотронной частоты, а изменение частоты с номером гармоники Δf сравнимо с наблюдаемыми. Моделирование показывает, что даже при радиальном расположении петли плотность должна падать с высотой аномально быстро, то есть температура плазмы в излучающей петле должна быть меньше 0.5 МК, или в несколько раз меньше обычной корональной, и на порядок меньше температур, характерных для вспышечной плазмы.



Характерным свойством зебра-структур является дрейф полос яркости по частоте, который отражает изменение параметров плазмы в областях резонанса при сохранении номера гармоники. Для сохранения резонанса, равенства ленгмювской частоты гармонике циклотронной, требуется согласованное изменение во времени величин плотности и магнитного поля $n \sim B^2$. Подобная связь плотности и магнитного поля характерна для поперечного равновесия токового жгута. Рассмотрим простейший случай стационарной магнитной трубки, в которой выполняется условие радиального равновесия: $\frac{B^2(r)}{8\pi} + 2k_B n(r)T = \frac{B_{ext}^2}{8\pi}$, где k_B – постоянная Больцмана, B_{ext} – внешнее магнитное поле. Предполагается, что давлением плазмы вне петли можно пренебречь. На Рис.9.13 приведены результаты расчетов для этой модели, аналогичные Рис.9.12. Температура плазмы внутри трубки принята по-

стоянной и равной 8 МК. Радиальное распределение магнитного поля принято в виде $B[Гс] = 250 - 150 \exp\left(-r^2/\rho^2\right)$, а распределение плотности плазмы определялась из уравнения равновесия. Масштаб изменения величины магнитного поля ρ принят равным 0.5 Мм.

Видно, что простая модель при разумных предположениях о параметрах плазмы вспишечной петли удовлетворительно описывает наблюдаемую разницу частот между полосами зебра-структуры (Рис. 9.14). Разница частот может быть как выше циклотронной частоты при малых номерах гармоник, так и ниже при больших номерах. В модели имеется ряд свободных параметров, таких как радиальные профили магнитного поля и температуры плазмы, изменяя которые можно согласовать характеристики расчетных и наблюдаемых структур. Дрейфы полос естественно объяснять колебаниями типа перетяжек, которые приводят к росту плотности плазмы и магнитного поля в сжимаемых магнитных трубках. Наблюдаемый частотный размах около одного ГГц обеспечивается при сравнительно малом изменении плотности плазмы ($\approx 30\%$).

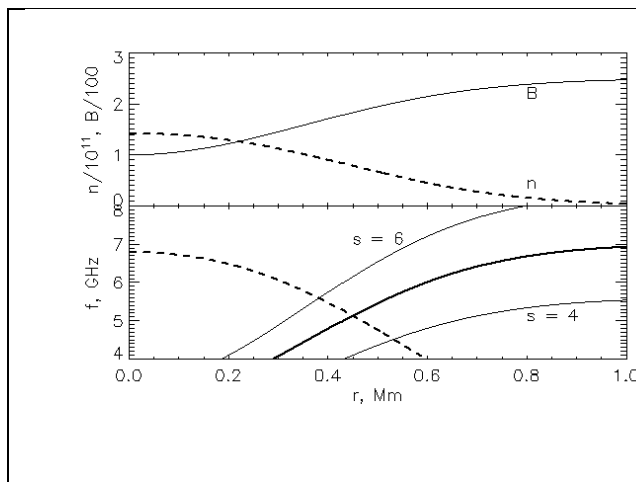


Рис.9.13. Аналогично Рис.9.12 для равновесной магнитной трубки.

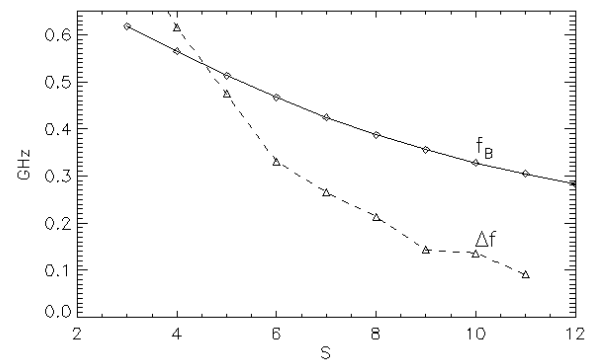
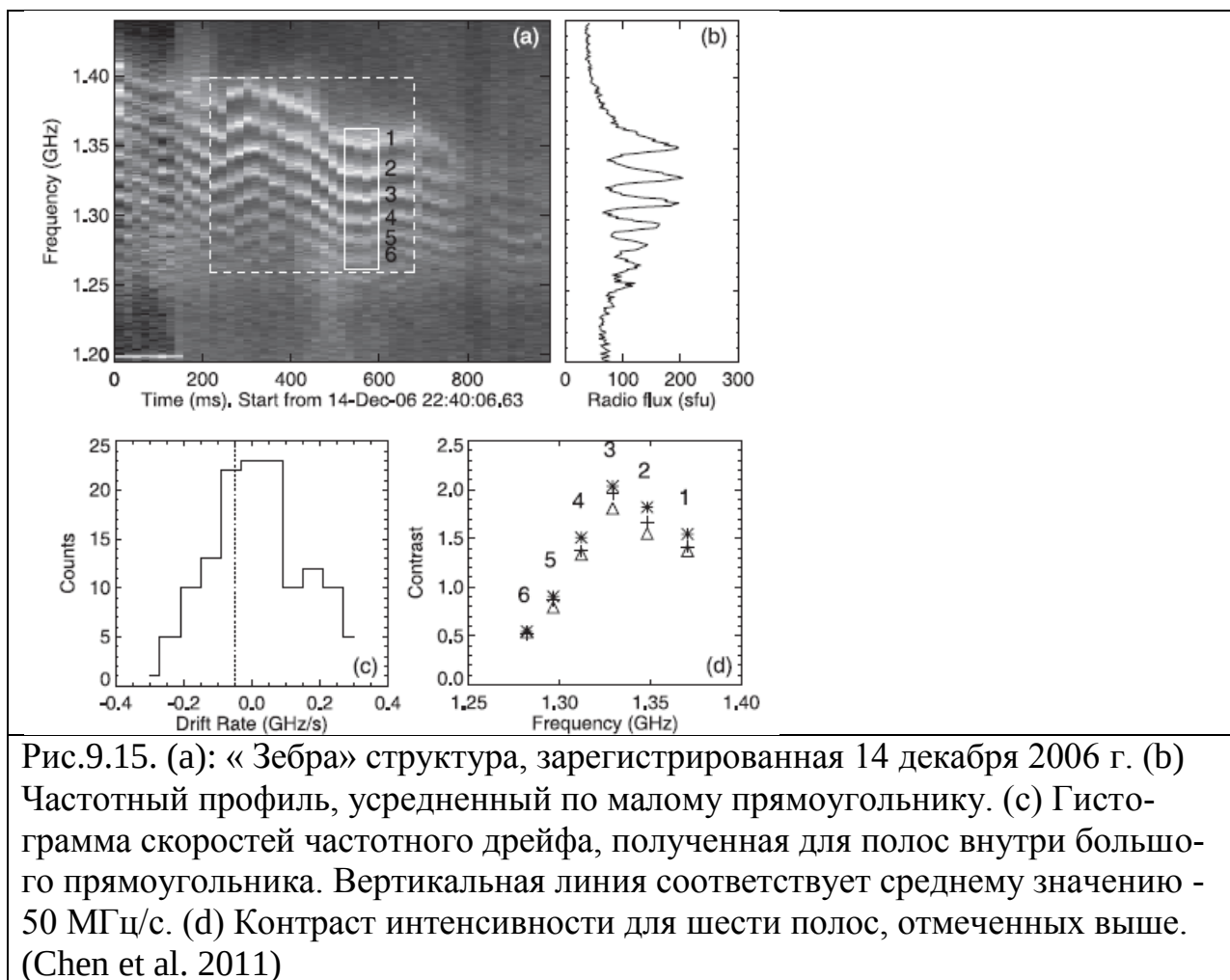


Рис.9.14. Зависимость разницы по частоте между соседними резонансными поверхностями (штриховая линия). Сплошной линией показана циклотронная частота на этих поверхностях.

Чтобы полоса частот отдельной полосы была узкой, продольные размеры излучающих областей должны быть ограниченными, много меньше характерных продольных градиентов концентрации плазмы и величины магнитного



поля. Ограничение на диаметр излучающей области сверху следует из оценок затухания электромагнитного излучения в плазме, окружающей магнитную трубку. Оптическую толщину на удвоенной ленгмюровской частоте можно оценить как $\tau = 1.2 T_{keV}^{-3/2} \nu_{GHz}^2 \lambda_{cm}$, где λ – характерный радиальный масштаб изменения плотности. При $\lambda = 0.5$ Мм оценка $\tau \approx 0.1$ и поглощение при выходе излучения по радиусу магнитной трубки пренебрежимо мало. Однако, если поперечный радиус петли достигает несколько тысяч километров, а также в направлениях близких к продольному поглощение может быть значительным.

В дециметровом диапазоне первые интерферометрические наблюдения «зебра» структуры были выполнены на Frequency-Agile Solar Radiotelescope (FASR) Subsystem Testbed (FST) (Liu et al. 2007) и описаны в работе Chen et al. (2011). Наибольшая база интерферометра была 280 м, что обеспечивало пространственное разрешение 221 угл. сек на частоте 1 ГГц.

На Рис.9.15 показан динамический спектр зебра-структуры, которая наблюдалась только в правой круговой поляризации. Всего можно выделить 12 полос с центральной частотой около 1.32 ГГц с шириной полосы до 150 МГц. Наблюдались скорости частотного дрейфа обоих знаков. Оценки видимых размеров источника около 50 угл. сек определяются рассеянием излучения на флуктуациях плотности в короне Солнца (Bastian 1994). Данные

позиционных измерений можно интерпретировать, как показано на Рис. 9.16. Магнитные поля в зebra-источниках находятся в пределах от 90 до 30 Гс, а высоты от 40 до 80 т. км. Группа рассчитанных силовых линий проведена через позиции радиоисточников. Полярность магнитных полей показывает, что излучение зebra-структуры соответствует обыкновенной моде. Удовлетворительное согласие с наблюдаемым динамическим спектром можно получить в рамках модели с двойным плазменным резонансом при $s = 8, 9, 10, 11, 12, 13$, характерными масштабами изменения магнитного поля $L_B = dh/(-dB/B) \approx 3.2 \times 10^9$ см и $L_N = dh/(-2df/f) \approx 1.4 \times 10^{10}$ см по высоте h .

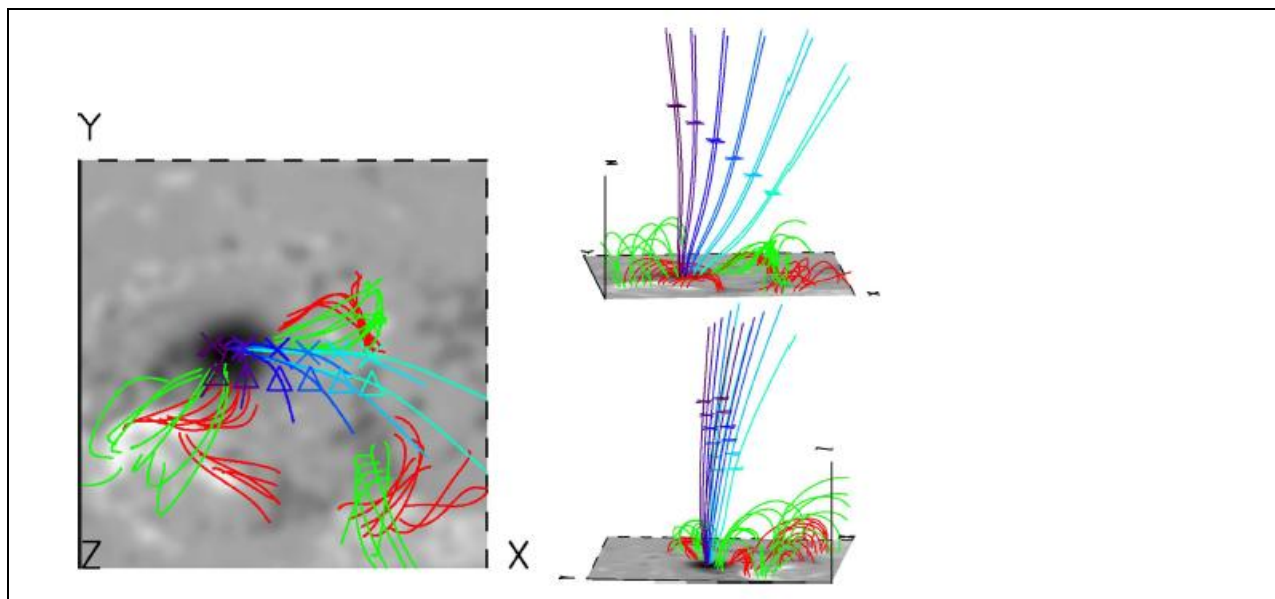


Рис.9.16. Положения источников зebra-полос и континуального всплеска, наложенные на магнитные силовые линии, рассчитанные в нелинейном бесспиловом приближении. Слева – вид сверху, справа два вида с юга и востока. Символы X и Δ обозначают центры яркости континуального и зebra источников. (Chen et al. 2011)

Можно надеяться, что введение в наблюдения многоволновых радиогелиографов позволит использовать наблюдения зebra-структур для диагностики параметров плазмы на постоянной основе.

9.2.2. Диагностика ускоренных электронов

Основные представления о поведении электронов в импульсной фазе вспышек сложились в конце 50-х годов прошлого века после работ Peterson & Winckler (1958) и Kundu (1961). Было предположено, что электроны ускоряются до релятивистских энергий в сильных магнитных полях, связанных с пятнами активных областей. Эти же электроны бомбардируют хромосферу, при торможении в которой часть их энергии излучается в жестком рентгеновском диапазоне. В основном, эта картина сохранилась до настоящего времени. Величина магнитного поля в короне над пятнами порядка 500 Гс, что соответствует циклотронной частоте 1 – 2 ГГц. Электроны с энергией

несколько сотен КэВ генерируют гиротропное излучение на высоких гармониках. Максимум типичного спектра вспышечного излучения порядка 10 ГГц (Guidice and Castelli 1975). Во время мощных вспышек частота максимума спектра растет.

