

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ НАЦИОНАЛЬНЫЙ
ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ НИЖЕГОРОДСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ ИМ. Н.И. ЛОБАЧЕВСКОГО

Моргачев Александр Сергеевич

**МИКРОВОЛНОВАЯ ДИАГНОСТИКА ПРОСТРАНСТВЕННЫХ
РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ НЕТЕПЛОВЫХ ЭЛЕКТРОНОВ И
ПЛАЗМЫ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕЧНЫХ ПЕТЕЛЬ**

01.03.02 – астрофизика и звездная астрономия

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
Доктор физико-математических наук
Мельников Виктор Федорович

Нижний Новгород - 2019

Оглавление

Введение	5
1 Диагностика параметров нетепловых электронов, магнитного поля и плазмы по наблюдаемому микроволновому излучению	25
1.1 Введение	25
1.2 Механизмы микроволнового излучения солнечных вспышек	29
1.2.1 Магнитотормозное излучение одиночного электрона	29
1.2.2 Магнитотормозное излучение ансамбля частиц	34
1.2.3 Быстрый ГС код	40
1.2.4 Тепловое тормозное излучение	45
1.3 Микроволновая диагностика вспышечных петель	47
1.3.1 Метод прямой подгонки. Постановка задачи	47
1.3.2 Минимизации функционала на основе генетического алгоритма	52
1.3.3 Роль данных поляризации при восстановлении параметров радиоисточника	58
1.3.4 Влияние положения частот наблюдения относительно частоты спектрального максимума	64
1.3.5 Влияние эффекта квазипоперечного распространения	66
1.4 Вклад теплового тормозного излучения плазмы в наблюдаемое микроволновое излучение вспышек	70
1.4.1 Данные наблюдений	70
1.4.2 Определение параметров плазмы во вспышечных петлях	71
1.4.3 Расчет потока теплового тормозного радиоизлучения	74
1.4.4 Анализ радиоизлучения вспышек, наблюдаемых без пространственного разрешения	76
1.5 Выводы	78

2 Поляризационные особенности микроволнового излучения солнечных вспышечных петель	80
2.1 Введение	80
2.2 Событие 19 июля 2012 г.	83
2.2.1 Наблюдения	83
2.2.2 Восстановление параметров вспышечной петли	86
2.2.3 Трехмерное моделирование микроволнового излучения вспышечной петли	93
2.3 Поиск событий с признаками квазипродольной питч-угловой анизотропии нетепловых электронов	100
2.4 Выводы к главе 2	117
3 Суб-терагерцовое излучение солнечных вспышек	119
3.1 Введение	119
3.2 Данные наблюдений	122
3.3 Моделирование миллиметрового вспышечного излучения	129
3.3.1 Тепловой источник	129
3.3.2 Нетепловой источник	133
3.4 Моделирование микроволнового излучения магнитной арки с растущим суб-миллиметровым спектром	137
3.4.1 Моделирование	138
3.4.2 Выводы	147
3.5 Модель хромосферного суб-терагерцового излучения	149
3.5.1 Моделирование	150
3.5.2 Высота формирования суб-мм излучения	153
3.5.3 Обсуждение результатов	157
3.6 Выводы к главе 3	158

Заключение	161
Литература	163

Введение

Диссертационная работа посвящена изучению солнечных вспышек – явлению мощного взрывного энерговыделения в атмосфере Солнца, наблюдаемого в виде потоков высокоэнергичных частиц и плазмы, а также в широком диапазоне электромагнитного излучения - от километровых радиоволн до гамма-лучей. По современным представлениям в процессе вспышки происходит ускорение электронов солнечной плазмы до десятков МэВ, часть из которых захватывается в магнитные петли в активной области, генерируя широкополосное микроволновое излучение (на частотах от 3 до 300 ГГц), и формируя вспышечную петлю. Основной нерешенной проблемой солнечных вспышек является механизм энерговыделения и ускорения частиц.

Существующие на данный момент модели ускорения частиц в солнечных вспышечных петлях до высоких энергий [99] предполагают различные пространственные распределения их параметров по петле (концентрация, энергетический спектр,pitch-угловое распределение и др.). Диагностика частиц в реальных вспышках может дать ответ на вопрос об особенностях процессов ускорения. Различные пространственные и временные распределения параметров нетепловых электронов и фоновой плазмы, в свою очередь, предполагают различные распределения характеристик радиоизлучения по источнику, таких как интенсивность и степень поляризации. Современные солнечные радиотелескопы ведут наблюдения с высоким пространственным и временным разрешением на различных частотах, что позволяет проводить детальное изучение солнечных вспышек.

Наблюдаемое микроволновое излучение вспышечных петель генерируется преимущественно гиротронным (ГС) механизмом ускоренными электронами со среднерелятивистскими и релятивистскими энергиями [14, 48]. Параметры ГС излучения очень чувствительны к виду распределений электронов по энергиям и pitch-углам, величине и направлению магнитного поля, плотности и температуре фоновой плазмы. В связи с этим на основе радиодиагностики есть принципиальная возможность восстановления параметров нетепловых электронов, магнитного поля и плазмы в петлях по микроволновым наблюдениям. В работе [27] разработан программный пакет, позволяющий проводить быстрый расчет интенсивности обыкновенной и необыкновенной волн однородного источника ГС излучения для различных значений концентрации ускоренных электронов, показателя их степенного энергетического

спектра, вида пичч-углового распределения, температуры и плотности фоновой плазмы, напряженности магнитного поля, угла зрения и других. Таким образом, для определения параметров среды в различных квазиоднородных областях вспышечной петли необходимо найти такой набор параметров ГС источника, чтобы теоретически рассчитываемые характеристики радиоизлучения совпадали с наблюдаемыми.

Гиротронное излучение электронов можно представить в виде суммы двух циркулярно поляризованных мод – обыкновенной и необыкновенной. Коэффициенты излучения и поглощения для каждой из мод различны и сильно зависят от напряженности и направления магнитного поля, энергетического спектра нетепловых электронов [23, 14], а также от типа электронного пичч-углового распределения [24]. Теоретические расчеты и радионаблюдения [23, 14] показывают, что в большинстве случаев в микроволновом излучении солнечных вспышек доминирует необыкновенная мода. Преобладание же обыкновенной моды может быть обусловлено следующими причинами: 1) большой оптической толщиной источника [10]; 2) взаимодействием мод при квазипоперечном распространении волны относительно линий магнитного поля [19, 85]; 3) излучением нетепловых позитронов, возникших при ядерных реакциях во вспышечных петлях [28]; 4) возникновением продольной анизотропии нетепловых электронов в некоторой области петли при условии наблюдения в квазипоперечном к линиям магнитного поля направлении [24, 58]. Таким образом, поиск и исследование солнечных вспышек, в которых реализуется доминирование обыкновенной моды микроволнового излучения, представляет большой интерес для изучения во вспышечных условиях описанных выше эффектов.

Известно, что в процессе вспышки происходит заполнение вспышечной петли плотной хромосферной плазмой [13]. Разогрев и последующее испарение хромосферы обусловлены потоками энергии в виде ускоренных частиц и тепла, распространяющихся от области энерговыделения в нижележащие плотные слои хромосферы. В результате, плотная плазма, заполняющая петлю, оказывается источником дополнительного потока радиоизлучения, генерируемого за счет теплового тормозного механизма. Таким образом, поток принимаемого радиотелескопом микроволнового излучения представляет собой сумму потоков гиротронного излучения энергичных частиц и теплового тормозного излучения горячей плазмы, что может приводить к ошибкам при микроволновой диагностике. Для правильного определения потока и спектрального

индекса ГС-излучения необходимо корректировать данные наблюдений путем вычета из общего потока компоненты, связанной с тепловым тормозным излучением.

Наблюдения Солнца в суб-терагерцовом (суб-ТГц) радиодиапазоне стали доступными только в 21 веке благодаря Солнечному Субмиллиметровому Телескопу [38] и Кельнской Обсерватории Миллиметровой и Субмиллиметровой астрономии [54] на частотах около 200 и 400 ГГц. Результаты наблюдений показали, что большинство событий имеют отрицательный наклон спектра между частотами 200 и 400 ГГц, т.е. уменьшающийся с частотой спектральный поток может рассматриваться как продолжение гиротронного спектра [87, 72, 54, 31]. Удивительно, что в ряде других событий обнаружен положительный наклон спектра. Эта особенность наблюдается как в течение импульсной [39, 79, 41] фазы, так и на фазе спада излучения солнечных вспышек. Подобная картина спектра является необычной. Объяснить ее наличием дополнительного компактного источника ГС излучения со спектральным максимумом выше 400 ГГц не удастся, т.к. такая модель требует очень больших (более 2500 Гс) значений хромосферных магнитных полей [40, 79]. В связи с этим были предложены другие модели формирования подобного микроволнового спектра. Среди них – гиротронное излучение нетепловых электронов при наличии эффекта Разина [6], оптически толстое тепловое тормозное излучение [79, 26], обратное комптоновское излучение [37], черенковское излучение от хромосферных слоев, синхротронное излучение в стохастической среде [26], плазменное излучение пучков электронов, ускоренных в хромосфере вблизи оснований магнитных петель [98], излучение позитронов [88]. Однако все перечисленные модели имеют трудности при интерпретации и до конца не проверены на основе имеющихся наблюдательных данных. Таким образом, загадочное поведение микроволнового спектра на высоких частотах привлекает большое внимание ученых, а его всестороннее исследование с привлечением новейших данных, возможно, позволит с другой стороны взглянуть на физику солнечных вспышек, лучше понять процессы и условия, связанные с их возникновением. С 2012 года на миллиметровых волнах (на частотах 93 и 140 ГГц) вновь начал работу радиотелескоп Московского государственного технического университета им. Н.Э. Баумана РТ-7.5, г. Дмитров [74, 82]. Очевидно, наблюдения в диапазоне частот 100-200 ГГц важны для улучшения спектрального покрытия

радиоизлучения и для изучения слабых «суб-ТГц» событий, которые случаются чаще, чем сильные вспышки [20] и характеризуются более простой магнитной конфигурацией.