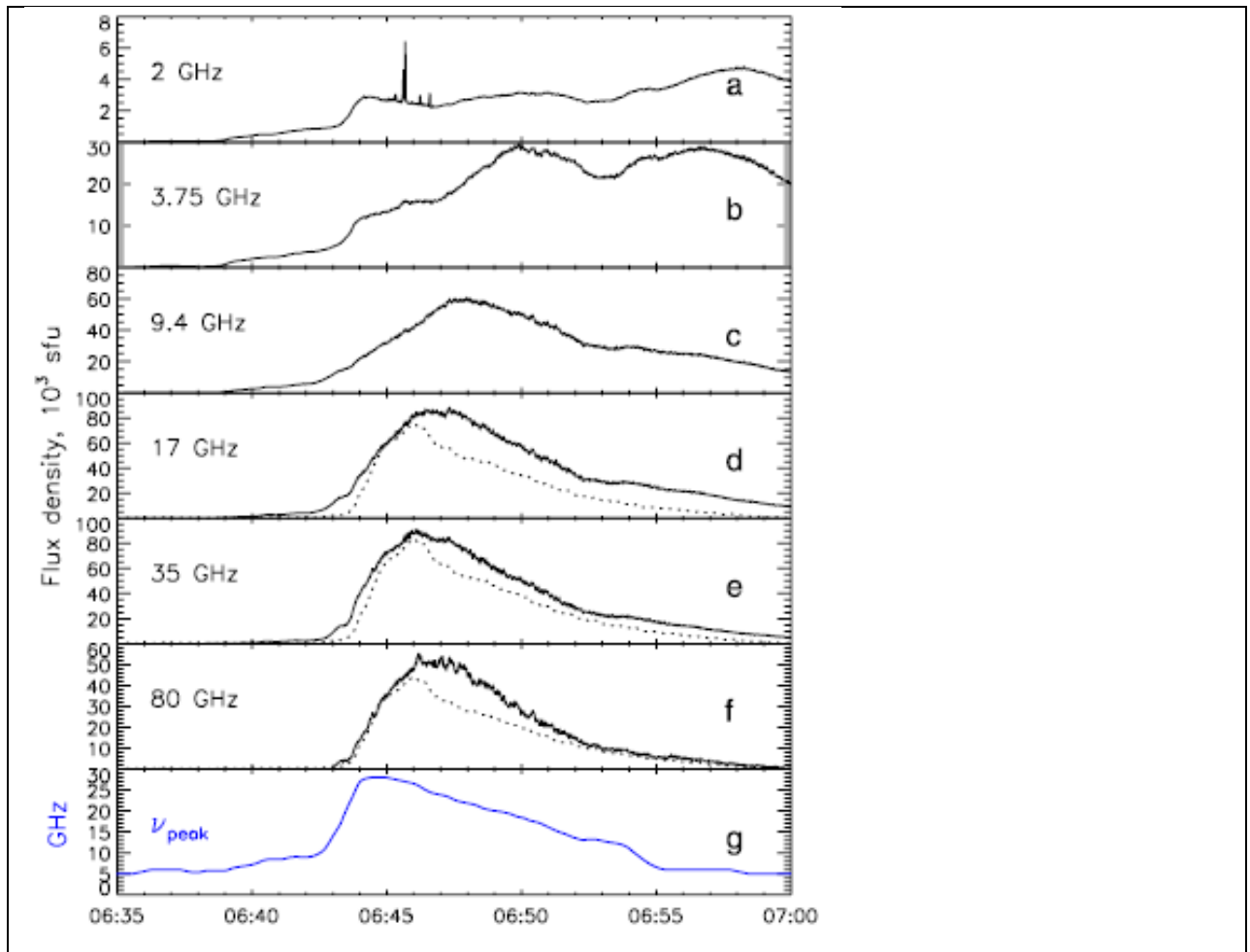


Рис.9.17. (a – f) Временные профили интенсивности полного потока Солнца, записанные спектрополяриметрами NoRP во время вспышки 20 января 2005 г. Пунктирные линии показывают изменение жесткого рентгеновского излучения с энергиями 300 – 800 КэВ (RHESSI). (g) Изменение максимума частотного спектра.

В качестве примера на Рис.9.17 показаны временные профили мощной вспышки (X7.1/2B) 20 января 2005 г., интенсивность потока которой достигает 10^5 с.е.п. (Grechnev et al. 2008). Временные профили в диапазоне частот 17 – 80 ГГц подобны изменениям потока рентгеновского излучения 300 – 800 КэВ. Времена максимумов сигнала близки в обоих типах излучения.

Для сравнения на Рис.9.18 показаны временные профили рентгеновского излучения. Максимумы временных профилей в диапазоне 3 – 25 КэВ запаздывают относительно профилей на больших энергиях. Временные профили в диапазонах 50 – 800 КэВ подобны. Гамма-излучение с энергией выше 60 МэВ начинается позже, растет быстрее и спадает медленнее.

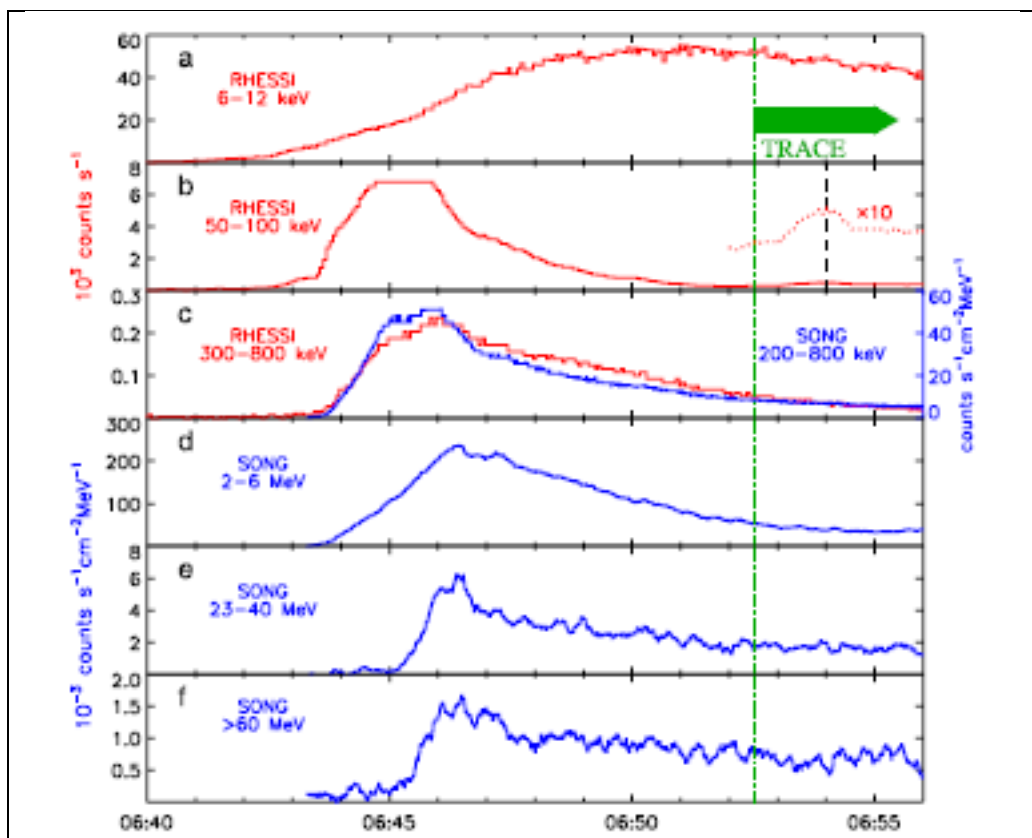


Рис. 9.18. Вспышка 20 января 2005. Красным показаны временные профили RHESSI. Синими линиями показаны данные российского спектрометра SONG/Coronas-F.

Разумно предполагать, что на изображениях в микроволновом излучении может проявляться магнитная структура вспышечной области, в которой захвачены излучающие электроны. Кроме того, топологические связи между микроволновыми источниками можно выявлять с помощью сравнения временных профилей излучения источников.

На Рис. 9.19 показаны последовательные изображения мощной лимбовой вспышки 2 ноября 1992 г. на частоте 17 ГГц. В верхнем ряду приведены изображения во время начального роста потока перед взрывной стадией. Замечательно, что структура микроволновых источников менялась значительно во время устойчивого постоянного роста потока. Импульсной стадии соответствуют изображения в среднем ряду. В интенсивности излучающая область приобретает стабильную куполообразную форму, которую окружают области с повышенной поляризацией. В последней стадии структура источников снова начинает меняться. Схематические изображения структуры вспышки приведены на Рис.9.20.

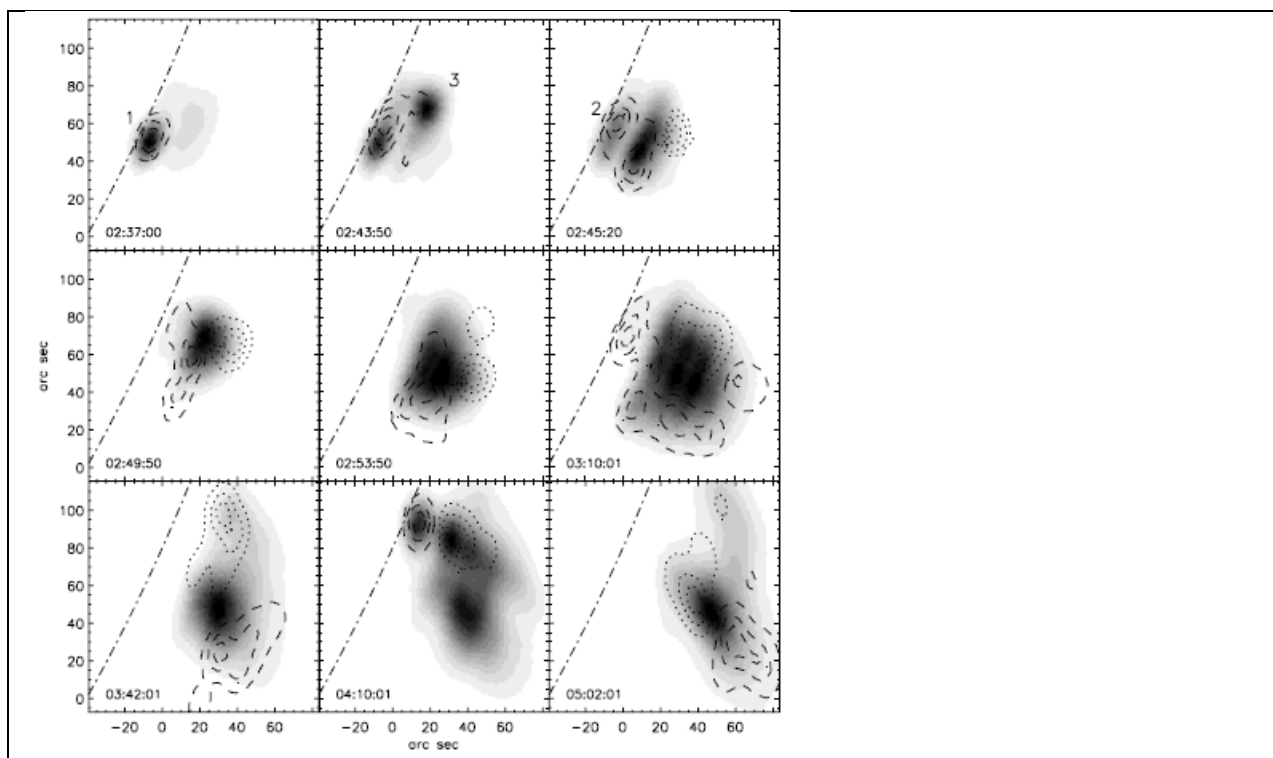


Рис.9.19. Структура микроволновых источников на 17 ГГц во время вспышки 2 ноября 1992 г. Фоном показано распределение в интенсивности, штриховыми контурами – излучение с правой круговой поляризацией, пунктирными – с левой круговой. (Altynsev et al. 1999)

Основным элементом вспышечной конфигурации в импульсной стадии является магнитная петля с захваченными нетепловыми электронами. Современные радиогелиографы на частотах выше нескольких ГГц имеют достаточно высокое разрешение, чтобы наблюдать вспышечные петли. Если в рентгеновском излучении мы наблюдаем, как правило, излучение электронов с энергиями ниже 300 КэВ, то микроволны на высоких частотах генерируются электронами более высоких энергий. Методам совместного анализа наблюдений в жестком рентгеновском и микроволновом излучении посвящен раздел 8 настоящей монографии.

Для электронов во вспышечной петле естественно ожидать нарушения изотропности их углового распределения. Наиболее подробно влияние анизотропии распределения электронов на характеристики гиросинхротронного излучения изучено в работе Fleishman and Melnikov (2003). Влияние анизотропии связано с тем, что отдельный релятивистский электрон генерирует излучение в конус, ориентированный вокруг направления движения. Нарушение симметрии электронной функции приводит к анизотропии излучения. Питч-угловая анизотропия частиц наиболее существенна во вспышечных петлях с большой разницей величин магнитного поля в вершине петли и ее основаниях.

Для отдельных частиц эволюция питч-угла связана с первым адиабатическим инвариантом, сохранение которого приводит к росту питч-угла заряженных частиц при их движении в область с большим магнитным полем,

вплоть до отражения электронов, когда питч-угол достигает 90 градусов. В то же время электроны с малыми питч-углами не задерживаются в магнитных пробках в основаниях петли и высыпаются в хромосферные слои.

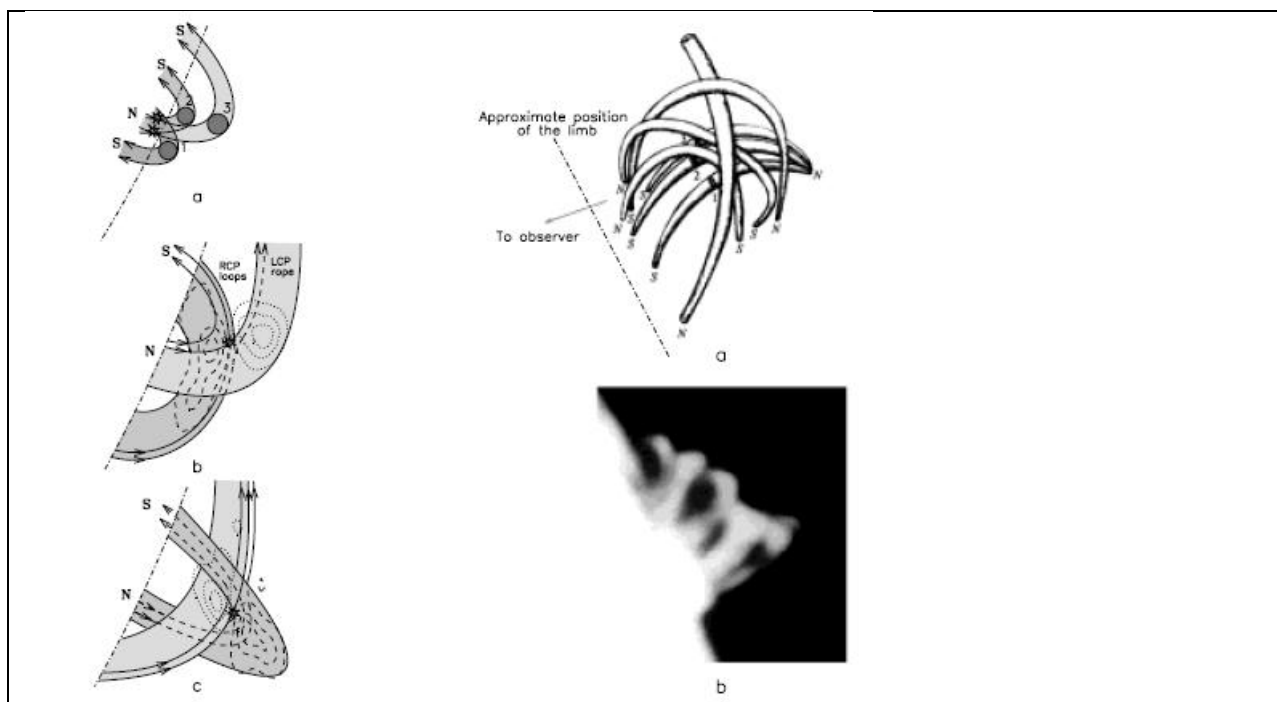


Рис.9.20. Вспышка 2 ноября 1992 г. Слева: Схематические изображения магнитных конфигураций для разных стадий вспышки. Места пересоединения отмечены звездами. Пуктирные и штриховые контуры показывают источники поляризованного излучения на 17 ГГц. Область N полярности расположена дальше за лимбом, чем область S полярности.

Справа: Конфигурация системы магнитных петель (a); Фотография вспышечных петель, полученная на Байкальской астрономической обсерватории.

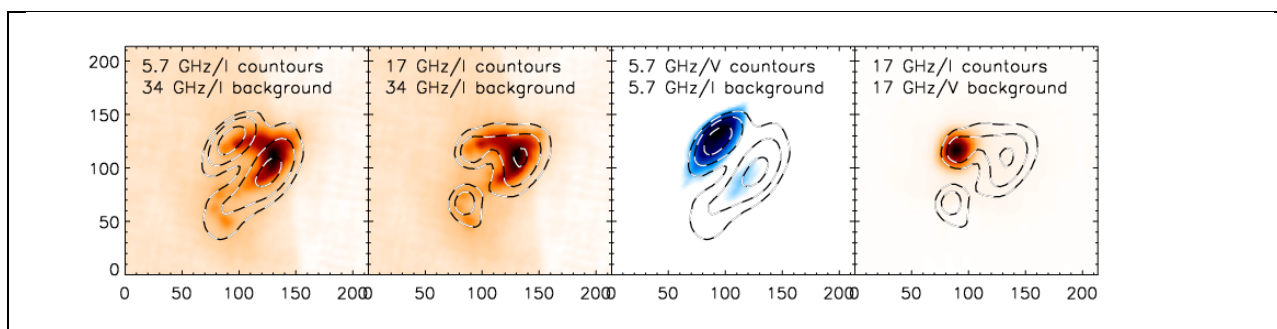


Рис.9.21. Лимбовая вспышка 13 июля 2005 г. (03:35:31 UT). Изображения вспышечной петли в микроволновом излучении на 5.7 ГГц (ССРТ), 17 и 34 ГГц (NoRH) в интенсивности (I) и круговой поляризации (V). Положение лимба видно на изображениях 34 ГГц.

Согласно работе Fleishman and Melnikov (2003) на характер спектра больше влияет анизотропия при углах зрения близких к направлению вектора маг-

нитного поля. С увеличением анизотропии растет, как правило, степень поляризации и скорость спада спектра. В частности, излучение электронов с конусным распределением слабее вдоль магнитного поля по сравнению с поперечным случаем. Эти эффекты должны проявляться в изменении в распределении радиояркости по вспыхивающим петлям. С одной стороны, учет эффектов анизотропии значительно усложняет интерпретацию наблюдений, а с другой стороны, при наличии многоволновых наблюдений, открывает возможности для диагностики характеристик нетепловых электронов.

На Рис. 9.21 показан пример одновременных наблюдений вспыхивающей петли на 3-частотах, проведенных на ССРТ и радиогелиографе Нобейма. Видно, что хотя в целом изображения подобны, наблюдаются и значительные отличия, которые отражают разницу в спектрах, и, следовательно, в параметрах излучающих частиц. Отметим, повышенную яркость в вершине петли на 17 и 34 ГГц, указывающую на неравномерное распределение высокоэнергичных частиц по петле.

Исследования пространственных характеристик микроволнового излучения начались в 80-х годах с началом наблюдений на телескопах Westerbork Synthesis Radio Telescope (WSRT) и Very Large Array (VLA). Были обнаружены источники в вершинах петель и расположенные близко к основаниям петель (Marsh & Hurford 1980; Kundu, Schmall, & Velusamy 1982; Kawabata, Ogawa, & Suzuki 1983; Nakajima 1983). Эти наблюдения получили дальнейшее развитие с началом наблюдений на 17 ГГц на радиогелиографе Нобейма (Nishio et al. 1997).

С введением в наблюдения двух частот на радиогелиографе Нобейма (17 и 34 ГГц) стало возможным определение пространственного распределения спектрального индекса микроволнового излучения и его динамики. Характеристики микроволновых источников в основаниях петель достаточно хорошо согласуются с существующими теоретическими моделями, основанных на расчетах гиросинхротронного излучения (Alissandrakis & Preka-Papadema 1984; Klein & Trottet 1984; Bastian et al. 1998). В то же время природа повышенного излучения из вершины петель, которое наблюдалось во многих вспышках, в рамках этих моделей объяснить не удастся. Естественным ответом на это противоречие является отказ от предположения об однородном распределении нетепловых частиц вдоль петли. Учет процесса захвата частиц, приводящего к росту на порядки плотности релятивистских электронов вблизи вершины петли, позволяет не только объяснить контраст яркости вдоль петли, но описать динамику захвата частиц, задержки временных профилей микроволнового и жесткого рентгеновского излучения на различных энергиях и частотах (Melnikov et al. 2002).

Моделирование показывает, что увеличенная концентрация электронов вблизи вершины петли будет наблюдаться, если электроны инжектируются в петлю поперек ее магнитного поля. Следовательно, микроволновые наблюдения позволяют получать информацию о характеристиках электронов инжектируемых в процессе ускорения. Более прямую информацию можно получить в импульсных вспышках, настолько коротких, что накоплением элек-

тронов в петле можно пренебречь. На Рис.9.22 приведены временные профили микроволнового и жесткого рентгеновского излучения вспышки 10 марта 2001 года (Altyntsev et al. 2008). Временные профили практически совпадают в обоих диапазонах, длительность основного пика около 40 с. Быстрый спад импульса указывает на отсутствие захвата частиц в петле. Важной особенностью спектра является смена знака поляризации на частотах выше 6.5 ГГц. Пространственные наблюдения показывают, что основному пику соответствует компактный источник в основании петли.

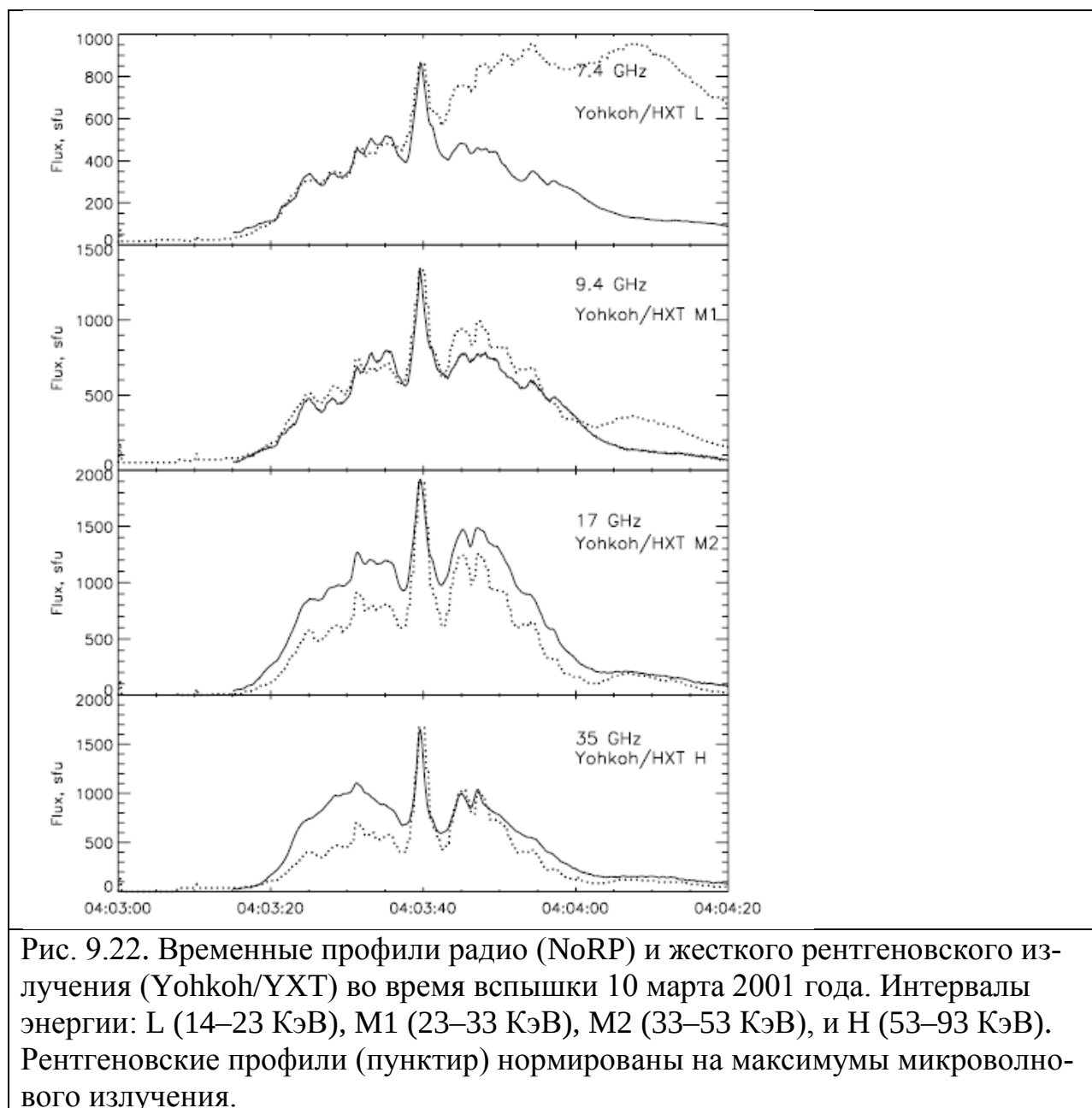


Рис. 9.22. Временные профили радио (NoRP) и жесткого рентгеновского излучения (Yohkoh/YXT) во время вспышки 10 марта 2001 года. Интервалы энергии: L (14–23 КэВ), M1 (23–33 КэВ), M2 (33–53 КэВ), и H (53–93 КэВ). Рентгеновские профили (пунктир) нормированы на максимумы микроволнового излучения.

Для интерпретации спектра микроволнового излучения часть параметров модели: поток электронов J (>10 КэВ), индекс степенного распределения электронов по скоростям, плотность плазмы, размер источника, величина магнитного поля были определены по данным диапазонов.

Угловая зависимость функции распределения излучающих электронов принималась в виде:

$$\exp\left(-\frac{(\mu-\mu_0)^2}{\Delta\mu^2}\right),$$

где μ – косинус питч-угла.