Цель диссертационной работы: разработка и применение методов определения физических параметров нетепловых электронов, магнитного поля и тепловой плазмы в различных участках солнечных вспышечных петель на основе наблюдений в микроволновом радиодиапазоне с высоким пространственным разрешением. В работе ставятся и решаются следующие задачи:

1) Определение влияния тормозного излучения вспышечной тепловой плазмы на наблюдаемый спектр гиротронного излучения нетепловых электронов для статистически значимого числа вспышек.

2) Разработка метода определения параметров нетепловых электронов, магнитного поля и тепловой плазмы в различных участках вспышечной петли на основе прямой подгонки теоретически рассчитанного микроволнового излучения под наблюдаемое.

3) Интерпретация обнаруженной в солнечной вспышке 19 июля 2012 г. необычной пространственно-временной инверсии знака степени поляризации наблюдаемого микроволнового излучения, используя метод прямой подгонки, а также моделирование кинетики и микроволнового излучения нетепловых электронов.

4) Поиск солнечных вспышек с признаками доминирования обыкновенной моды микроволнового излучения по данным наблюдений с высоким пространственным разрешением. Установить, связано ли доминирование обыкновенной моды с формированием квазипродольной пичч-угловой анизотропии нетепловых электронов во вспышечных петлях отобранных событий.

5) Интерпретация наблюдаемого положительного наклона спектра миллиметрового излучения солнечных вспышек на основе анализа многоволновых данных наблюдений и моделирования микроволнового излучения солнечных вспышечных петель.

Научная новизна данной диссертационной работы в первую очередь связана с разработкой нового для целей радиодиагностики солнечных вспышечных петель метода прямой подгонки, предполагающего использование данных наблюдений следующего поколения солнечных радиотелескопов – спектрорадиогелиографов Сибирского радиогелиографа (СПГ) и Mingantu Ultrawide Spectral Radioheliograph (MUSER), в скором времени начинающих свою работу. Помимо этого в диссертационной работе проводится исследование солнечных вспышек в неиспользуемом для этих целей ранее

диапазоне микроволнового излучения 100-200 ГГц по данным наблюдений радиотелескопа РТ-7.5 МГТУ им. Баумана. Также при диагностике вспышечных петель использовались данные наилучшего в настоящий момент солнечного радиотелескопа – радиогелиографа Нобейма и наиболее совершенных в своем классе инструментов: магнитографа Helioseismic Magnetic Imager (HMI) и ультрафиолетового телескопа Atmospheric Imaging Assembly (AIA), находящихся на космической обсерватории Solar Dynamic Observatory (SDO).

Новизна и оригинальность диссертационной работы определяются следующим:

1) Впервые дана интерпретация пространственно-временной инверсии знака степени поляризации в солнечной вспышке 19 июля 2012 г. С этой целью применен метод прямой подгонки для определения параметров вспышечных петель в различных ее участках, используя впервые данные наблюдений с высоким пространственным разрешением. Применение метода прямой подгонки позволило обнаружить признаки формирования в вершине вспышечной петли квазипродольной питч-угловой анизотропии нетепловых электронов.

2) Впервые дана интерпретация положительного наклона спектра миллиметрового излучения для трех солнечных вспышек в частотном диапазоне 93 – 140 ГГц по данным наблюдений радиотелескопа МГТУ им. Баумана РТ-7.5.

3) Предложен новый алгоритм фитирования наблюдаемых характеристик микроволнового излучения вспышечных петель теоретически рассчитываемыми. В предыдущих исследованиях для восстановления параметров магнитного поля, тепловых и нетепловых электронов в солнечных вспышках методом прямой подгонки применялся симплекс метод минимизации функционала. В данной работе для определения параметров солнечных вспышек предложен и реализован метод минимизации, основанный на стратегии генетического алгоритма.

4) Впервые проведен анализ вклада теплового тормозного излучения в общий поток принимаемого микроволнового излучения для статистически значимого числа вспышек и впервые для различных частей вспышечных петель по данным наблюдений с высоким пространственным разрешением. В результате анализа установлено, что на фазе спада микроволнового всплеска вспышечная плазма может оказывать значительное влияние на наблюдаемый поток и спектральный индекс гиротронного излучения электронов.

Научное и практическое значение:

1) Обнаружение признаков доминирования обыкновенной моды микроволнового излучения в различных участках нескольких солнечных вспышечных петель важно для дальнейшего изучения таких вспышечных физических эффектов как гиротронное излучение позитронов, формирование питч-угловой анизотропии нетепловых электронов, эффект квазипоперечного распространения.

2) Обнаруженные признаки формирования квазипродольного питч-углового распределения нетепловых электронов в солнечной вспышке 19 июля 2012 г. накладывают ограничения на возможный механизм ускорения частиц в данном событии.

3) Различные интерпретации положительного наклона спектра миллиметрового излучения между частотами 93 и 140 ГГц для трех солнечных вспышек, данные на основе моделирования вспышечного излучения, важны для объяснения наблюдающегося в серии событий явления роста с частотой суб-терагерцового спектра, не согласующегося с существующей теорией формирования вспышечного микроволнового излучения.

4) Развитие автоматизированного метода восстановления параметров вспышечных петель по их микроволновому излучению на основе прямой подгонки имеет большое значение для изучения физических процессов, происходящих в солнечных вспышках, и для установления их природы. Особенно актуальным для диагностики вспышек этот метод становится в настоящее время с началом работы нового поколения радиогелиографов: SPG и MUSER.

5) При определении вклада теплового тормозного излучения плазмы в общий поток наблюдаемого микроволнового излучения солнечных вспышечных петель получены важные рекомендации для радиодиагностики нетепловых ускоренных электронов и магнитного поля. При определении их параметров на основе микроволновых наблюдений наиболее точные результаты можно получить на фазах роста и максимума всплеска.

Положения, выносимые на защиту:

1) Развитие и применение автоматизированного метода определения параметров нетепловых электронов, магнитного поля и тепловой плазмы в солнечных вспышечных

петлях, основанного на фитировании характеристик наблюдаемого микроволнового излучения теоретически рассчитываемыми.

2) Обнаружение признаков доминирования обыкновенной моды оптически тонких источников микроволнового излучения в четырех из сорока солнечных вспышечных петель. Объяснение пространственно-временной инверсии знака степени поляризации микроволнового излучения на частоте 17 ГГц, обнаруженной во вспышечной петле 19 июля 2012 г., квазипродольной питч-угловой анизотропией нетепловых электронов.

3) Интерпретация положительного наклона миллиметрового спектра между частотами 93 и 140 ГГц, наблюдаемого в ряде солнечных вспышек, гиросинхротронным излучением нетепловых электронов из хромосферной области вспышечной петли и оптически толстым тепловым тормозным излучением хромосферной плазмы.

Достоверность полученных результатов подтверждена их обсуждениями на всероссийских и международных конференциях и симпозиумах, а также публикациями в отечественных и зарубежных рецензируемых журналах основных материалов, изложенных в диссертации.

Апробация работы. Результаты диссертационной работы докладывались на следующих Всероссийских и международных конференциях:

- Всероссийская ежегодная конференция по физике Солнца "Солнечная и солнечно-земная физика" (Санкт-Петербург, Россия, 2012-2018);
- Ежегодная конференция "Физика плазмы в Солнечной системе" (Москва, Россия, 2013 - 2018);
- CESRA WorkShop (Prague, Czech Republic, June 24-29, 2013);
- Workshop and School on RadioSun (Beijing and Inner Mongolia, China, October 28-November 4, 2013);
- RadioSun WorkShop on Solar Flares and Energetic Particles (Saint-Petersburg, Russia, August 11-15, 2014);
- 14th European Solar Physics Meeting (Dublin, Ireland, September 8-12, 2014);
- 5th RadioSun Workshop and Summer School (Ceske Budejovice, Czech Republic, May 23-27, 2016);
- Solar Physics with Radio Observations-2016 (Nagoya, Japan, September 9-11, 2016).

Результаты диссертации также докладывались и обсуждались на научных семинарах в НИРФИ ННГУ им. Лобачевского (Нижний Новгород), в Пулковской обсерватории (Санкт-Петербург), Nobeyama Radio Observatory (Япония), University of Glasgow (Великобритания).

Практической апробацией работы является успешное выполнение проектов РФФИ: № 15-32-50987 мол_нр «Диагностика анизотропии ускоренных электронов по распределению круговой поляризации микроволнового излучения вдоль солнечных вспышечных петель»; № 16-32-00535 мол_а «Новые наблюдения и диагностика миллиметрового излучения солнечных вспышек»; № 14-02-00924 «Радио- и рентгеновская диагностика ускоренных электронов в солнечных вспышках», гранта РФФИ № 16-12-10448, а также международного проекта RADIOSUN FP7-PEOPLE-2011-IRSES-295272.

Личный вклад автора. Научные исследования, результаты которых представлены в диссертации, выполнены автором самостоятельно или при его непосредственном участии. Постановка задач, обсуждение и интерпретация полученных результатов проводились совместно с соавторами. Обработка данных наблюдений выполнялась автором самостоятельно, с использованием программного обеспечения, разработанного лично. Автор диссертации реализован набор программ для автоматизированного определения параметров солнечных вспышечных петель, а также программный пакет для трехмерного моделирования их микроволнового излучения. Программы для расчета кинетики энергичных электронов и их радиоизлучения во вспышечной петле были разработаны в Научно-исследовательском радиофизическом институте ННГУ им. Н.И. Лобачевского коллективом соавторов.

Публикации по теме диссертации

Автор имеет 11 опубликованных работ по теме диссертации, в научных журналах, рекомендованных ВАК.