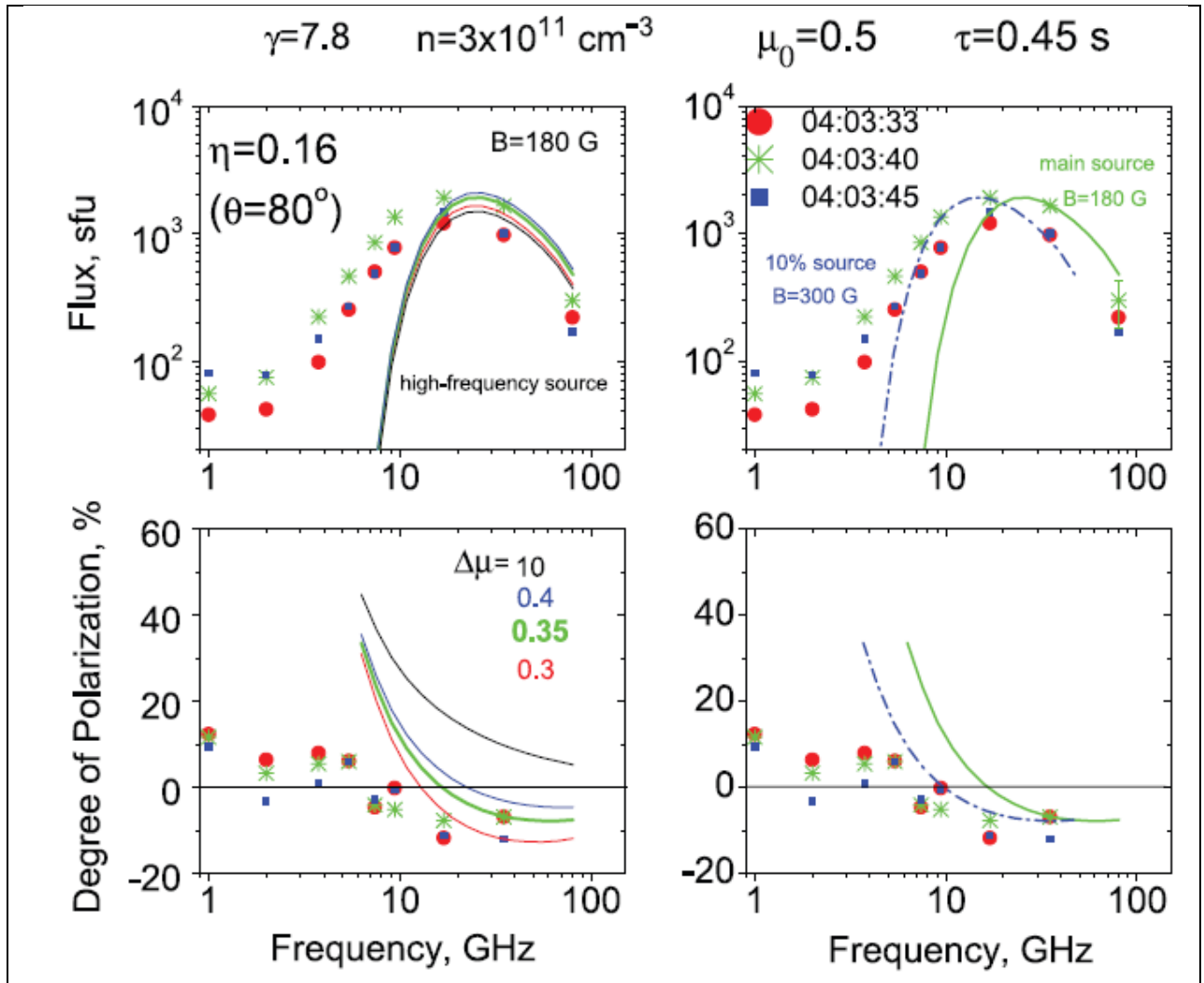


Рис.9.23. Результаты наблюдений спектров в различные моменты времени и результаты подгонки модельных спектров. Слева: Интенсивность и степень поляризации высокочастотного источника (зеленая кривая) и отклонений, связанных с вариацией угловых характеристик (голубая и красная). Черная кривая показывает случай с изотропным распределением излучающих электронов. Справа: Сравнение со случаем, в котором величина магнитного поля увеличена, а плотность нетепловых электронов значительно уменьшена (голубая линия).

Результаты подгонки высокочастотной части спектра показаны на Рис.9.23. Видно, что в предположении об изотропной функции распределения (черная кривая на левых спектрах) не удастся получить обращение поля-

ризации на высоких частотах. Модельный спектр наиболее близок к спектру основного пика микроволнового излучения при следующих параметрах модели: время удержания электронов $\tau = 0.45$ с, которое определяет количество излучающих электронов; угол между лучом зрения и вектором магнитного поля $\theta = 80^\circ$, косинус среднего питч-угла электронов $\mu_0 = 0.5$, разброс значений $\Delta\mu = 0.35$.

Видно, что для подгонки низкочастотной части спектра необходимо учитывать излучение дополнительных источников. На спектрах Рис.9.23 (справа) демонстрируются результаты с дополнительным источником. Голубой линией показаны результаты подгонки спектра, остающегося после вычитания из наблюдаемого спектра модельного для высокочастотной части. В этом случае наилучшую подгонку удастся получить при меньшем на порядок количестве частиц ($\tau = 0.05$ с) и большем магнитном поле (300 Гс). Для получения спектра на еще более низких частотах необходимо учитывать неоднородность параметров по петле, которую нельзя корректно рассчитать в рамках модели с однородными параметрами. Следовательно, для полного объяснения экспериментальных спектров излучения вспыхивающих петель необходимо разрабатывать модели петли с непрерывными распределениями плазмы и излучающих частиц.

В работе Zharkova et al. (2011) была описана кинетика высыпания электронов в этом событии методом решения уравнения Фоккера-Планка. Показано, что наилучшее совпадение теоретических спектров с наблюдениями микроволнового излучения получено в моделях, в которых кроме столкновений учитывается электрическое поле, индуцированное потоками электронов, распространяющихся во вспыхивающих петлях, а также учитывается сходимость магнитных силовых линий в основаниях петель.

9.2.3. Магнитография вспыхивающих петель

Во многих работах, посвященных диагностике параметров вспыхивающей плазмы по данным микроволновых наблюдений, делаются оценки величины магнитного поля в источниках радиоизлучения. При этом предполагаются, как правило, гиросинхротронная природа излучения, одна популяция излучающих электронов, однородные условия в области излучения (см., например, Nindos et al. 2000; White et al. 2011; Altyntsev et al. 2012). Наблюдения с помощью многоволновых радиогелиографов, создаваемых в настоящее время, откроют возможности для расчета магнитных полей с более реалистичными начальными и граничными условиями.

В работе Gary (2013) предложена технология магнитных измерений с привлечением многоволновых микроволновых данных, состоящая из трех шагов. На первом шаге создается модель излучающей магнитной петли. Конфигурация магнитной петли, величины магнитного поля и пробочные отношения определяются экстраполяцией фотосферного поля в нелинейном бессиловом приближении (Wiegelmann et al. 2006). Параметры фоновой

плазмы и ускоренных электронов в магнитной петле задаются исходя из доступных данных в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах. Достоверность конфигураций магнитных полей может быть проверена их сравнением с яркими структурами, видимыми в ультрафиолетовых линиях телескопами на космических аппаратах.

На втором шаге для этой модели рассчитывается спектр радиозлучения для каждого пикселя петли в картинной плоскости. Для решения этой задачи разработан пакет программ GX simulator (Nita et al. 2011, 2012), который интегрирован в IDL библиотеку программ Solar Software (www.lmsal.com/solar-soft/ssw_install.html). Высокая скорость расчета микроволновых спектров достигается с помощью быстрых кодов, описанных в работе (Fleishman & Kuznetsov 2010). При расчетах спектра учитываются основные механизмы микроволнового излучения: тепловой циклотронный, гиротронный и магнитотормозной. При расчете гиротронного излучения учитываются процессы излучения и переноса на всем пути излучения во вспышечной петле.

На третьем шаге выполняется подгонка расчетных попиксельных спектров к наблюдаемым спектрам варьированием физических параметров модели. На этом шаге должно учитываться реальное разрешение инструмента, уровень шумов.

Корректность и эффективность разрабатываемых методов измерений магнитного поля проверена на численных моделях.

Важную роль в магнитографии могут играть наблюдения источников когерентного излучения, излучение которых отличается узкой мгновенной полосой. Такие структуры, как зебра, позволяют получать информацию о магнитном поле *in situ* в локальных компактных областях. В частности, наблюдения таких структур позволят проверять описанную выше методику, основанную на усредненных по лучу зрения данных. Для наблюдения источников когерентного излучения необходимо выполнение жестких требований к временному и частотному разрешению строящихся радиотелескопов (Altyntsev et al. 2011; Meshalkina et al. 2012).

9.3. Стадия спада

Во время этой стадии, соответствующей медленному спаду мягкого рентгеновского и микроволнового излучений, ярко проявляются корональные структуры. Формируются и растут петли и аркады петель, видимые в рентгеновском и ультрафиолетовом излучениях (см., например, Рис.9.19). Петли заполняются горячей плазмой из хромосферных оснований, прогреваемых высыпавшимися электронами или теплопроводностью.

Подъем петель виден в микроволнах в лимбовых событиях, зарегистрированных радиогелиографом Нобейма (Li & Gan 2005). На Рис. 9.24 показаны временные профили микроволнового излучения во время мощной вспышки 2 ноября 1992 года (Altyntsev et al. 1999). В мощных вспышках, так называемых длительных вспышках (LDE events), процесс спада может длиться до нескольких часов. Важную информацию об эволюции ускорен-

ных частиц во вспыхивающих петлях можно получить из анализа частотно-временных зависимостей микроволновых сигналов.

Теоретическое моделирование динамики излучения во вспыхивающих петлях требует учета неоднородности магнитного поля,pitch-угловых зависимостей, столкновений частиц и т.д. Например, в одной из первых работ такого рода, Lee et al. (1994) разработали модель с анизотропной инжекцией ускоренных электронов, в которой микроволновый источник с высокоэнергичными электронами занимает вначале всю петлю, и, со временем, стягивается к вершине.

В некоторых вспышках с длительной стадией спада наблюдаются дополнительные импульсы энерговыделения, проявляющиеся в рентгеновском и микроволновом излучениях (Рис. 9.24). Микроволновые изображения показывают, что в стадии спада вспышки 2 ноября 2002 года, продолжали работать два механизма энерговыделения (Altynsev et al. 1999). Первый был связан с процессами в низких петлях и проявлялся в серии субвсплесков до высоких частот. Второй механизм работал в компактном источнике, расположенном вблизи области взаимодействия высоких петель. Этот источник был близок к яркому источнику в рентгеновском излучении. В некоторых вспышках ускорение до релятивистских энергий наблюдается в течение часов (Akimov et al. 1994).

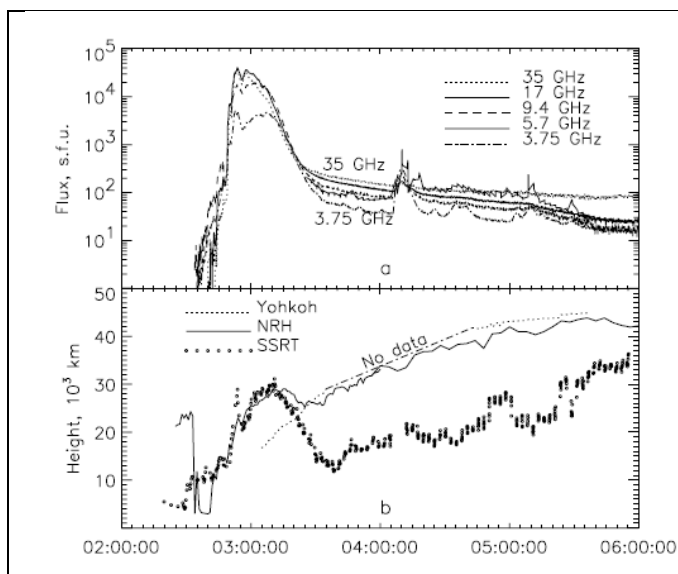


Рис.9.24. Микроволновые временные профили вспышки 2 ноября 2002 г. Вверху: полные потоки на разных частотах; внизу: высоты источников микроволнового и мягкого рентгеновского излучения. Штрих-пунктирной линией отмечен интервал, в течение которого данные SXT/YOHKOH отсутствовали.

Подробный анализ характеристик всплеска, зарегистрированного на стадии спада вспышки 26 октября 2003 г., был выполнен в работе Zimovets, Struminsky (2008) с использованием данных различных диапазонов, включая оригинальные измерения спектра жесткого рентгеновского спектра с космического аппарата ИНТЕГРАЛ. Вывод работы – послеимпульсное энерговыделение связано с высокими вспыхивающими петлями. Аналогичный вывод о возможности энерговыделения при взаимодействии поднимающихся магнитных петель, образующихся во время импульсной стадии вспышки 23 сен-

тября 1998 г., с высокими магнитными структурами был сделан в работе Altyntsev et al. (2002). Вспышка описана в разделе 9.4.

Долгоживущие микроволновые источники, появляющиеся над лимбом после вспышек достаточно давно известны. Новый импульс к исследованию аркад петель, формирующихся после вспышек, был дан открытием долгоживущих, расположенных высоко в короне, областей, обнаруженных с помощью телескопа СПИРИТ на космическом аппарате КОРОНАС-Ф, особенно в линии $\text{Mg XII } 8.42 \text{ \AA}$ (Zhitnik et al. 2003). Привлечение к анализу, наряду с другими диапазонами, микроволновых данных радиогелиографа Нобейма, ССРТ и РАТАН-600 позволило определить параметры плазмы, обнаружить явные указания на продолжение процесса энерговыделения в течение нескольких часов высоко в короне, обеспечивающего температуру $5 - 10 \text{ MK}$ в плазме плотностью $(5 - 10) \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ (Grechnev et al., 2006a, 2006b; Grigorjeva et al., 2009). В этих работах показано, что наряду с тепловым тормозным излучением в микроволновом спектре прослеживается вклад гиротронного излучения нетепловых электронов. Важным результатом, который требует дальнейшего исследования, является отношение давления плазмы в компактных областях вблизи вершин петель к магнитному давлению. Оценки показывают, что в некоторых случаях плазменное давление превышает магнитное, рассчитанное по существующим моделям магнитного поля. В таком случае условия для стационарного равновесия нарушаются и нужно искать дополнительные механизмы длительной стабилизации долгоживущих горячих областей в вершине аркад магнитных петель.

9.4. Сравнение микроволновых и рентгеновских изображений вспышечных структур

Естественно ожидать, что на радио изображениях должны наблюдаться пути движения электронов вдоль магнитных петель, а в жестком рентгеновском излучении источники должны лежать в основаниях петель, в которые высыпаются нетепловые электроны. Нужно отметить, что динамический диапазон наблюдений ССРТ и Радиогелиографа Нобейма на пару порядков превышает диапазон рентгеновских наблюдений, например, на RHESSI. Другим важным отличием является сильное влияние на яркость радиоизображений величины магнитного поля в источниках. Поэтому, изображения в этих диапазонах могут существенно отличаться друг от друга.

В радиоизлучении во время вспышек проявляются наиболее ярко вспышечные петли, в которых могут захватываться и накапливаться нетепловые электроны. На самом деле оказалось, что наблюдения в микроволнах магнитных петель являются скорее исключением, чем правилом. Прежде всего, это связано с недостаточно высоким пространственным разрешением современных радиогелиографов, и, затем, с сильной зависимостью яркости излучения от магнитного поля, которое быстро спадает к вершинам петель. Одно из событий с ярко выраженной структурой показано на Рис.9.25, результаты исследования которой опубликованы в десятке работ различных ав-

торов. Из изображений TRACE с высоким пространственным разрешением следует, что петля в микроволновом излучении представляет собой аркаду тонких петель и на распределение радиояркости по петле существенно влияют проекционные эффекты.

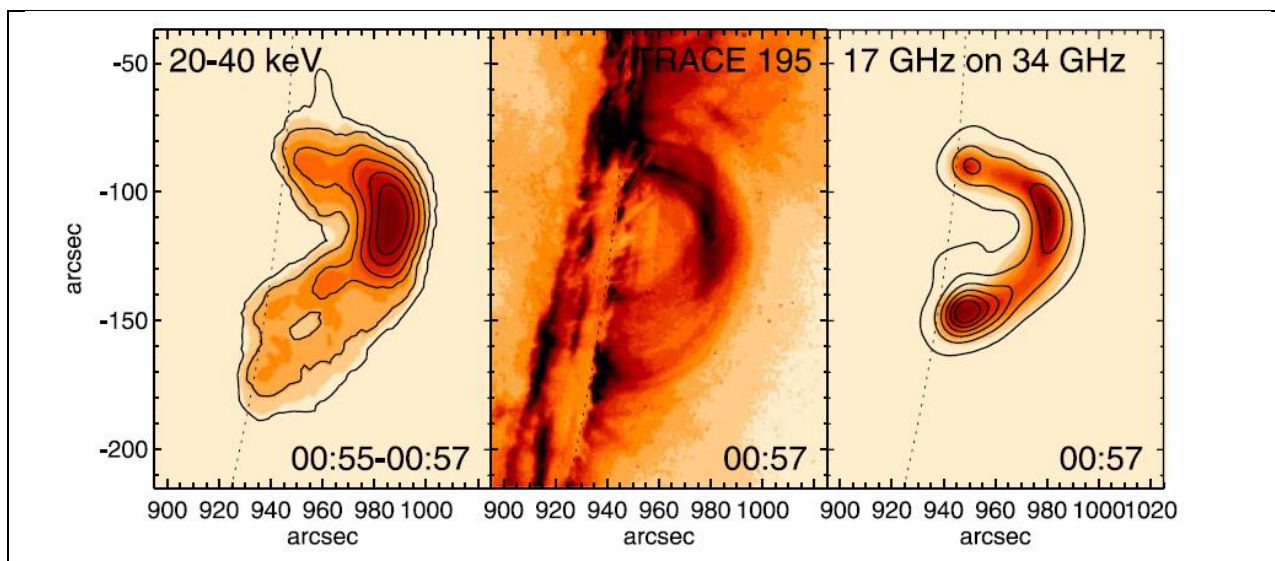


Рис.9.25. Изображения вспышки 24 августа 2002 г. (01:12 UT) на западном лимбе. Слева показано рентгеновское изображение RHESSI в канале 20 – 40 КэВ, в середине изображение в ультрафиолетовой линии 195 А (TRACE), справа – изображения на 17 и 34 ГГц, показанные контурами и цветом, соответственно. (White et al. 2911)

Во время этой вспышки было несколько пиков яркости с периодом около 10 минут, связанных с инъекцией в петлю ускоренных электронов. В работе Reznikova et al. (2009) изучена эволюция петельной структуры и показано подобие в развитии каждого уярчения. Вначале уярчалось южное основание, а на фазе спада более ярким становилось излучение из вершины петли. Генерация повышенной яркости в вершине петли предполагает высокую концентрацию ускоренных электронов в этой области. До настоящего времени процессы инъекции ускоренных частиц во вспышечные петли не изучены достаточно.

В работе Altyntsev et al. (2002) обсуждалась эволюция топологии магнитных структур по данным микроволновых и рентгеновских наблюдений во время вспышки на диске Солнца. Вспышка отличалась достаточно большой продолжительностью и большими пространственными масштабами при относительно простой конфигурации вспышечной структуры. Во временном ходе вспышки были выделены четыре стадии: предимпульсная, импульсная, главная и стадия спада (Рис.9.26). Особенностью вспышки является появление главной стадии с максимальными потоками в канале L телескопа НХТ, и на частотах ниже 5 ГГц. На высоких частотах временные профили микроволнового всплеска имеют стандартный вид с импульсной фазой и медленным спадом.

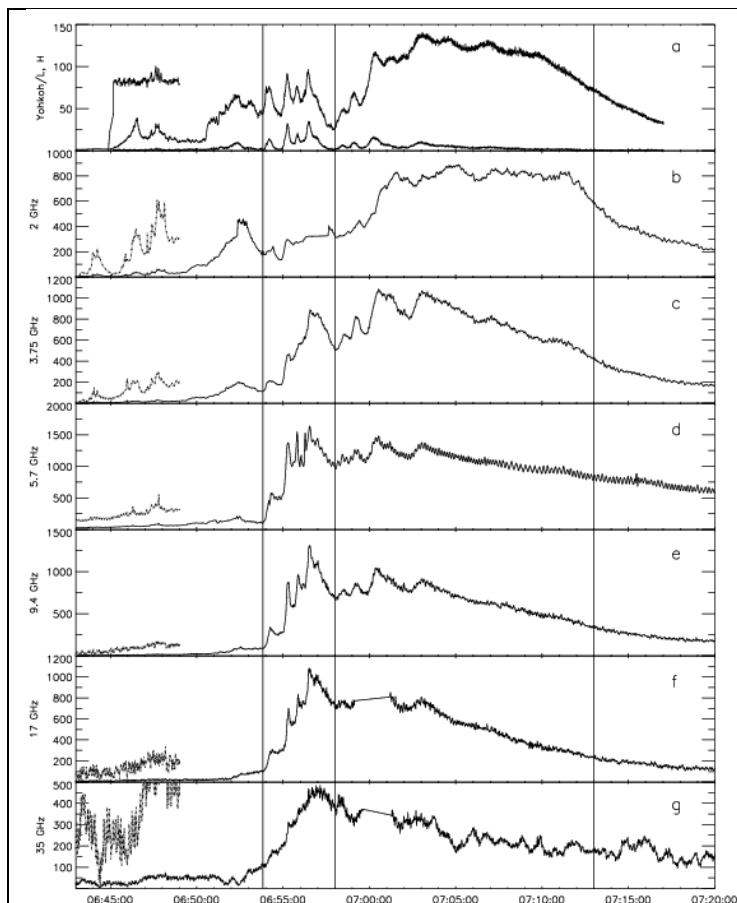


Рис.9.26. Вспышка 23 сентября 1998 г. Временные профили жесткого рентгеновского излучения в L и M1 каналах *Yohkoh*/НХТ, микроволн со спектрополяриметра Нобеяма и ССРТ (5.7 ГГц) в с.е.п. Вертикальными линиями отмечены стадии вспышки: предимпульсная, импульсная, главная и стадия спада.

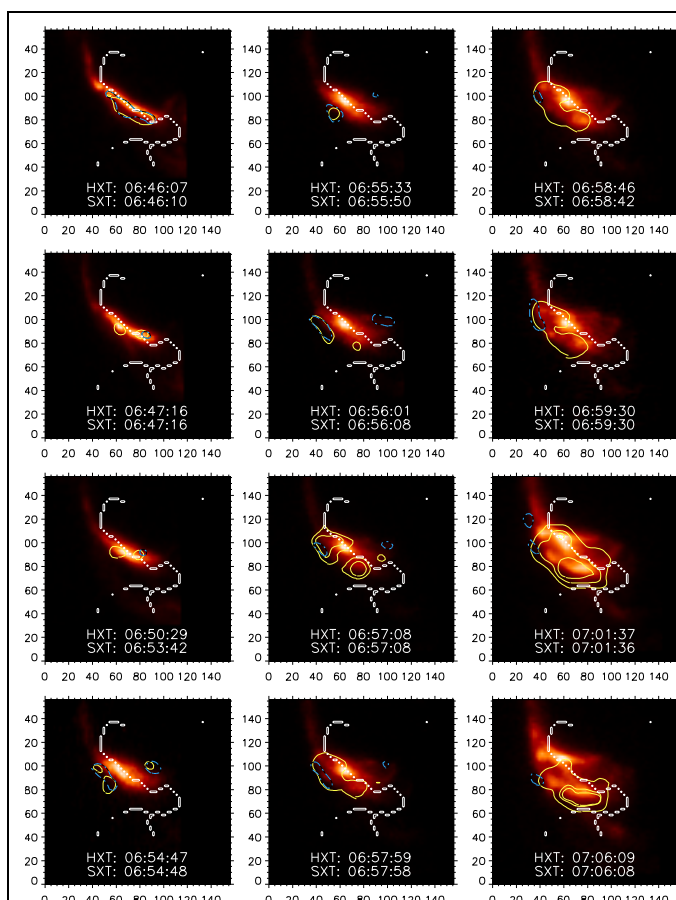
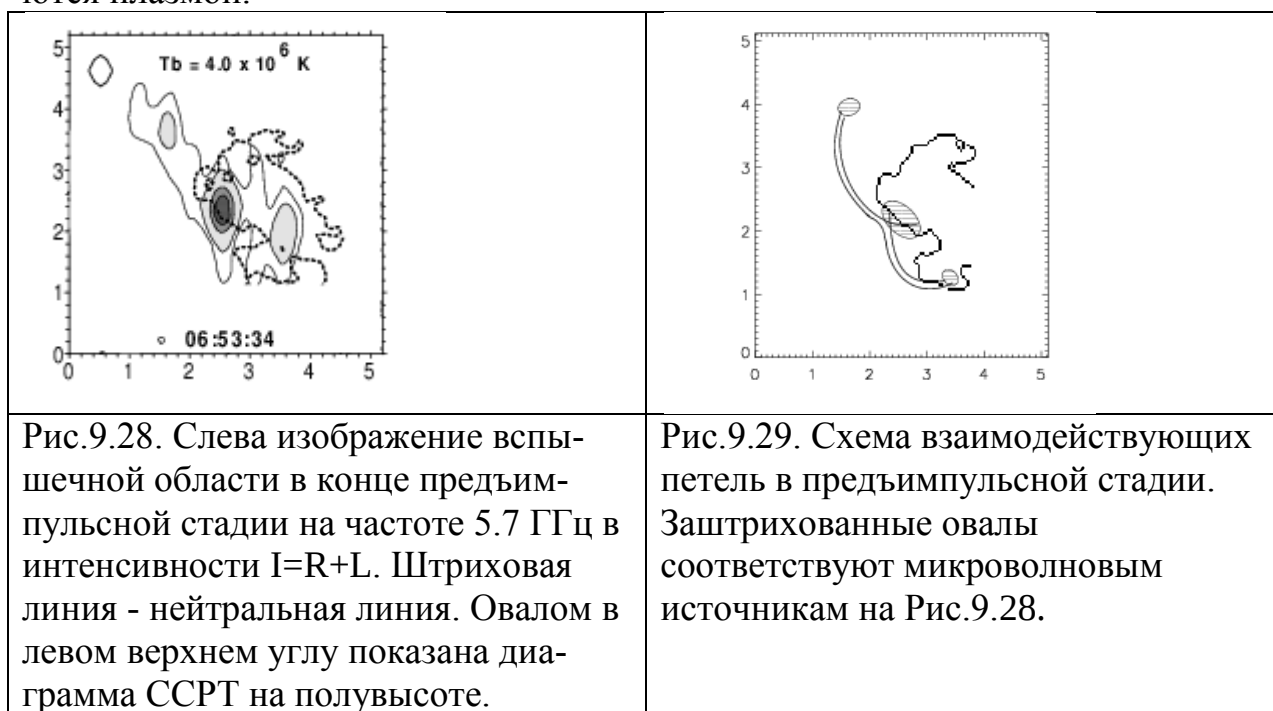


Рис.9.27. Эволюция конфигурации вспышки в мягком (фон) и жестком (контура) рентгеновском излучениях. Канал M1 – сплошные синие, L – сплошные желтые линии, белые штриховые линии показывают положение нейтральной линии. Первый столбец отвечает предимпульсной стадии, второй – импульсной и третий – главной стадии. Поле зрения: 156x156 угл. сек.

Эволюция рентгеновских структур во время вспышки показана на Рис.9.27. Видно, что источники в мягком рентгеновском излучении, измеренном на SXT/YОНКОН, прилегают к нейтральной линии фотосферного магнитного поля, показанной белой штриховой линией. Перед импульсной стадией в центральной части вспышки появляются источники жесткого рентгеновского излучения, расположенные по разные стороны от нейтральной линии радиального фотосферного поля. Во время импульсной стадии эти источники расходятся от нейтральной линии, что предполагает появление поперечных к нейтральной линии магнитных петель. На стадии спада поперечные петли проявляются в мягком рентгеновском излучении, то есть заполняются плазмой.



В конце предимпульсной стадии наблюдались три микроволновых источника. Наиболее яркий источник располагался на нейтральной линии, два других в областях с противоположной радиальной компонентой магнитного поля. Совместное рассмотрение микроволновых и рентгеновских изображений позволяет предполагать вспышечную конфигурацию, показанную на Рис.9.29. В такой конфигурации вспышечное энерговыделение происходит в области соприкосновения петель. В этой области можно ожидать формирования в результате пересоединения коротких петель, ориентированных поперек нейтральной линии.

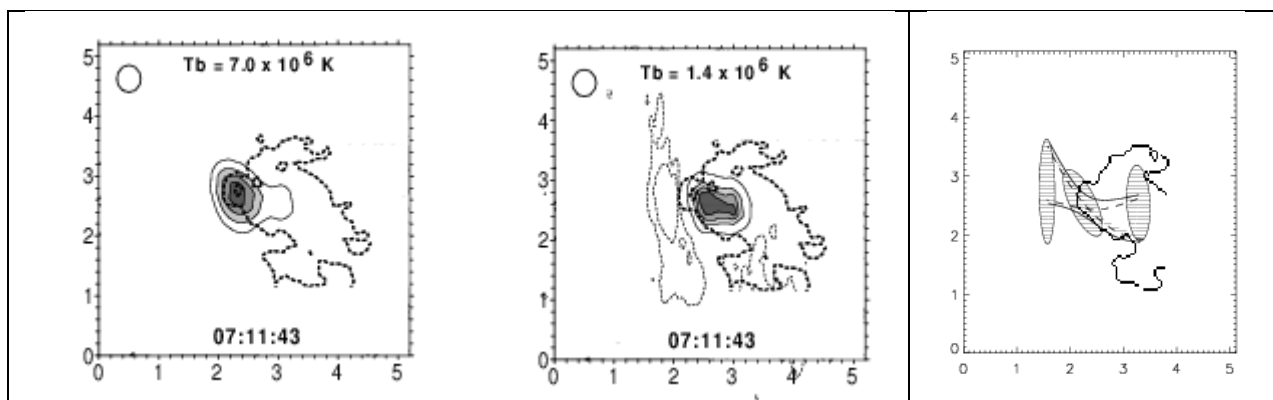


Рис.9.30. Главная стадия вспышки. Слева – интенсивность R+L с обозначениями, как на Рис.9.28; в середине - поляризованное излучение R-L. Правой поляризации соответствуют сплошные контуры, а левой – пунктирные. Правое изображение – схема с обозначениями, как на Рис.9.29.