- 1) Morgachev A.S., Polyakov V.E., Melnikov V.F. Contribution of thermal bremsstrahlung to microwave emission of solar flare loops // Astronomy Reports. – 2014. – V.58. – №5. – P.335-344.

- 2) Morgachev A.S., Kuznetsov S.A., Melnikov V.F. Radio diagnostics of the solar flaring loop parameters by direct fitting method // *Geomagnetism and Aeronomy*. – 2014. – V.54. – №7. – P.933-942.
- 3) Morgachev A.S., Kuznetsov S.A., Melnikov V.F., Simoes J.A. Modeling the distribution of circular polarization degree of solar flare loops in event 19 July 2012 // *Geomagnetism and Aeronomy*. – 2015. – V.55. – №8. – P.1118–1123.
- 4) Morgachev A.S., Melnikov V.F., Kuznetsov S.A. Search for accelerated electron anisotropy signatures based on observed polarization of the flaring loop microwave emission // *Geomagnetism and Aeronomy*. – 2016. – V.56. – №8. – P.1045-1052.
- 5) Tsap Yu.T., Smirnova V.V., Morgachev A.S. et al. On the origin of the sub-THz emission from the 4 July 2012 solar flare // *Advances in Space Research*. – 2016. – V.57. – №7. – P.1449-1455.
- 6) Kuznetsov S.A., Zimovets I.V., Morgachev A.S., Struminsky A.B. Spatio-temporal dynamics of sources of HXR pulsations in solar flares // *Solar Phys*. – 2016. – V.291. – №11. – P.3385-3426.
- 7) Смирнова В.В., Цап Ю.Т., Шумов А.В., Моргачев А.С., Моторина Г.Г., Рыжов В.С., Жаркова Н.А., Нагнибеда В.Г. Анализ механизмов генерации излучения рентгеновского, микроволнового и миллиметрового диапазонов в плазме солнечной вспышки 5 июля 2012 г. // *Наука и Образование. МГТУ им. Н. Э. Баумана. Электрон. журн.* – 2016. – №12. – С.85-97.
- 8) Morgachev A.S., Tsap Yu.T., Smirnova V.V. et al. Simulation of microwave emission from the magnetic arch with a growing millimeter spectrum // *Geomagnetism and Aeronomy*. – 2017. – V.57. – №8. – P.1028-1038.
- 9) Shain A.V., Melnikov V.F., Morgachev A.S. The role of quasi-transverse propagation effect in observed polarization of flare loop microwave radiation // *Geomagnetism and Aeronomy*. – 2017. – V.57. – №8. – P.988-996.
- 10) Tsap Yu.T., Smirnova V.V., Motorina G.G. et al. Millimeter and X-ray emission from the 5 July 2012 solar flare // *Solar Phys*. – 2018. – V.293. – №3. – id.50. – 15 p.
- 11) Morgachev A.S., Tsap Yu.T., Smirnova V.V., Motorina G.G. Simulation of subterahertz emission from April 2, 2017 solar flare based on the multiwavelength observations // *Geomagnetism and Aeronomy*. – 2018. – V.58. – №8. – P.1113-1122.

Структура и объем диссертации.

Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения и списка литературы. Общий объем диссертации составляет 171 страницу, включая 90 рисунков и 4 таблицы. Список литературы включает 99 наименований.

Краткое содержание работы

Во **введении** показаны актуальность и цель данной работы, обсуждаются новизна, научная и практическая значимость, приведены результаты, выносимые на защиту, кратко изложено содержание работы, показан личный вклад автора.

Глава 1 посвящена разработке метода определения параметров нетепловых электронов, магнитного поля и тепловой плазмы в солнечных вспышечных петлях по их наблюдаемому радиоизлучению, а также изучению влияния тепловой плазмы на микроволновое излучение вспышек. Материалы главы опубликованы в работах [59, 60].

В разделе 1.1 говорится о характеристиках и основных источниках длительного микроволнового излучения вспышек, наблюдения которого позволяют проводить диагностику параметров ускоренных электронов и магнитного поля в солнечных вспышечных петлях. Таковыми источниками являются гиротронное излучение нетепловых ускоренных электронов и тепловое тормозное излучение вспышечной плазмы. Подчеркивается важность микроволновой диагностики для изучения механизмов ускорения и энерговыделения в солнечных вспышках. Цель первой главы диссертации – разработка и тестирование метода восстановления параметров вспышечных петель, а также статистическая оценка вклада теплового тормозного излучения в наблюдаемое микроволновое излучение вспышек.

В разделе 1.2 даются основные теоретические сведения о магнитотормозном и тормозном механизмах излучения одиночного электрона и ансамбля частиц. Говорится об основных характеристиках гиротронного излучения нетепловых электронов. Описывается современный метод численного расчета гиротронных коэффициентов излучения и поглощения (быстрый ГС код).

Раздел 1.3 посвящен методу восстановления параметров нетепловых электронов, магнитного поля и фоновой плазмы в различных частях солнечных вспышечных петель на основе прямой подгонки теоретически рассчитываемых характеристик микроволнового излучения под наблюдаемые (метод прямой подгонки или метод

фитирования). Дается математическая постановка задачи определения параметров однородного радиоисточника по информации о его излучении на нескольких частотах f_i . Она заключается в решении системы уравнений:

$$\begin{aligned}
 I(x_1, x_2, \dots, x_n, f_1) &= I_{obs}(f_1) \\
 V(x_1, x_2, \dots, x_n, f_1) &= V_{obs}(f_1) \\
 I(x_1, x_2, \dots, x_n, f_2) &= I_{obs}(f_2) \\
 V(x_1, x_2, \dots, x_n, f_2) &= V_{obs}(f_2) \\
 &\dots\dots\dots \\
 I(x_1, x_2, \dots, x_n, f_k) &= I_{obs}(f_k) \\
 V(x_1, x_2, \dots, x_n, f_k) &= V_{obs}(f_k)
 \end{aligned}$$

где с левой стороны стоят теоретически рассчитываемые характеристики излучения (параметры Стокса I и V), а с правой – наблюдаемые, x_1, x_2, \dots, x_n – такие параметры среды, как концентрация и показатель степенного энергетического спектра электронов, напряженность и направление магнитного поля, концентрация фоновой плазмы и т.д. Из-за сложности гиросинхротронных формул для решения системы из ее уравнений составляется функционал вида:

$$\begin{aligned}
 K(x_1, x_2, \dots, x_n) &= [(I(x_1, x_2, \dots, x_n, f_1) - I_{obs}(f_1))^2 + \\
 &\quad (V(x_1, x_2, \dots, x_n, f_1) - V_{obs}(f_1))^2 + \\
 &\quad \dots\dots\dots \\
 &\quad (I(x_1, x_2, \dots, x_n, f_k) - I_{obs}(f_k))^2 + \\
 &\quad (V(x_1, x_2, \dots, x_n, f_k) - V_{obs}(f_k))^2]^{1/2}
 \end{aligned}$$

и задача нахождения параметров источника излучения сводится к его минимизации специальными численными методами.

Говорится, что впервые в приложении к радиоизлучению солнечных вспышек задача восстановления параметров радиоисточника на основе прямого фитирования решалась в работах [25] и [30]. Авторами получена приемлемая точность определения основных параметров трехмерных модельных вспышечных петель. Однако для этого в каждом участке петли предполагался известным спектр микроволнового излучения более чем на 60 частотах в диапазоне от 1 до 18 ГГц. Цель данного раздела – оценить возможности метода прямой подгонки для диагностики параметров солнечных вспышечных петель при ограниченном количестве наблюдательного материала, когда число переменных в системе выше практически совпадает с числом уравнений. Для

проведения исследования был реализован и протестирован метод прямой подгонки при восстановлении параметров нетепловых электронов и магнитного поля различных модельных источников для различных наборов «наблюдательных» частот, с использованием и без использования данных о поляризации излучения и при возникновении эффекта квазипоперечного распространения вне источника.

В результате установлено, что наличие данных о поляризации излучения позволяет значительно повысить точность определения искомым параметров. Однако ее использование может также приводить к серьезным ошибкам в случае реализации эффекта квазипоперечного распространения. Для наилучшей точности восстановления частоты наблюдения должны равномерно находиться справа и слева от частоты спектрального максимума источника.

В разделе 1.4 приводятся результаты изучения вклада теплового тормозного излучения вспышечной плазмы в наблюдаемое микроволновое излучение солнечных вспышечных петель для статистически значимого числа вспышек. Базой данных для исследования составили 16 событий, одновременно наблюдавшихся радиогелиографом (NoRH) и радиополяриметром (NoRP) Нобеяма и рентгеновским спутником GOES (Geostationary Operational Environmental Satellite). Для исследования первоначально по данным наблюдений спутника GOES в каналах мягкого рентгеновского излучения 1-8 А и 0.5-4 А был выполнен расчет температуры и меры эмиссии вспышечной плазмы. Вычисления проводились с помощью программ, разработанных в [86, 91]. По найденному значению меры эмиссии была определена электронная концентрация плазмы n_0 во вспышечных петлях $n_0 = \sqrt{EM/V}$. Расчет объема V вспышечных петель проводился по контурам петель на картах распределения радиоярккости на уровне 0.5 от максимума в предположении, что вспышечная петля симметрична и ее половина при «мысленном» выпрямлении представляет собой параболоид вращения. Используя полученные значения меры эмиссии, температуры и концентрации тепловой плазмы, был рассчитан поток ее радиоизлучения F_{th} и поток «чистого» гиротронного излучения нетепловых электронов $F_{gs} = F_{tot} - F_{th}$ на частотах 17 и 35 ГГц. Выполнен расчет параметра α , характеризующего наклон спектра радиоизлучения между частотами 17 и 35 ГГц: $\alpha = \ln(F_{35}/F_{17})/\ln(35/17)$. Проведены вычисления вклада теплового тормозного излучения плазмы в полный поток наблюдаемого микроволнового излучения и его влияние на показатель наклона спектра гиротронного излучения нетепловых

электронов для различных фаз вспышки. Приведена таблица результатов вышеописанного анализа для 16 событий. Установлено, что в момент максимума радиовсплеска влияние теплового тормозного излучения на полный поток наблюдаемого микроволнового излучения и показатель наклона спектра между частотами 17 и 35 ГГц незначительно ($F_{th}/F_{tot} < 4\%$ и $\Delta\alpha < 0.1$). На фазе спада же вклад радиоизлучения плазмы становится существенным и может достигать 80% по потоку ($F_{th}/F_{tot} = 80\%$) и полутора единиц по спектральному индексу ($\Delta\alpha = 1.5$). Таким образом, при диагностике параметров нетепловых электронов и магнитного поля наиболее точные результаты можно получить, исследуя излучение на фазах роста и максимума всплеска, так как наблюдаемый спектр наиболее близок к гиротронному.