В главной стадии в мягком рентгеновском излучении появляются петли, ориентированные поперек нейтральной линии. В микроволновом излучении основания этих петель отвечают источникам с противоположным знаком круговой поляризации, а вершинам петель – повышенная яркость в интенсивности (левое изображение). В работе Altyntsev et al. (2002) был сделан вывод, что главная стадия вспышки вызвана взаимодействием растущих коротких петель с более высокими магнитными структурами, сформированными в атмосфере активной области за несколько дней до вспышки.

Суммируя можно сделать вывод, что радиокарты на различных частотах существенно дополняют информацию о вспышечных магнитных конфигурациях, получаемую по данным в рентгеновском и ультрафиолетовом диапазонах.

10. Диагностика выбросов корональной массы

10.1. Морфология развития выброса

Корональные выбросы массы (КВМ) — выбросы вещества из солнечной короны. Вещество корональных выбросов, достигающее Земли, является главной причиной возмущений земной магнитосферы и магнитных бурь. Среди возможных эффектов — полярные сияния, магнитные бури, нарушения в работе электрооборудования, ухудшение условий распространения радиоволн. Природа выбросов и причины, по которым они происходят, пока далеко не понятны.

В отличие от солнечных вспышек, во время которых магнитная энергия, накопленная в активных областях на Солнце, реализуется в основном в электромагнитное излучение, нагрев плазмы в хромосфере, и ускорение частиц, во время корональных выбросов массы эта энергия расходуется на ускорение огромных масс вещества. Выбросы корональной массы проще наблюдать вне солнечного диска (вне затмевающего диска коронографа) в отличие от солнечных вспышек, которые ясно наблюдаются на солнечном диске. Поэтому одновременные наблюдения вспышек и корональных выбросов массы затруднены и существует разные точки зрения о связи этих явлений.

Согласно ранней точке зрения, корональные выбросы и солнечные вспышки являются разными проявлениями единого процесса. Однако существует ряд наблюдений, когда выбросы корональной массы регистрируются без каких либо явлений на солнечном диске, в том числе и без солнечных вспышек. Вторая точка зрения предполагает, что у этих явлений общий источник энергии. Если энергии накоплено достаточно для реализации обоих процессов, то они связаны во времени и в пространстве.

Исследование корональных выбросов затрудняется тем, что они слабо выделяются на фоне солнечного диска. В последнее время эти трудности преодолеваются с помощью миссии НАСА Solar TErrestrial RElations Observatory (STEREO). Два одинаковых космических аппарата были запущены 26 октября 2006 года на орбиты близкие к орбите движения Земли вокруг Солнца. В ходе проекта один из них постепенно отставал от Земли, а другой, наоборот, обгонял её. Это дает возможность одновременно наблюдать Солнце из двух разных точек, т.е. использовать стереоскопический эффект, позволяющий получать 3-мерные изображения структур и явлений на Солнце. Стереоскопический эффект позволяет определить положение источника выброса на Солнце и траекторию его движения, которые невозможно определить по одиночному наблюдению с помощью коронографа у Земли, как, например, в проекте SOHO. Стереоскопические методы помимо того, что дают новые данные при изучении солнечной активности, способны существенно повысить точность прогнозов космической погоды.

Выброс включает в себя плазму, состоящую в основном из электронов и протонов наряду с небольшим количеством более тяжёлых элементов — гелия, кислорода, и других. Характерной особенностью выброса является то, что общая топология выброса имеет форму гигантской петли, оба или одно основание которой закреплены за солнечную атмосферу, а магнитное поле в выбросе, как правило, выше, чем в спокойном солнечном ветре, и представляет собой скрученные в жгут магнитные силовые линии.

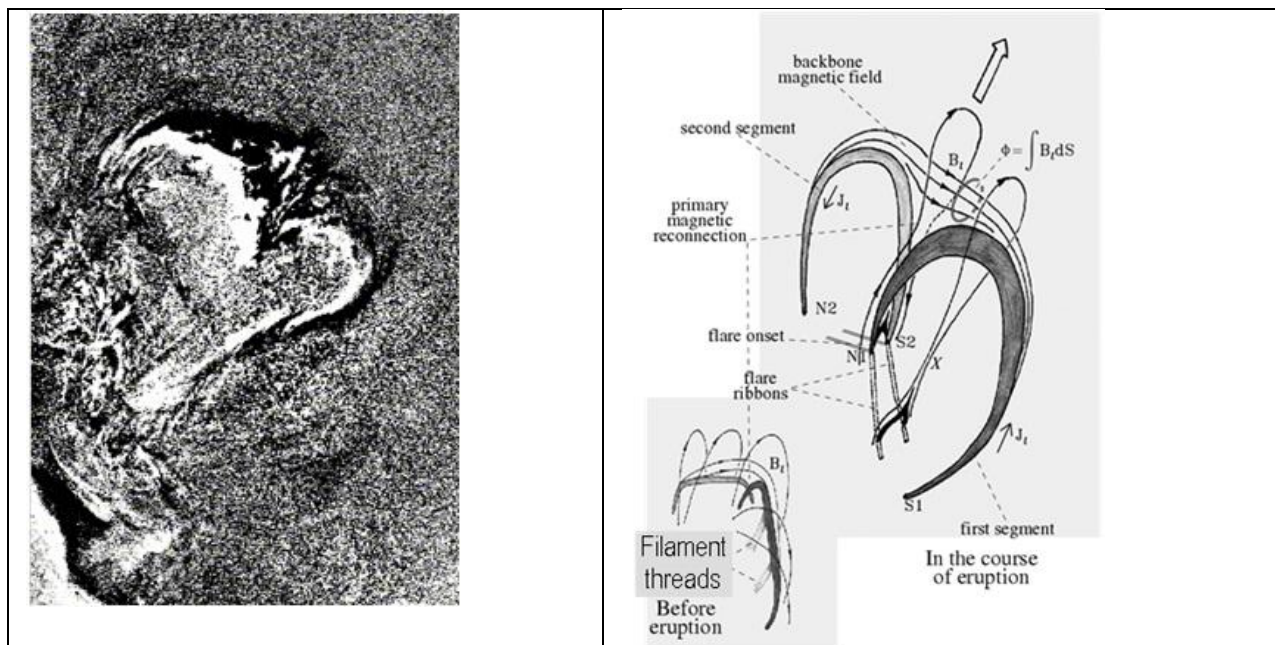


Рис. 10.1. Слева показано разностное изображение на 193 А выброса 11 мая 2011 г. Справа приведена схема развития выброса. Ситуация перед эрупцией показана в нижнем левом углу. Первоначально волокно состоит из двух сегментов с правой закруткой. Сплошными линиями показана магнитная конфигурация, включающая укорененные петли (barbs), удерживающие магнитную структуру и поле вдоль сегментов. Расширение магнитной структуры вверх связано с ростом магнитного потока продольного поля, связывающего сегменты из-за пересоединения их полей в близких скрещенных основаниях. Вытягивание удерживающих петель приводит к множественным процессам пересоединения под поднимающимся волокном, отрыву волокна от удерживающей магнитной структуры и дополнительному ускорению его движения вверх.

Наблюдается тесная связь КВМ с эрупцией волокон. Волокна на фоне солнечного диска наблюдаются как депрессии яркости в оптическом диапазоне, или как протуберанцы вне лимба, и связаны с магнитными структурами, удерживающими плотную и холодную хромосферную плазму высоко в короне. Они могут быть стабильными в течение нескольких солнечных оборотов. Однако возможны внезапные эрупции, которые во многих случаях приводят к выбросам корональной массы. Так, в работе Gopalswamy et al. (2003) получена оценка, что около 70% эрупций волокон приводят к выбро-

сам корональной массы, которые могут стартовать либо из активных областей, либо с поверхности спокойного Солнца.

Важной проблемой физики выбросов является характер их связи с магнитными структурами. Есть модели, которые требуют существования до эрупции магнитного жгута, т. е. структуры со скрученными магнитными силовыми линиями вдоль ее центральной оси. В других моделях, подобная структура формируется во время эрупции (см., например, обзоры Forbes 2000; Klimchuk 2001). Чтобы решить эту проблему полезно наблюдать не только за процессом эрупции, но и за состоянием волокна перед эрупцией.

В микроволновом диапазоне волокна наблюдаются на диске как депрессии яркостной температуры, или как протуберанцы на лимбе (Kundu 1972). Первые комбинированные наблюдения в микроволнах (VLA) и крайнем ультрафиолетовом излучении (SUMER, CDS) были изучены в работе Ciuferri Drago et al. (2001). В метровом диапазоне волокна проявляются как депрессии на диске (Marque 2004), в то время как в дециметровом излучении они ассоциируются с эмиссией излучения (Lantos et al., 1987).

С началом ежедневных, в течение светового дня, наблюдений солнечного диска с достаточно высоким пространственным разрешением на радиогелиографе Нобейма (17 ГГц) и CCPT (5.7 ГГц) появились публикации об эрупциях волокон и связанных с ними выбросов (см., например, Gopalswamy 2003).

Первый случай наблюдений коронального выброса на CCPT, еще по одномерным распределениям радиояркости, был описан Maksimov & Nefedjev (1991). Одно из первых событий с КВМ в двумерной моде было зарегистрировано на CCPT в 2000 г. В результате анализа наблюдений этого события на CCPT и радиогелиографе Нобейма Уралов А.М. с соавторами (Uralov et al. 2002) предложил новый механизм эрупции волокна, как результат взаимодействия двух филаментов (Рис.10.1). Ряд наблюдений эрупций волокон, записанных с помощью CCPT и NoRH, был представлен позднее в работе Grechnev et al. (2006с).

После запуска миссии STEREO наблюдения выбросов на CCPT обсуждались в работе Alissandrakis et al. (2013). Наблюдения на 5.7 ГГц позволяют заполнить разрыв в поле зрения между наблюдениями в ультрафиолетовом излучении на AIA/SDO и затменными изображениями LASCO C2. Сравнение с наблюдениями на AIA/SDO показывает, что на микроволновых картах CCPT прослеживаются как низкотемпературная плазма выброса, так и высокотемпературные источники, соответствующие области взаимодействия двух волокон и вершине вспыхивающих петель.

10.2. Затенение поверхности солнечного диска

Важный вклад в диагностику выбросов корональной массы на диске Солнца могут внести исследования, так называемых отрицательных микроволновых всплесков, которые наблюдаются как провалы сигнала на времен-

ных профилях микроволнового излучения длительностью десятки минут. Более тридцати лет назад было предложено объяснение провалов появлением над областями спокойного Солнца «облаков» с относительно плотной плазмой (Sawyer, 1977). В микроволновых наблюдениях с пространственным разрешением это предположение было впервые подтверждено по данным ССРТ в работе Maksimov & Nefedjev (1991).

Пример события с отрицательным всплеском, произошедшего 6 февраля 2002 года, показан на Рис. 10.2. Приведены временные профили интегрального микроволнового излучения, измеренные в обсерватории Нобеяма (Япония) и в Уссурийской обсерватории. Видно, что после всплеска наблюдается интервал с депрессией излучения, когда сигнал падает ниже предвсплескового уровня, и уменьшается не менее, чем на 10% на частотах ниже 9.4 ГГц. Наблюдения показывают, что депрессии яркости чаще наблюдаются в диапазоне частот до 5 ГГц, хотя иногда отклик на выбросы заметен на частотах до 17 ГГц.

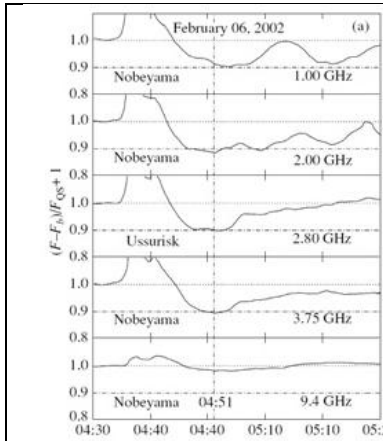


Рис.10.2. Временные профили радиоизлучения 6 февраля 2002 года, нормализованные на уровень излучения спокойного Солнца (Кузьменко и др. 2009).

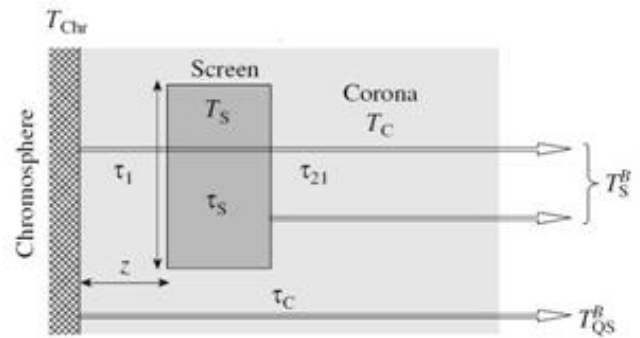


Рис.10.3. Схема оценки параметров поглощающего экрана (Кузьменко и др. 2009).

В работе Кузьменко и др. (2009) разработана и проверена простая модель экранирующего экрана (Рис.10.3), согласно которой величину относительной депрессии можно оценить как $\frac{F}{F_{QS}} = 1 - A_S/A (1 - T_S^B/T_{QS}^B)$, где

A_S/A - отношение площадей экрана и солнечного диска, T_S^B/T_{QS}^B - отношение

их яркостных температур. Указанные выше параметры можно оценить с помощью измерений депрессии яркости на различных частотах. На Рис. 10.4 видно, что наблюдаемые микроволновые спектры во время депрессии можно

удовлетворительно описать, подбирая параметры в модели. В предположении о тормозном механизме абсорбции излучения в поглощающем экране можно оценить его массу. В работе Кузьменко и др. (2009) показано, что оценки массы и площади экрана соответствуют параметрам, характерным для выбросов корональной массы. Развитие исследований отрицательных всплесков перспективны для создания методик обнаружения и диагностики начальных стадий выбросов корональной массы наземными средствами.

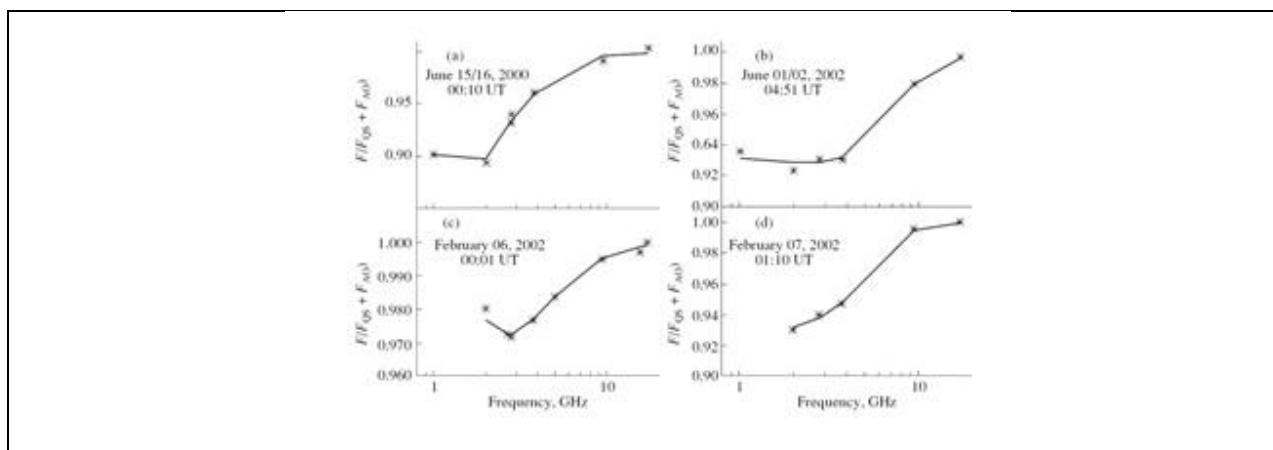


Рис.10.4. Спектры поглощающих толщин микроволнового излучения. Амплитуды поглощения нормализованы на сумму потоков от спокойного Солнца и радиоисточников. Звездочками отмечены данные наблюдений, сплошная кривая – модельное приближение (Кузьменко и др. 2009).

К настоящему времени вклад радионаблюдений с пространственным разрешением в изучение КВМ довольно скромнен, но введение нового поколения многоволновых радиоинтерферометров позволит не только проследить развитие выброса от момента старта до высот в несколько радиусов Солнца, но и получить информацию о магнитных полях в области его формирования.

10.3. Проявления выбросов в радиоизлучении

С процессами в КВМ связывают генерацию всплесков II и IV типа. Общепризнано, что всплески II типа являются откликом на магнитогидродинамические ударные волны, а IV типа – с излучением нетепловых электронов, захваченных в магнитных структурах КВМ (Vrsnak & Cliver 2008; Pick & Vilmer, 2008). Всплески IV типа удастся интерпретировать в рамках гиросинхротронного излучения примесью нетепловых электронов с энергиями до 100 КэВ в магнитном поле несколько гаусс (Robinson 1978). Привлечение современных данных с космического аппарата STEREO и радиогелиографа Нанси (NRH) подтверждает эти выводы (Bain et al. 2014).

Пример когерентного всплеска II типа из работы Zimovetz et al. (2012) приведен на Рис.10.5. Общепринято, что излучение генерируется на частоте, близкой к ленгмюровской частоте и ее гармонике, электронами, ускоренными в ударной волне. На корональных высотах всплеск регистрируется в мет-

ровом диапазоне (20-400 МГц), а в межпланетном пространстве его продолжение наблюдается вплоть до килогерцовых частот. В межпланетном пространстве генерацию всплеска связывают с предвестником КВМ.

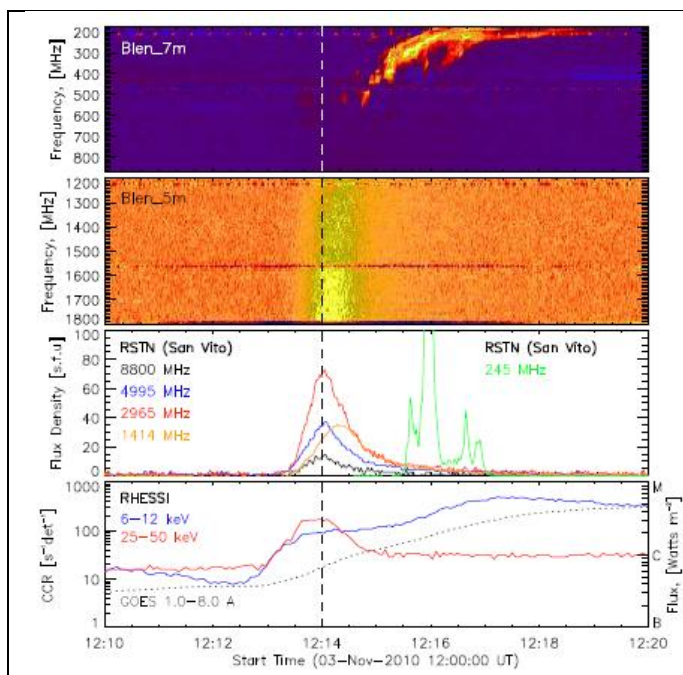


Рис.10.5.Динамические спектры и временные профили радио, мягкого и жесткого рентгеновских излучений во время вспышки 3 ноября 2010 года. Динамические спектры измерялись на спектрографах Phoenix (Bleien, Switzerland;
<http://soleil.i4ds.ch/solarradio/>) (Рисунок заимствован из работы Zimovetz et al. 2012)

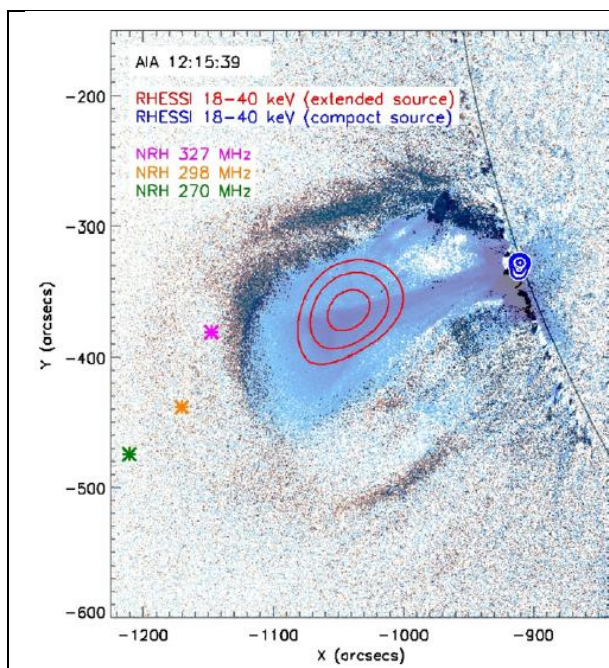


Рис.10.6. Обобщенная конфигурация выброса в разных излучениях: AIA 131Å (голубой фон) и 335Å (красный); положения источников всплеска II типа (кресты) и жесткого рентгеновского излучения (красные и синие контура). (из работы Bain et al. 2012)

О происхождении корональных всплесков до сих пор идут дискуссии. Рассматриваются разные типы ударных волн: поршневая волна, в которой ударная волна опережает выброс плазмы; волна обтекания в которой скорости выброса и ударной волны близки и, наконец, взрывная волна, появляющаяся после импульсного энерговыделения во время солнечной вспышки (см., например, Grechnev et al. 2011). Поскольку стадия ускорения КВМ сов-

падает во времени с импульсной фазой вспышки, то трудно разделить указанные выше возможности. Ценность наблюдений всплесков заключается в том, что динамические спектры показывают ударную волну в координатах время – локальная плотность плазмы. На Рис. 10.6 показана конфигурация выброса в различных излучениях. Отметим, что источники всплеска значительно опережают выброс горячее ядро выброса, что позволило авторам заключить о предпочтительности сценария с поршневой ударной волной (Bain et al. 2012).

11. Прогноз и диагностика возмущений околоземного пространства

Свидетельства влияния солнечной активности на работоспособность технических средств были получены с началом регулярного использования радиосвязи. В первых десятилетиях прошлого века было обнаружено, что качество радиосвязи на таких длинных трассах, как Европа – Америка обнаруживает явную цикличность и зависит от количества пятен на Солнце. На более высоких частотах помехи от спорадической или вспышечной активности были обнаружены англичанами при эксплуатации радаров во время II мировой войны. С развитием высоких технологий наша зависимость от солнечной активности, или космической погоды непрерывно возрастает. Характер влияния возмущений околоземного пространства на работу различных технологических систем показан в Таблице 11.1.

Характерные времена переноса возмущений от Солнца до земной орбиты находятся в широких пределах от 8 минут, времени пролета электромагнитного излучения, до нескольких суток во время выбросов корональной массы. В последнем случае скорость переноса зависит от мощности эруптивного события, что делает актуальной задачу не только прогноза, но его диагностики в реальном масштабе времени.

Радиоизлучение мощных солнечных всплесков может приводить к существенным помехам сигналов, получаемых от глобальных спутниковых навигационных систем (Afraimovich et al. 2009; Kintner et al. 2009). Радары используются для слежения и управления многочисленными объектами. Антенны радаров, ориентированные на низкие склонения, регистрируют сигналы от Солнца из-за конечной ширины диаграммы направленности и боковых лепестков. При ориентации, близкой к Солнцу, сигнал всплеска может значительно превышать сигнал от цели.

Глобальная система позиционирования GPS работает на двух близких частотах L1 (1575 МГц), и L2 (1227 МГц). Отметим в этой связи рекордную вспышку 6 декабря 2006 года, которая произошла в фазе минимума солнечного цикла, и поток которой достигал 10^6 с.е.п. в L-полосе (1415 МГц). Такая интенсивность на два-три порядка превышает уровень, с которого начинаются проблемы с навигационной системой (Cerruti et al. 2006). Мощные вспышки с потоком, превышающим 1000 с.е.п., наблюдаются в среднем через 20 дней. Частота появления мощных вспышек зависит от фазы цикла солнечной активности. Следовательно, наблюдения солнечных радиоизлучений важны не только для научных исследований, но и для мониторинга среды, в которой работают современные технологии, и для обозначения требований к разрабатываемой технике с точки зрения помехоустойчивости. Контроль помехозащищенности радаров ставит задачу разработки методов прогноза не просто вспышек, а вспышек с высокой интенсивностью излучения в рабочей полосе защищаемой технологии.

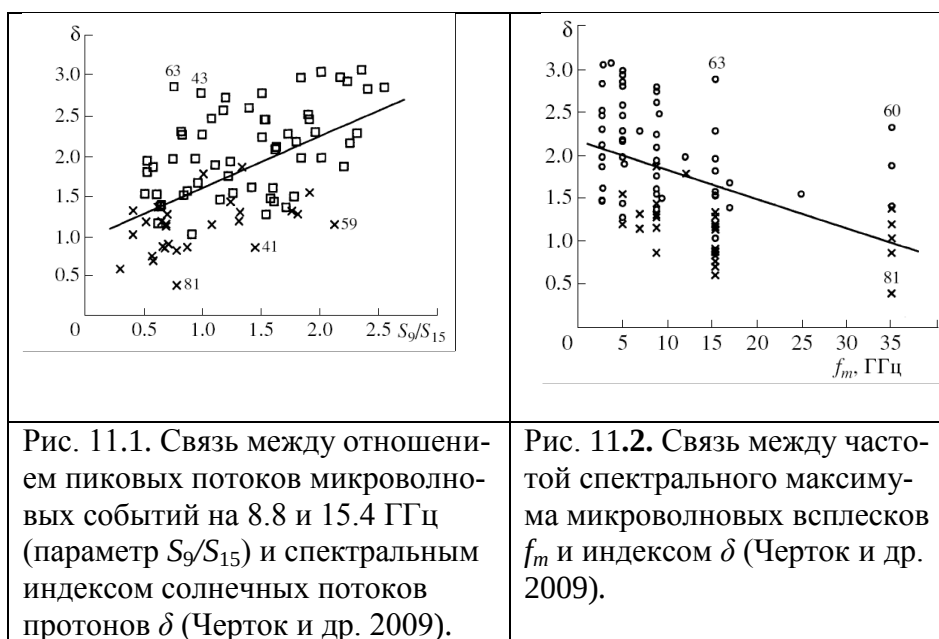
Таблица 11.1. Влияние солнечно-земных связей на технологии

Тип связи	Воздействие	Технологии
Возмущения магнитного поля Земли	Генерация индукционных полей	Линии электропередач Длинные линии коммуникаций Трубопроводы
	Возмущения направления	Мониторинг траектории на космических аппаратах Компас
Ионосферные возмущения	Отражения, затухание при распространении Помехи, флуктуации шума	Беспроводные системы коммуникаций Спутники связи Геофизическое просвечивание
Солнечные радиовсплески	Повышение радиошумов	Беспроводные системы связи Радарные системы Спутниковая навигация
Потоки частиц	Повреждение ячеек солнечных батарей	Электроснабжение космических аппаратов
	Повреждение полупроводниковой элементной базы	Управление космическим аппаратом
	Ложные команды в полупроводниковых системах	Мониторинг траектории на космических аппаратах
	Зарядка поверхностей и внутренних материалов Радиационное облучение	Электроника космических аппаратов Космонавты Пилоты и пассажиры полярных рейсов

Солнечные космические лучи (СКЛ) – потоки заряженных частиц, ускоряемых до высоких энергий в атмосфере Солнца во время солнечных вспышек. Наиболее энергичные СКЛ регистрируются у Земли примерно через 10 минут после начала взрывной стадии вспышек как внезапные резкие повышения интенсивности космических лучей на фоне галактических космических лучей. Регистрация менее энергичных частиц продолжается от нескольких часов до нескольких дней. Характеристики СКЛ у Земли определяются процессом ускорения частиц в источнике, особенностями их выхода из области ускорения и условиями распространения в межпланетной среде. Потоки заряженных энергичных частиц могут приводить к нарушению работы

оборудования на космических аппаратах, и облучению людей в пилотируемых аппаратах и даже, вторичными частицами, в самолетах во время полярных перелетов. Наиболее выдающиеся вспышки могут приводить к таким потокам космических лучей, что они могут регистрироваться на Земле нейтронными мониторами (см., например, Cliver 2006; Grechnev et al. 2008; Aschwanden 2012; Nitta et al. 2012).