В разделе 1.5 приводятся основные результаты первой главы диссертации.

Глава 2 посвящена интерпретации наблюдаемых для некоторых солнечных вспышек поляризационных особенностей, связанных с пространственной и временной инверсией знака круговой поляризации микроволнового излучения во вспышечной петле. Материалы главы основаны на работах [60, 61, 62].

В разделе 2.1 говорится о различных физических эффектах, приводящих к инверсии знака наблюдаемой поляризации при неизменной ориентации магнитного поля. Некоторые из них связаны с особенностями источника ГС излучения ускоренных электронов (эффект большой оптической толщины и квазипродольной питч-угловой анизотропии электронов [10, 58]). Другие же обусловлены появлением дополнительного микроволнового источника (излучение позитронов [28]) или влиянием среды на распространение электромагнитных волн (эффект квазипоперечного распространения [19, 4]). В некоторых случаях эти эффекты приводят к доминированию обыкновенной моды микроволнового излучения.

Изучение природы наблюдаемых особенностей поляризации микроволнового излучения во вспышечных петлях важно для проведения их более качественной радиодиагностики. Чтобы избежать ошибок при использовании метода прямой подгонки необходимо различать, связаны ли они со свойствами самого источника или обусловлены другими физическими эффектами.

В разделе 2.2 обсуждается вспышка 19 июля 2012 г., для которой была обнаружена необычная пространственно-временная инверсия знака круговой поляризации на частоте 17 ГГц по данным наблюдений на радиогелиографе Нобейма. Это событие

произошло на западном лимбе Солнца, время максимума – 05:22 UT. Основной наблюдательный факт заключается в инверсии знака круговой поляризации вдоль вспышечной петли от положительного значения в вершине до отрицательного в основаниях в течение всего всплеска. Помимо этого, существуют области (в ногах петли), в которых происходит смена знака поляризации со временем. В разделе 2.2 приводятся карты пространственного распределения поляризации и интенсивности излучения, а также его временные профили из различных участков петли. Отмечается, что инверсия поляризации такого типа не указывалась в других вспышечных событиях [85, 11], поэтому задача данного раздела – объяснить наблюдаемые во вспышке 19 июля 2012 г. поляризационные особенности.

В качестве начального анализа было проведено восстановление концентрации и показателя энергетического спектра ускоренных электронов, напряженности и направления магнитного поля в различных участках вспышечной петли с помощью метода прямой подгонки (Глава 1). Для этого использовались данные о временных профилях потока излучения на частотах 17 и 34 ГГц и степени круговой поляризации на частоте 17 ГГц (по данным NoRH). Недостаточное количество наблюдательных данных (три характеристики излучения) предполагает неопределенность полученных значений четырех параметров, однако фитирование позволяет получить их некоторую оценку. Восстановление проводилось в предположении о степенном энергетическом спектре электронов ($f(E) \propto E^\delta$) в диапазоне от 100 кэВ до 10 МэВ и для двух электронных питч-угловых распределений: изотропном $f(\mu) \propto 1$ и пучковом $f(\mu) \propto \exp(-(\mu - \mu_0)^2 / \Delta\mu^2)$, где μ – косинус питч-угла. В результате получено, что в вершине петли для изотропного или слабо-анизотропного питч-углового распределений не удастся найти такой набор адекватных значений концентрации и показателя спектра электронов, напряженности и направления магнитного поля, при которых теоретически рассчитанные потоки и поляризация совпадали бы с наблюдаемыми. Удачное восстановление параметров петли получается только при наличии сильной питч-угловой анизотропии электронов с максимумом распределения, не равным 90° .

Для объяснения наблюдаемых во вспышке 19 июля 2012 г. поляризационных особенностей выполнено трехмерное моделирование микроволнового излучения вспышечной петли с применением расчета кинетики нетепловых электронов в магнитной ловушке. Моделирование проводилось на основе решения нестационарного

кинетического уравнения в форме Фоккера-Планка, включающего функцию инжекции электронов и описывающего эффекты магнитного отражения и высыпания частиц, а также кулоновского рассеяния на фоновой плазме [2]. Используя полученную функцию распределения электронов по энергиям, питч-углам, расстоянию вдоль петли и времени, выполнялся расчет характеристик их гиротронного (ГС) излучения, используя методику и набор программ, описанных в работе [58]. Вычисления проводились для модельной изогнутой петли конечной толщины на основе решения уравнения переноса излучения, учитывающего неоднородность распределения ускоренных электронов и тепловое тормозное излучение и поглощение. Для задания параметров модели были рассмотрены результаты исследований события 19 июля 2012 г., выполненные в работах [17] и [47]. По данным наблюдений спутника RHESSI [52] над вспышечной петлей обнаружено присутствие источника жесткого рентгеновского излучения. Это может указывать на расположение области ускорения частиц над вершиной петли [53]. В соответствии с этим была рассмотрена модель с инжекцией электронов в вершине вспышечной петли трех видов: с квазипродольным распределением электронов по питч-углам, квазипоперечным и изотропным. В результате установлено, что для модели квазипродольной инжекции электронов в вершине петли реализуется пространственно-временное распределение поляризации излучения на частоте 17 ГГц, схожее с наблюдаемым в событии 19 июля 2012 г. Анализ модельных расчетов показал, что в вершине петли формируются квазипродольные пучки нетепловых электронов, излучение которых происходит в обыкновенной моде [24], что приводит к наблюдаемой инверсии поляризации.

Раздел 2.3 посвящен поиску других событий с признаками доминирования обыкновенной моды наблюдаемого микроволнового излучения. Как было сказано, преобладание обыкновенной моды может быть связано с такими эффектами как: взаимодействие мод при распространении в квазипоперечном магнитном поле, излучением нетепловых позитронов и возникновением продольной анизотропии нетепловых электронов. Поэтому исследование вспышек с признаками доминирования O-моды представляет интерес для изучения во вспышечных условиях описанных выше эффектов. Для выполнения работы из общего каталога событий радиогелиографа Нобеляма, произошедших с 1998 по 2015 были отобрано около 40 вспышек, обладающих четкой петельной структурой с размером, значительно превышающим размер

диаграммы направленности радиотелескопа (10" – 17 ГГц, 5" – 34 ГГц). Для данных событий были построены карты распределения радиояркости (на частотах 17 и 34 ГГц) и степени круговой поляризации (на 17 ГГц) с временным разрешением 1 с. На основе анализа радиокарт, а также данных о магнитном поле на уровне фотосферы, полученных космическими магнитографами SDO/HMI [76] и SOHO/MDI [75], был выполнен поиск событий, в которых присутствуют признаки преобладания обыкновенной моды наблюдаемого микроволнового излучения. Основным таким признаком является изменение знака наблюдаемой степени круговой поляризации со временем в какой-либо области петли. В самом деле, геометрия магнитного поля не должна значительно меняться за время радиовсплеска, поэтому маловероятно, что изменение знака поляризации будет вызвано сменой направления проекции магнитного поля на луч зрения. Помимо этого, в соответствии с результатами работ [58, 61], предсказывающих преобладание O-моды в вершине вспышечной петли из-за формирования квазипродольных пучков электронов, отбирались лимбовые события, в которых наблюдается пространственная инверсия знака поляризации в вершине относительно оснований петли. По результатам подобного анализа были отобраны следующие солнечные вспышки: 13 марта 2000 г., 23 января 2012 г., 28 октября 2013 г., 22 октября 2014 г. В разделе приводится описание основных особенностей каждого события и обнаруженных признаков доминирования обыкновенной моды. На основе анализа временных профилей потоков и степени поляризации излучения на частотах 17 и 34 ГГц, а также показателя наклона спектра между ними приводятся рассуждения о причине преобладания обыкновенной моды излучения.

В разделе 2.4 приводятся основные результаты главы 2.

Глава 3 посвящена изучению природы суб-терагерцового излучения солнечных вспышек с положительным наклоном миллиметрового спектра в не исследуемом ранее частотном диапазоне 93 – 140 ГГц. Материалы главы основаны на работах [89, 8, 63, 90, 64].

В разделе 3.1 говорится о явлении положительного наклона суб-ТГц спектра, впервые обнаруженного по данным наблюдений радиотелескопов SST [38] и KOSMA [54] в диапазоне 200 – 400 ГГц. Приводятся различные интерпретации данной спектральной особенности, основанные на специфических для солнечных вспышек механизмах излучения или нетипичных параметрах теплового или гиротронного

источников. Все эти модели сталкиваются с теми или иными трудностями при интерпретации и не могут быть до конца проверены на основе имеющихся наблюдений. При этом, диапазон 100 – 200 ГГц был недоступен до 2012 года, когда начал свою работу радиотелескоп РТ-7.5 МГТУ им. Баумана [74, 82] на частотах 93 и 140 ГГц. Подчеркивается, что наблюдения в частотном диапазоне от 100 до 200 ГГц важны для улучшения спектрального покрытия радиоизлучения вспышек и для изучения слабых «суб-терагерцовых» событий, которые, возможно, случаются чаще, чем сильные вспышки [20] и характеризуются более простой магнитной конфигурацией. Интересно, что по результатам наблюдений РТ-7.5 также обнаружены солнечные вспышки с положительным наклоном спектра между 93 и 140 ГГц. Третья глава диссертации посвящена изучению природы суб-ТГц всплесков в этих событиях на основе совместного анализа миллиметрового, сантиметрового, ультрафиолетового, мягкого и жесткого рентгеновского излучений по данным наземных и космических обсерваторий.

В разделе 3.2 дается описание трех солнечных вспышек: 4 июля 2012 г., 5 июля 2012 г. и 2 апреля 2017 г., в которых был зарегистрирован радиовсплеск на частотах 93 и 140 ГГц радиотелескопом МГТУ им. Баумана РТ-7.5. Данные события имеют рентгеновский класс по GOES выше M5 и наблюдались также сетью солнечных радиотелескопов RSTN (станция San Vito) в диапазоне 5 – 16 ГГц, ультрафиолетовым телескопом SDO/AIA, спутниками GOES, RHESSI и Konus-Wind в мягком и жестком рентгеновском диапазонах. Приводятся временные профили миллиметрового излучения, которые показывают, что для всех трех вспышек в течение всего всплеска поток на 140 ГГц превосходит поток на 93 ГГц, т.е. наклон миллиметрового спектра – положительный. Проводится сравнительный анализ сантиметрового, миллиметрового, мягкого и жесткого рентгеновского временных профилей.

Во всех диапазонах, кроме мягкого рентгеновского, во вспышках 4 и 5 июля 2012 г. наблюдаются отчетливые пульсации. Максимум миллиметрового всплеска в событии 4 июля 2012 г. запаздывает на 20 сек относительно максимумов сантиметрового и жесткого рентгеновского излучений и совпадает с максимумом мягкого рентгеновского всплеска. Во вспышке 5 июля 2012 г. временное изменение миллиметровых потоков очень похоже на поведение сантиметрового и жесткого рентгеновского профилей, что указывает на нетепловой источник суб-ТГц всплеска. Характер эволюции миллиметрового излучения во вспышке 2 апреля 2017 г. скорее согласуется с

поведением мягкого рентгеновского излучения, полученного спутником GOES в каналах 1-8 и 0.5-4 А. Относительная гладкость миллиметрового профиля и отсутствие резких пиков, которые имеют место в сантиметровом и жестком рентгеновском диапазонах, говорят в пользу тепловой природы всплеска на частотах 93 и 140 ГГц в этом событии.

Раздел 3.3 посвящен интерпретации положительного наклона спектра между частотами 93 и 140 ГГц в солнечных вспышках 4 июля 2012 г., 5 июля 2012 г. и 2 апреля 2017 г. С этой целью проведено восстановление дифференциальной меры эмиссии тепловой плазмы в диапазоне температур 0.3-30 МК на основе данных наблюдений телескопа SDO/AIA в крайнем ультрафиолетовом (КУФ) излучении (в каналах 93, 131, 171, 193, 211 и 335 А) и выполнен расчет потоков ее теплового тормозного излучения в микроволновом диапазоне. Установлено, что вклад тепловой плазмы с температурой 0.5-20 МК в миллиметровое излучение исследуемых вспышек незначителен и не может приводить к наблюдаемому росту спектра между частотами 93 и 140 ГГц.

В разделе отмечается, что схожесть сантиметрового и миллиметрового временных профилей в событии 5 июля 2012 г. говорит о том, что суб-ТГц излучение вспышки может генерироваться нетепловыми электронами за счет гиротронного механизма. На основе процедуры фитирования жестких рентгеновских спектров, полученных телескопом RHESSI, и предположения о единой популяции низкоэнергичных ($E < 300$ кэВ) и высокоэнергичных ($E > 300$ кэВ) электронов, в разделе 3.3 выполнены оценки их концентрации. Выдвинуто предположение, что положительный наклон спектра электронного ГС излучения между частотами 93 и 140 ГГц может формироваться за счет теплового тормозного поглощения в фоновой плазме, если источник находится в области хромосферы или переходной области. Показано, что расчетное ГС излучение электронов с концентрацией, оцененной из рентгеновских наблюдений, хорошо согласуется с наблюдаемым на частотах 93 и 140 ГГц, если показатель спектра нетепловых электронов лежит в пределах от 2 до 2.6, толщина источника – от 3×10^7 до 10^8 см, концентрация фоновой плазмы – от 5.5×10^{10} до 10^{12} см⁻³, температура – от 10^4 до 3×10^5 К.

В разделе 3.4 для объяснения наблюдаемых в событиях 4 и 5 июля 2012 г. микроволновых спектров проведено трехмерное моделирование ГС излучения вспышечной петли. Задача данного раздела – получить физически реализуемые

пространственные распределения параметров нетепловых электронов, магнитного поля и тепловой плазмы в магнитной арке, при которых ее полный радиоспектр имеет локальный максимум в сантиметровом диапазоне и положительный наклон в миллиметровом. В результате моделирования получена следующая конфигурация вспышечной петли. Магнитное поле меняется от 900 Гс в основаниях до 150 Гс в вершине. Основания петли находятся в плазме с хромосферными параметрами: температурой $T=10^4$ К и плотностью $n_e=2 \times 10^{11}$ см⁻³, а остальная ее часть – в корональной плазме ($T=10^6$ К, $n_e=10^{10}$ см⁻³). Концентрация нетепловых электронов спадает от 5×10^7 см⁻³ в основаниях до 5×10^6 в вершине петли. Показатель их энергетического спектра всюду равен 2.5. В модели также задана питч-угловая анизотропия нетепловых электронов – квазипоперечная в основаниях и квазипродольная в вершине. Направление максимума функции распределения по питч-углам рассчитывается из закона сохранения адиабатического инварианта. Важной особенностью модели является наклон оснований магнитной петли на угол около 70° к поверхности Солнца. Спектр полного микроволнового излучения модельной вспышечной петли имеет локальный максимум в районе 10 ГГц и положительный наклон между частотами 93 и 140 ГГц (рабочими частотами радиотелескопа РТ-7.5). При этом, излучение в миллиметровом диапазоне генерируется, главным образом, в основаниях петли, лежащих в хромосфере, а в сантиметровом – в ее корональной части.

В разделе 3.5 изучена возможность генерации всплеска на частотах 93 и 140 ГГц во вспышках 4 июля 2012 г. и 2 апреля 2017 г. вспышечной плазмой из области хромосферы. Выполнен расчет теплового тормозного излучения вспышечной плазмы для полуэмпирических моделей солнечной атмосферы [55] и [93] в случае слабой и сильной вспышек, используя оценки площадей источника по картам жесткого рентгеновского излучения (RHESSI). Получено, что излучение вспышечной хромосферы на частотах 93 и 140 ГГц превышает уровень спокойного Солнца в 10 - 15 раз для модели сильной вспышки [55], имея при этом положительный наклон спектра. Сравнение с данными наблюдений показало, что потоки излучения хромосферы для модели сильной вспышки хорошо согласуются с максимальными потоками на частотах 93 и 140 ГГц в событии 4 июля 2012 г., но значительно ниже зарегистрированных во вспышке 2 апреля 2012 г. Как следует из расчетов, миллиметровое излучение хромосферных моделей формируется в геометрически тонком слое с температурой

порядка 10^5 К, толщина которой не превышает десяти километров. Было показано, что объяснить наблюдаемые в событии 2 апреля 2017 г. максимальные потоки на частотах 93 и 140 ГГц можно лишь в том случае, если прослойка хромосферной плазмы является более плотной и горячей, нежели полученная из модели Мачадо [55].

В разделе 3.6 приводятся основные результаты третьей главы диссертации.

В **заключении** представлены главные результаты всей диссертационной работы.

Глава 1

Диагностика параметров нетепловых электронов, магнитного поля и плазмы по наблюдаемому микроволновому излучению

1.1 Введение

Солнечные вспышки разнообразно проявляют себя в радиодиапазоне. Существует несколько видов радиовсплесков, отличающихся своими частотно-временными характеристиками. Некоторые из них представляют собой длительное широкополосное излучение на сантиметровых, дециметровых и метровых волнах [5]. Другие – узкополосные всплески, частота которых меняется с течением времени (рис. 1.1) [5].

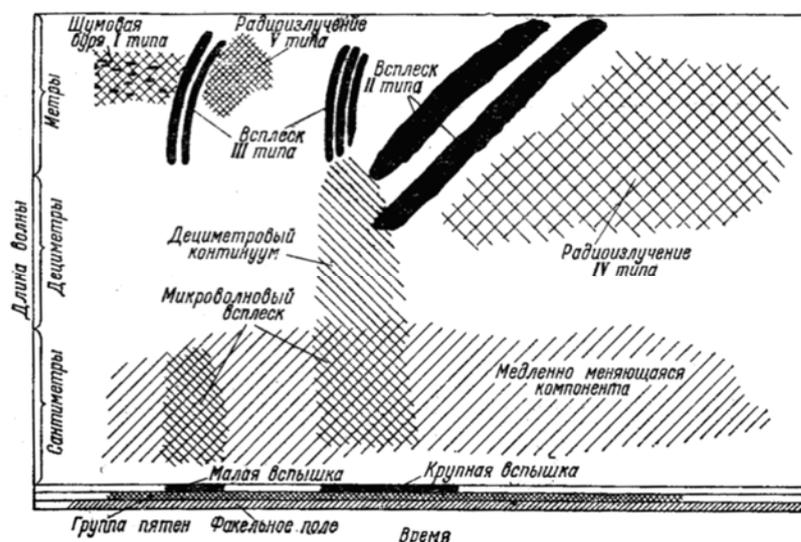


Рис. 1.1. Типы радиоизлучения солнечных вспышек [5]. По горизонтальной оси отложено время. По вертикальной – длина волны, на которой происходит всплеск.