При исследовании природы СКЛ микроволновые данные привлекаются для описания временного хода энергосвечения вспышки наряду с рентгеновскими данными. Достаточно давно, в ряде работ были получены указания на связь характеристик потоков протонов с энергией десятки МэВ, регистрируемых на орбите Земли, с параметрами микроволнового излучения ассоциируемых с усилениями потоков протонов солнечных вспышек (Акиньян и др. 1978, Daibog et al. 1989). Анализ вспышек 1987–2012 годов (Черток и др., 2009; Grechnev et al. 2013) показал, что значимые потоки СКЛ наблюдаются от вспышек, поток которых превышает 10^4 с.е.п. Для вспышек меньшей интенсивности значимые корреляции между протонным индексом δ , и параметрами радиовсплесков: отношением пиковых потоков S на частотах 9 и 15 ГГц и частотой спектрального максимума f_m наблюдались для вспышек в западной части солнечного диска. Протонный индекс $\delta = \lg(J_{10}/J_{100})$ рассчитывается по измерениям потоков протонов с энергиями больше 10 и 100 МэВ. Результаты корреляции показаны на Рис.11.1 и Рис.11.2, заимствованных из работы Черток и др. (2009). Коэффициент корреляции между индексом δ и параметром S_9/S_{15} составляет 0.55, а между δ и частотой максимума микроволнового спектра f_m достигает 0.46. На Рис.11.1 и Рис.11.2 крестиками отмечены события, в которых наблюдались наземные возрастания высокоэнергичных частиц.



Отметим, что мощные высокочастотные всплески с жестким радиоспектром и частотой максимума спектра около $f_m \approx 30$ ГГц наблюдаются во вспышках,

происходящих областях с сильными магнитными полями, и являются признаком появления на орбите Земли значительных потоков энергичных протонов. Этот результат является важным аргументом в пользу концепции ускорения частиц солнечных космических лучей (или, по крайней мере, их начального импульса) во вспышке, а не в ударной волне на фронте коронального выброса. Следует также отметить связь интенсивности протонных потоков со скоростью частотного дрейфа ассоциированных всплесков II типа (Исаева и Цап 2011).

Время распространения до орбиты Земли остальных геоэффективных возмущений, генерируемых солнечными вспышками и выбросами корональной массы, и приведенных в Таблице 11.1 превышает сутки, и перед исследователями стоят задачи прогноза и диагностики эруптивных событий. Естественно ожидать, что структура микроволнового излучения вспышечно-продуктивных активных областей должна отличаться от обычных областей, поскольку в их атмосфере должны формироваться непотенциальные структуры магнитного поля, включая токовые слои. Первые указания о связи особенностей структуры активной области с ее вспышечной продуктивностью были получены Танака и Энме по одномерным сканам солнечного диска в поляризованном излучении на частоте 10 ГГц (Tanaka & Enome 1975).



Дальнейшее развитие эти идеи получили при анализе одномерных распределений радиояркости в интенсивности и поляризации на ССРТ (Мак-

симов и др. 1996, 1998). Наблюдения на 5.7 ГГц показали, что признаком предвспышечного состояния активной области может являться отличие наблюдаемого распределения степени поляризации от так называемого «нормального». Форма «нормального» распределения поляризации вдоль широты зависит от долготного положения активной области на диске (Рис. 11.3). В центральной зоне III «нормальной» является биполярная конфигурация, в которой знак поляризации западного источника соответствует поляризации головного пятна, а восточного – хвостовым пятнам. Вдали от центрального меридиана «нормальное» распределение становится однополярным, с разными знаками на востоке и западе. Образование видимого однополярного распределения объясняется обращением поляризации при квазиперечном распространении электромагнитных волн, описанном в разделе 3.3. Во внешних зонах степень поляризации мала в обычных случаях. Отличия от «нормального» распределения во вспышечно-продуктивных областях вызваны ростом плотности, магнитного поля, и скорости вращения вектора регулярного магнитного поля в атмосфере активных областей в процессе накопления непотенциальной энергии магнитных полей, которая затем конвертируется в энергию вспышки. Замечательной особенностью этого метода прогноза является возможность прогноза вспышечной продуктивности для вспышек в прилимбовых областях, вплоть до прогноза активности областей, выходящих из-за лимба.

Развитие этого метода показало, что оправдываемость прогноза растет, если использовать данные об эволюции изображений активной области на нескольких частотах, поскольку на разных частотах области неопределенности не совпадают. Так, предложена модификация метода прогноза по наблюдениям на двух радиогелиографах (CCPT и NoRH), которая при прогнозировании вспышек с мощностью выше M 1.0 показала лучшую эффективность по сравнению с одночастотным способом (Бакунина 2006, 2007).

Если предыдущий метод опирается на относительно простые морфологические основания и может быть алгоритмизирован (Maksimov & Prosovetsky 2005), то прогноз мощных вспышек по особенностям межпятенных микроволновых источников требует дальнейших исследований. Как было указано в разделе 6.3, регистрация квазистационарных источников над линией инверсии радиальной составляющей магнитного поля (NLS) на радиокартах CCPT и NoRH указывает на возможность появления в их окрестности мощных рентгеновских вспышек (Uralov et al. 2006). Яркостные температуры источников NLS достигают 10^6 К, степень круговой поляризации до 90%. Рождение NLS вызывается выходом нового магнитного потока в атмосферу активной области и формированием токового слоя. Физическая связь NLS с местами энерговыделения в короне АО подтверждена экспериментально. Излучение квазистационарного NLS сосредоточено в основаниях и вершине магнитной петли, соединяющей сближающиеся солнечные пятна. Микроволновое излучение мощных рентгеновских вспышек генерируется в этой

петле. Механизм излучения NLS по наблюдениям на одной частоте однозначно пока еще не установлен.

Указания о возможности обнаружения токовых структур по данным о спектре микроволнового излучения активной области были получены в работе (Bogod & Tokhchukova 2006). Используя данные подробных наблюдений спектра излучения активных областей, полученные с помощью многоканального приемника РАТАН 600, авторы обнаружили ряд новых эффектов, которые могут быть использованы при разработке алгоритмов прогноза вспышечной продуктивности по радиоданным. В частности, было обнаружено, что предвестником вспышки является двукратное изменение знака поляризации в относительно узкой полосе спектра излучения вспышечно-продуктивной активной области (Кальтман и др. 2005).

Для решения задач прогноза и диагностики необходимо, во-первых, создание сети недорогих многоволновых спектрополяриметров, и, во-вторых, многоволновых радиогелиографа, позволяющего проводить наблюдения радиоисточников с высоким временным, пространственным и спектральным разрешением. Реализация этого проекта позволит понять физику генерации всплесков, заложить научную основу их прогноза.

12. Проекты новых инструментов

В настоящее время использование диагностического потенциала радионаблюдений не соответствует их возможностям. Для решения этой задачи необходимо создание нового поколения радиотелескопов, сочетающих высокое временное и пространственное разрешение с измерениями спектра в каждом пикселе изображения. В 90-е годы, когда стала доступна достаточно быстрая электроника, широкополосные линии оптической связи и СВЧ устройства новых типов, то есть появились технические возможности, стали обсуждаться проекты создания многоволновых радиогелиографов. Было признано, что наиболее интересным является диапазон микроволнового радиоизлучения солнечных вспышек от первых ГГц до 10-20 ГГц.

Пионерским стал проект, предложенный учеными США: Frequency-Agile Solar Radiotelescope (FASR) (Bastian 1994; Bastian et al. 1998). Несколько позднее стали разрабатываться аналогичные проекты в Китае, Бразилии и России. Основные технические характеристики строящихся радиогелиографов микроволнового диапазона приведены в Таблице 12.1. Получение первых изображений планируется в 2014 – 2015 годах. Общей характеристикой радиогелиографов является измерение наряду с интенсивностью круговой поляризации.

В *New Jersey Institute of Technology (NJIT)* создается прототип *FASR - Expanded Owens Valley Solar Array (EOVSA)*, интерферометр с пока малым количеством антенн (ovsa.njit.edu/expansion/progress.html). Полоса приема отдельного канала 500 МГц, и, таким образом, полная полоса перекрывается 34 каналами, последовательность приема которых задается программным образом. Длительность регистрации всей полосы предполагается не более 1 сек.

Таблица 12.1 Строящиеся радиогелиографы

	EOVSA	CSRH-I	CSRH-II	мССРТ
Диапазон, ГГц	1-18	0.4–2 GHz	2 – 15	4 – 8
Антенны	13 (2.1 м)	40 (4.5)	60 (2.5)	96 (1.8)
Разрешение	3	10.3	1.4	10
Поляризация	I/V	I/V	I/V	I/V
Кол-во каналов	32	64	528	5
Вся полоса, мс	1000	25 мс	206 мс	1000

Из проектов, отвечающих основным современным требованиям, реализуется в полном масштабе радиогелиограф CSRH (Chinese SpectroRadioHeliograph) в Китае (Yan et al. 2004). Радиогелиограф создается Национальной обсерваторией Китая (Key Laboratory of Solar Activity) под руководством профессора Йена (Yan Yihua). Чтобы перекрыть диапазон частот от 0.4 до 15

ГГц используются две отдельные антенные решетки типа логарифмической спирали с максимальной базой 3 км.

В Радиоастрофизической обсерватории ИСЗФ СО РАН в 2014 году планируется получение первых изображений на 96 антенной Т-образной решетке в диапазоне 4 – 8 ГГц (мССРТ). В 2013 году начато проектирование полномасштабного радиогелиографа на диапазон частот 3 – 24 ГГц (гелиограф Бадары). По техническому заданию предполагается перекрыть этот диапазон с помощью трех независимых Т-образных радиогелиографов с диапазонами 3 – 6, 6 – 12 и 12 – 24 ГГц. Диаметры (количество) антенн 3 м (96 антенн), 1.8 м (192) и 1 м (224), соответственно. Максимальная база предполагается порядка километра, обеспечивая разрешение до 3 угл. сек на частоте 24 ГГц.

На американском континенте строится еще один солнечный интерферометр с ограниченными спектральными возможностями: Brazilian Decimetric Array (BDA) с двумя частотными каналами в микроволновом диапазоне (2.8 и 5.6 ГГц). Максимальная база Т-образной решетки с 38 антеннами диаметром 4 м будет достигать 1.25 км, обеспечивая разрешение на 5.6 ГГц до 10 угл. сек. Кроме микроволнового диапазона будут регистрироваться сигналы в диапазоне 1.2 – 1.7 ГГц.

Помимо радиогелиографов в последние годы начали работать или строятся ряд крупных интерферометров, на которых возможно проведение наблюдений в интересах задач по физике Солнца. Уникальные данные можно ожидать от наблюдений на Atacama Large Millimeter Array (ALMA), строящемся в Чили на высоте 5000 м. Этот колоссальный интерферометр, состоящий из 64 антенн диаметром 12 м, с базой до 14 км. Полоса частот от 33 ГГц до 1000 ГГц с десятью частотными каналами. С малым полем зрения инструмента предполагается наблюдение структуры и линий в хромосфере, микровспышек в короне.

Создание нового инструмента Low Frequency Array (LOFAR) на диапазон 10 – 240 МГц находится в стадии завершения. Для уменьшения стоимости системы применяются простейшие антенны без движущихся механических частей – пирамиды из медных стержней с усилителем сигнала на вершине. Всего таких антенн будет установлено 25 тысяч. Они будут объединяться в группы (кластеры), а кластеры, в свою очередь, будут располагаться по всей территории Голландии с базой до 100 км и по Европе с базой до 1500 км. Каждая из антенн принимает сигналы со всего неба, но компьютерная обработка позволяет выделить интересующие наблюдателей направления и чисто вычислительным путем сформировать в них диаграмму направленности системы. При этом максимальное угловое разрешение на самой короткой волне составит 3,5''. Работа системы потребует огромного объема вычислений, но на современном уровне развития компьютерной техники такая задача вполне решаема.

Заключение

Радионаблюдения являются мощным средством диагностики солнечной атмосферы и динамических процессов, происходящих в солнечной короне и межпланетной среде. Радио методы охватывают широкую частотную область от субмиллиметровых до километровых длин волн. Наблюдения на разных длинах волн дают информацию о различных высотах и физических условиях в атмосфере Солнца, более длинные волны относятся к большим высотам над фотосферой. Таким образом, эруптивное событие может быть прослежено от нижних слоев короны до нескольких радиусов Солнца и в межпланетном пространстве. Особую важность имеют наблюдения радио всплесков – откликов на движение электронных потоков вдоль магнитного поля, в которых содержится информация о механизмах ускорения и инжекции, эффектах распространения, т.е. о характеристиках энерговыделения и о среде, где оно происходит.

Физика солнечной короны заключается во взаимодействии магнитного поля и плазмы. Радиоастрономические методы являются единственными, обеспечивающими корональные измерения магнитного поля. К настоящему времени разработаны методы диагностики магнитного поля и успешно испытаны на существующих инструментах. Существенно повысить их эффективность будет возможно с помощью многоволновых наблюдений, охватывающих большой спектральный диапазон. В настоящее время использование диагностического потенциала радионаблюдений далеко от идеала, так как многие результаты получены в наблюдениях с ограниченными пространственными и спектральными возможностями, что может приводить к неоднозначным и даже неправильным результатам.

Наиболее очевидной является потребность одновременного картирования Солнца в широком диапазоне частот. Имеющие сейчас телескопы имеют ограниченный набор частот, расположены географически так далеко от друга, что одновременные наблюдения невозможны. Важно также иметь достаточно подробные спектральные данные радиовсплесков. В ближайшие несколько лет начнет регулярные наблюдения новое поколение радиотелескопов, удовлетворяющее заявленным требованиям. Эти телескопы позволят посмотреть на микроволновые структуры на новых частотах, расширить возможности для совместного анализа радиоданных с данными наблюдений в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах.

Это позволит внести значительный вклад в наше понимание таких фундаментальных проблем, как нагрев короны, энерговыделение, связь активности на уровне фотосферы с процессами в короне, ускорение и перенос частиц, формирование ударных волн. Исследование взаимодействий в петельных структурах и их эволюции важно для понимания процессов инициации солнечных вспышек и выбросов корональной массы. Регулярный мониторинг волокон, активных областей и корональных дыр на различных частотах

тах обеспечит данными синоптические исследования. Важной функцией многоволновых радиогелиографов будет являться наземная поддержка международных космических проектов, и организация международной кооперации физиков-солнечников.