Типичный спектр длительного вспышечного радиоизлучения имеет форму, показанную на рисунке 1.2 [48]. Чаще всего всплеск наблюдается в сантиметровом и микроволновом диапазонах почти одновременно на всех частотах. Его максимум лежит в пределах от 3 до 15 ГГц (рис. 1.3). На поздней фазе вспышки наклон спадающей части спектра постепенно уменьшается, и в конечном итоге он становится плоским. Для мощных вспышек континуум иногда продолжается в область метровых волн [48] и имеет так называемую U-форму с минимумом около 1 ГГц.

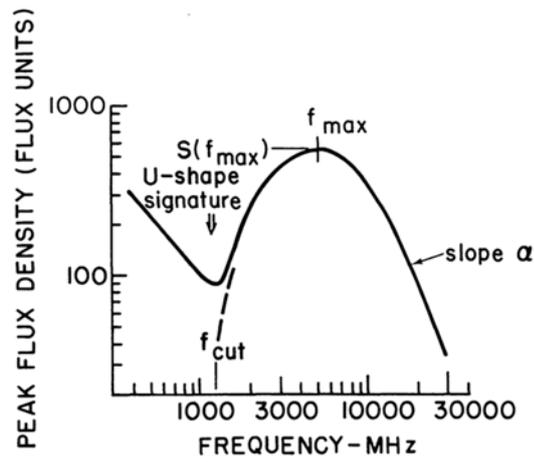


Рис. 1.2. Типичный частотный спектр максимального потока длительного всплещного излучения [48].

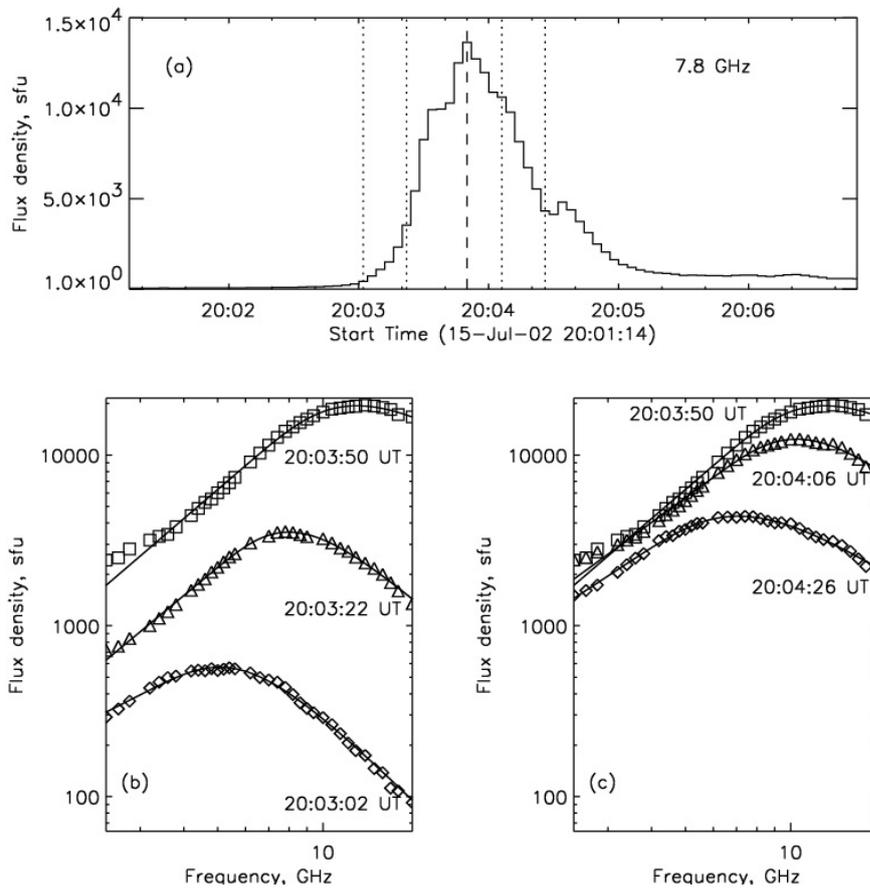


Рис. 1.3 Временной профиль микроволнового всплеска на частоте 7.8 ГГц (верхняя панель) для события 15 июля 2002 г. и частотный спектр наблюдаемого континуального микроволнового излучения в различные моменты времени, соответствующие вертикальным линиям на временном профиле (нижняя панель), полученные по данным радиобсерватории OVSA (Калифорния, США) [57]

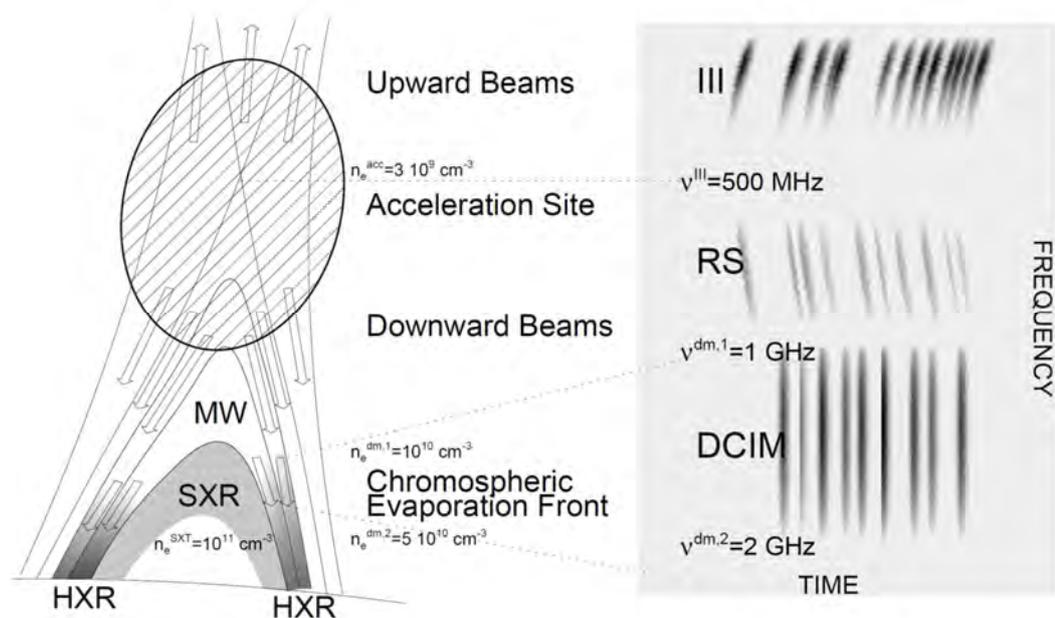


Рис 1.4 Стандартная модель вспышки, изображающая ускорение частиц в области пересоединения линий магнитного поля и направление их движения в процессе эволюции вспышки (слева). Справа приведены спектры радиоизлучения различных частей вспышечной структуры [13]

В соответствии с так называемой стандартной моделью вспышки (CSHKP-модель) [18, 83, 34, 46] ускорение частиц, порождающих наблюдаемое излучение, происходит в короне над солнечными пятнами в вертикальном токовом слое между областями магнитного поля противоположной направленности (рис. 1.4). Электроны, движущиеся вниз и вверх от источника ускорения, возбуждают различные виды плазменных колебаний, которые, трансформируясь в электромагнитные волны, генерируют разнообразные узкополосных радиовсплески в диапазоне от 20 кГц до нескольких ГГц [16, 36]. Часть ускоренных электронов захватывается в замкнутые конфигурации магнитного поля – магнитные петли. Благодаря магнитотормозному механизму эти электроны с энергиями от 10 кэВ до 10 МэВ генерируют длительное (до нескольких минут) широкополосное микроволновое излучение [14, 67, 48], формируя так называемые вспышечные петли (рис. 1.4 и 1.5). Покидающие магнитную петлю через ее основания энергичные частицы, достигая хромосферы, разогревают ее до температуры 10-20 МК [13]. Потoki тепловой плазмы заполняют петлю, которая также интенсивно излучает в микроволновом диапазоне.

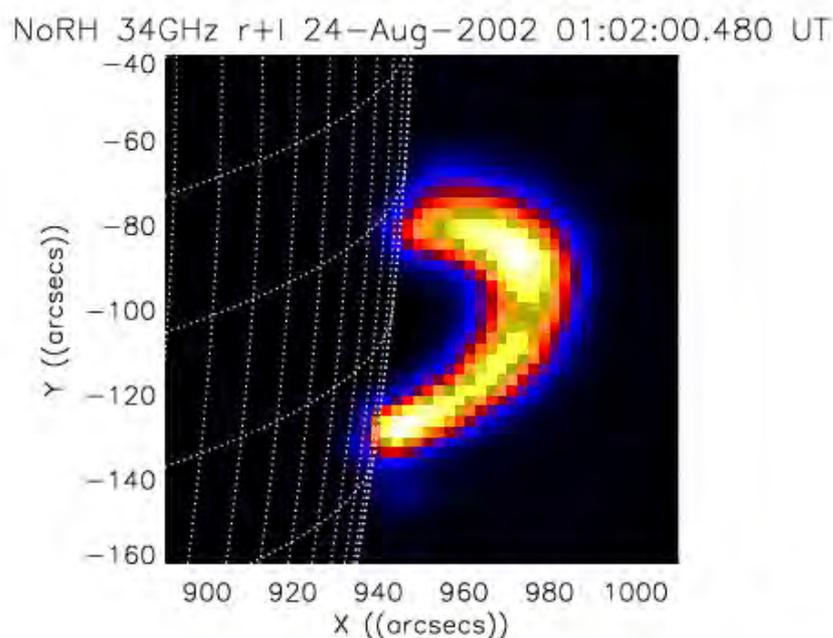


Рис. 1.5 Радиоизображение вспышечной петли на частоте 34 ГГц, построенное по данным наблюдений радиогелиографа Нобейма [66] для вспышки 24 августа 2002 г.

Как будет показано в разделе 1.2, микроволновое излучение вспышек сильно зависит от параметров ускоренных электронов, тепловой плазмы и магнитного поля. Это позволяет проводить детальную диагностику среды во вспышечной петле при наличии данных наблюдений с высоким пространственным разрешением на основе подгонки теоретически рассчитываемых характеристик излучения под наблюдаемые (метод фитирования, раздел 1.3). В свою очередь, пространственно-временные распределение параметров энергичных электронов в петле напрямую связаны с механизмами их ускорения и энерговыделения во вспышках [99], поэтому изучение вспышечных петель по их радиоизлучению необходимо для понимания этих ключевых физических процессов. Данная задача особенно актуальна в настоящее время в связи с появлением нового поколения солнечных спектро-радиогелиографов: «Сибирский Радиогелиограф» (Россия) и «MUSER» (Китай). Эти инструменты будут вести наблюдения как с высоким пространственным, так и с высоким спектральным разрешениями. Их дополнительным преимуществом будет широкий частотный диапазон принимаемого излучения, а также возможность измерения на каждой частоте не только интенсивности, но и круговой поляризации. Это позволит полноценно использовать метод фитирования для определения большего количества параметров нетепловых электронов, а также параметров магнитного поля и тепловой плазмы в

различных участках вспышечных петель в различные моменты времени, что имеет большое значение для установления природы солнечных вспышек.

Глава 1 посвящена развитию метода диагностики нетепловых электронов, магнитного поля и вспышечной плазмы солнечных вспышечных петель по их микроволновому излучению. В разделе 1.2 приводятся теоретические сведения об основных механизмах вспышечного микроволнового излучения – магнитотормозном и тормозном, и методах расчета их характеристик. Раздел 1.3 посвящен непосредственно методу радиодиагностики вспышечных петель. Представлены результаты тестирования метода фитирования (или метода прямой подгонки) при восстановлении концентрации и показателя спектра нетепловых электронов, напряженности и направления магнитного поля на различных модельных источниках. В разделе 1.4 представлены результаты статистического изучения влияния тепловой плазмы на наблюдаемое микроволновое излучение вспышек. Результаты первой главы диссертации опубликованы в работах [59, 60]

1.2 Механизмы микроволнового излучения солнечных вспышек

1.2.1 Магнитотормозное излучение одиночного электрона

Магнитотормозной механизм – основной механизм генерации длительного микроволнового излучения солнечных вспышек. Магнитотормозным называют излучение заряженных частиц, двигающихся в магнитном поле под ненулевым углом к его силовым линиям. Как известно, траектория такого движения в однородном магнитном поле представляет собой винтовую линию с осью вдоль поля, а излучение возникает за счет центростремительного ускорения, которое испытывает частица. В плоскости, перпендикулярной вектору магнитного поля, частица совершает круговые вращения с гирочастотой ω_B и гирорадиусом r_B :

$$\omega_B = qB/mc; r_B = v/\omega_B \quad (1.1)$$

где q и m – заряд и масса частицы, v – ее скорость, B – напряженность магнитного поля, c – скорость света в вакууме. В солнечных вспышках микроволновое излучение за счет магнитотормозного механизма главным образом генерируется электронами. Магнитотормозным излучением ионов можно пренебречь из-за их высокой массы и, как следствие, низкому центростремительному ускорению по сравнению с электронами.

Если кинетическая энергия электрона значительно меньше его энергии покоя $E_{kin} \ll m_e c^2$, то магнитотормозное излучение называется циклотронным. Если же электрон релятивистский и $E_{kin} \gg m_e c^2$, то его излучение называется синхротронным. В промежуточной области умеренно-релятивистских энергий $E_{kin} \sim m_e c^2$ магнитотормозное излучение называется гиротронным. В общем случае магнитотормозное излучение одиночного электрона в изотропной среде с показателем преломления нормальной волны n_σ (σ – «номер» нормальной волны или номер моды) происходит на дискретных частотах, определяемых выражением [3]:

$$\omega = \frac{s\omega_B \sqrt{1-\beta^2}}{1-n_\sigma \beta_{\parallel} \cos \alpha}, \quad (1.2)$$

где α – угол между вектором магнитного поля и волновым вектором k излучаемой волны, $\beta=v/c$, $\beta_{\parallel}=v_{\parallel}/c$, v_{\parallel} – проекция вектора скорости электрона на направление магнитного поля, а s принимает дискретные значения 1,2,3, ... и называется номером гармоники излучения. Мощность излучения в единицу телесного угла равна [3]:

$$P_{\Omega_\sigma} = \frac{n_\sigma e^2 \omega^2 T_j^2 \{ \beta_{\perp} J'_s(\zeta) + [g_\sigma s \beta_{\perp} \zeta^{-1} + h_\sigma \beta_{\parallel}] J_s(\zeta) \}^2}{2\pi c |1 - \beta_{\parallel} \cos \alpha (n_\sigma + \omega dn_\sigma / d\omega)|}, \quad (1.3)$$

где $J_s(\zeta)$ $J'_s(\zeta)$ – функция Бесселя s -го порядка и ее производная по аргументу:

$$\zeta = k_\sigma r_B \sin \alpha = \frac{s n_\sigma \beta_{\perp} \sin \alpha}{1 - \beta_{\parallel} n_\sigma \cos \alpha}. \quad (1.4)$$

Здесь $k_\sigma = (\omega/c) n_\sigma$ – волновое число σ -ой нормальной волны (необыкновенной $\sigma=1$ или обыкновенной $\sigma=2$), $\beta_{\perp} = v_{\perp} / c$, v_{\perp} – проекция вектора скорости электрона на плоскость, перпендикулярную магнитному полю, e – заряд электрона. При этом частоты излучения ω определяются равенством (1.2). $T_j^2 = (1 + K_j^2)^{-1}$, параметры g_j , h_j и K_j определяют отношения поперечных и продольных компонент электрического поля.

Выражение (1.3) представляется сложным для анализа, поэтому рассмотрим для начала частный случай циклотронного излучения, когда излучающий электрон – слаборелятивистский. Если $E_{kin} \ll m_e c^2$, то параметр $\beta \ll 1$ и, как видно из формулы (1.2), излучение происходит на гирочастоте и ее гармониках. Поскольку $v \ll c$, то длина излучаемой волны $\lambda_B = 2\pi c / \omega_B$ много больше гирорадиуса (1.1) электрона. Таким образом, циклотронное излучение имеет дипольный характер, и его можно

рассматривать как излучение двух взаимно перпендикулярных гармонических осцилляторов, сдвинутых друг относительно друга по фазе на $\pi/2$. Теоретические выкладки дают следующее выражение для мощности циклотронного излучения одиночного электрона в вакууме [3]:

$$P_{\Omega} = \frac{e^2 \omega_B^2 \beta_{\perp}^2}{2\pi c} (1 + \cos^2 \alpha) 2^{-2s} s^6 (s!)^{-2} (s\beta_{\perp} \sin \alpha)^{2s-2} \quad (1.5)$$

Из (1.5) видно, что при $\alpha=0$, т.е. вдоль магнитного поля циклотронное излучение происходит лишь на гирочастоте (гармоникки $s>2$ не излучаются). Поляризация излучаемой волны – круговая, с вектором электрического поля E , вращающимся в ту же сторону, что и электрон в магнитном поле. Под углами $\alpha \neq 0$ излучаются волны всех гармоник с эллиптической поляризацией. В случае, когда у электрона отсутствует продольная вдоль магнитного поля компонента скорости, и при $\alpha = \pi/2$ излучение является линейно поляризованным, вектор электрического поля лежит в плоскости, перпендикулярной магнитному полю. На рисунке 1.6 приведен пример спектра циклотронного излучения электрона в вакууме для ненулевых углов α .

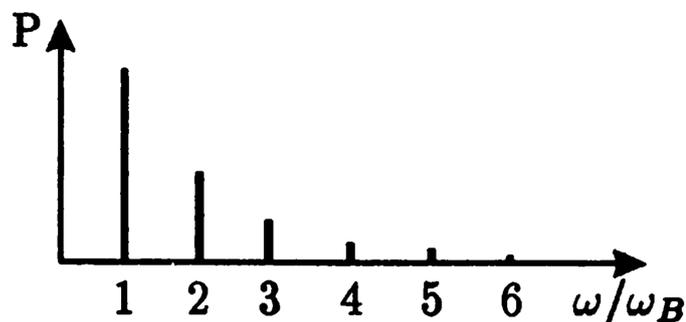


Рис. 1.6. Частотный спектр циклотронного излучения электрона в вакууме.

Рассмотрим теперь магнитотормозное излучение электрона, чья энергия $E_{kin} \gg m_e c^2$. Как было сказано, такое излучение называется синхротронным. Для синхротронного механизма должно выполняться еще одно условие. А именно угол между \mathcal{Q} вектором скорости электрона и магнитным полем (питч-угол) должен быть: $\mathcal{Q} \gg m_e c^2 / E$, где E – энергия частицы. Циклотронное излучение, о котором говорилось выше практически изотропно. При увеличении энергии электрона из-за релятивистского сокращения углов его излучение перестает быть изотропным и сосредоточено в диапазоне $\theta \leq \sqrt{1 - \beta^2} = m_e c^2 / E$. Таким образом, мгновенная диаграмма направленности

излучения релятивистского электрона имеет ширину $\Delta\theta \approx m_e c^2 / E$ и наблюдатель на луче зрения будет видеть короткие импульсы с периодом $2\pi / \omega_B$. О частотном спектре синхротронного излучения можно судить по длительности наблюдаемых импульсов Δt . Если электрон движется по окружности ($\beta_{||}=0$), то Δt можно оценить как:

$$\Delta t \sim \frac{1-\beta^2}{\omega_B} \approx \frac{1}{\omega_B} \left(\frac{m_e c^2}{E} \right)^2. \quad (1.6)$$

Зависимость электромагнитного поля в точке наблюдения представляет собой негармоническую периодическую функцию, которую можно разложить в ряд Фурье. Это разложение содержит гармоники $\omega = s\omega_B \sqrt{1-\beta^2}$, максимальная амплитуда которых приходится на частоты:

$$\omega_{\max} \sim \frac{1}{\Delta t} \sim \omega_B \left(\frac{E}{m_e c^2} \right)^2. \quad (1.7)$$

В области $\omega \gg \omega_{\max}$ амплитуда гармоник и мощность синхротронного излучения будет мала. На частотах $\omega < \omega_{\max}$ мощность также спадает, поскольку импульсы излучения не имеют постоянной составляющей. Точное выражение для мощности синхротронного излучения можно получить из формулы (1.3), переходя к релятивистскому случаю ($1-\beta \ll 1$):

$$P_s = \frac{\sqrt{3}}{2\pi} \frac{e^2 \omega_B^2}{c} \frac{m_e c^2}{\varepsilon} \frac{\omega}{\omega_c} \int_{\omega/\omega_c}^{\infty} K_{5/3}(x) dx, \quad (1.8)$$

где ω_c - «критическая» частота:

$$\omega_c = \frac{3}{2} \omega_B \left(\frac{E}{m_e c^2} \right)^2. \quad (1.9)$$

График частотного спектра синхротронного излучения приведен на рисунке 1.7. Как следует из формулы (1.2) спектр состоит из близко расположенных дискретных линий, и поэтому имеет квазинепрерывный характер. На низких частотах мощность излучения пропорциональна $\omega^{1/3}$, а при $\omega > \omega_c$ экспоненциально спадает. Максимум спектра достигается при $\omega_{\max} \approx \omega_c$. Исследование поляризации синхротронного излучения показывает, что в каждом заданном направлении на фиксированной частоте излучение

эллиптически поляризовано. При углах близких к 90° к магнитному полю поляризация становится линейной, а в области малых углов близка к круговой.

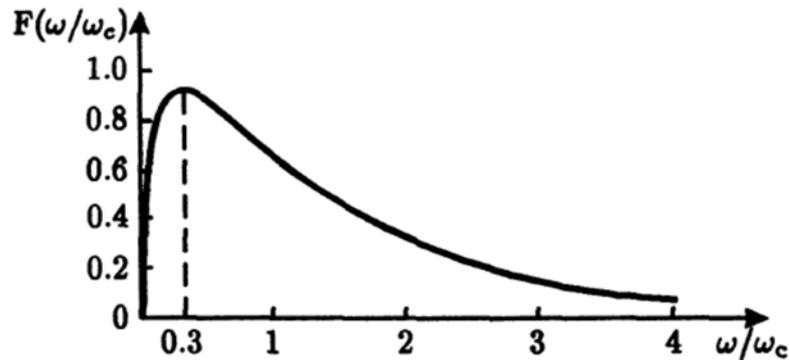


Рис. 1.7. Частотный спектр синхротронного излучения электрона в вакууме [3].

Наличие среды может кардинально изменить характер излучения релятивистского электрона. Качественно оценить это влияние можно, обратившись к векторному и скалярному потенциалам Лиенара-Вихерта. В среде без дисперсии $n(\omega)=\text{const}$ они имеют вид:

$$A = \left[\frac{ev}{c(R - nRv/c)} \right]_{t-\frac{R}{c}}^{t-\frac{R}{cn}}, \quad \varphi = \left[\frac{e}{n^2(R - nRv/c)} \right]_{t-\frac{R}{c}}^{t-\frac{R}{cn}}. \quad (1.10)$$

Видно, что для излучения в среде определяющим параметром является отношение фазовой скорости волны $v_{ph}=c/n$ и скорости частицы. При $n>1$ знаменатель потенциалов становится малым не в направлениях вдоль вектора скорости частицы, а в направлениях определяемых уравнением $(v/c)n \cos \theta = 1$. Это приведет к перераспределению мощности синхротронного излучения, и диаграмма будет иметь сложный многолепестковый характер.

В среде, где $n<1$, но при этом $1-n \ll 1$, ее влияние на диаграмму направленности несущественно, ширина которой составит $\theta \sim \sqrt{1-\beta n}$. Мощность синхротронного излучения также не изменится. В случае же, когда

$$1-n^2 \gg \left(\frac{m_e c^2}{E} \right)^2, \quad (1.11)$$

ширина диаграммы увеличивается и целиком определяется характером среды $\theta \sim \sqrt{1-n}$. При этом, как видно из формулы (1.10), при стремлении энергии электрона к бесконечности ($\beta \rightarrow 1$) знаменатель потенциалов не становится бесконечно малым как в

вакууме, и стремится к конечному пределу. Это приводит к резкому уменьшению мощности синхротронного излучения.

В плазме показатель преломления зависит от частоты:

$$n^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}, \quad (1.12)$$

где $\omega_{pe} = (4\pi e^2 n_e / m_e)^{1/2}$ – плазменная частота, поэтому депрессия синхротронного излучения будет происходить в области достаточно низких частот, близких к плазменной. В случае магнитоактивной плазмы значительное подавление излучения из-за влияния среды происходит на частотах ниже так называемой частоты Разина:

$$f_R = \frac{2f_{pe}^2}{3f_{Be}} \approx 20 \frac{n_0}{B}, \quad (1.13)$$

а сам эффект подавления называется эффектом Разина [7].

Различные солнечные наблюдения и теоретические модели показывают, что вспышечное микроволновое излучение генерируется электронами с энергиями от 100 кэВ до 10 МэВ, т.е. умеренно релятивистскими частицами. Таким образом, оно является гиротронным. При расчете мощности излучения электрона таких энергий не подходят упрощенные формулы для предельных циклотронного и синхротронного приближений, и необходимо использовать точное выражение (1.3).

1.2.2 Магнитормозное излучение ансамбля частиц

В реальных условиях излучение всегда генерируется не отдельными частицами, а целым ансамблем, представляющим собой непрерывную среду, занимающую определенный объем. В такой среде происходят не только процессы излучения, но и процессы поглощения, которые в совокупности влияют на наблюдаемую яркость источника. Зависимость интенсивности излучения вдоль направления групповой скорости v_{gr} описывается уравнением переноса:

$$\frac{dI_f}{dl} = a_f - \chi_f I_\omega. \quad (1.14)$$

Здесь dl – элемент длины вдоль групповой скорости (вдоль луча), I_ω – спектральная интенсивность излучения, a_f называется коэффициентом излучения, а χ_f – коэффициентом поглощения. Член a_f определяет приращение интенсивности излучения

в точке l на луче и является спектральной мощностью излучения, испускаемого единичным объемом среды в единичный телесный угол. Коэффициент поглощения χ_f представляет относительное уменьшение интенсивности на единице длины в условиях, когда излучательная способность равна нулю.

Как правило, радиоизлучение не влияет на состояние среды, поэтому уравнение (1.14) является линейным, и его решение в общем случае имеет вид:

$$I_f = I_f(l_0)e^{-\tau_f} + \int_0^{\tau_f} \frac{a_f}{\chi_f} e^{\xi - \tau_f} d\xi, \quad (1.15)$$

где:

$$\tau_f(l) = \int_{l_0}^l \chi_f(l) dl - \quad (1.16)$$

оптическая толщина источника между точками l_0 и l вдоль луча, а $I_f(l_0)$ – интенсивность фонового излучения, приходящего на дальнюю от наблюдателя границу источника. Первый член характеризует поглощение фонового радиоизлучения. Второй член описывает собственное излучение источника с учетом самопоглощения.

Если рассматривать случай однородной среды, то решение уравнения переноса упрощается:

$$I_f(l) = I_f(l_0)e^{-\chi_f(l-l_0)} + \frac{a_f}{\chi_f}(1 - e^{-\chi_f(l-l_0)}) \quad (1.17)$$

Во втором слагаемом перед экспонентой появляется отношение a_f / χ_f . В случае локального термодинамического равновесия a_f и χ_f связаны законом Кирхгофа:

$$\frac{a_f}{\chi_f} = \frac{2k_B T f^2}{c^2} \quad (1.18)$$

где k_B – постоянная Больцмана.

Для нахождения величины a_f магнитормозного излучения электронов необходимо использовать выражение для спектральной мощности отдельной заряженной частицы (1.3). При этом учитывать, что в элементарном объеме источника в общем случае излучают электроны с разными энергиями иpitch-углами (импульсами), поэтому излучательная способность системы частиц в точке \vec{r} в момент времени t равна:

$$a_f = \int P_{f\Omega} f_0(\vec{p}, \vec{r}, t) d^3 \vec{p} \quad (1.19)$$

где $f_0(\vec{p}, \vec{r}, t)$ – функция распределения электронов по импульсам. Таким образом, выражения для коэффициентов ГС излучения и поглощения для моды излучения σ в среде с показателем преломления n_σ на частоте f выглядят следующим образом [27]:

$$a_f^\sigma = \frac{2\pi e^2}{c} \frac{n_\sigma f^2}{1+T_\sigma^2} \sum_{s=-\infty}^{\infty} \int \left[\frac{T_\sigma (\cos \theta - n_\sigma \beta \mu) + L_\sigma \sin \theta}{n_\sigma \sin \theta} J_s(\lambda) + J'_s(\lambda) \beta \sqrt{1-\mu^2} \right]^2 \times \\ F(\vec{p}) \delta \left[f(1 - n_\sigma \beta \mu \cos \theta) - \frac{sf_{Be}}{\gamma} \right] d^3 \vec{p}, \quad (1.20)$$

$$\chi_f^\sigma = -\frac{2\pi e^2}{n_\sigma(1+T_\sigma^2)} \sum_{s=-\infty}^{\infty} \int \left[\frac{T_\sigma (\cos \theta - n_\sigma \beta \mu) + L_\sigma \sin \theta}{n_\sigma \sin \theta} J_s(\lambda) + J'_s(\lambda) \beta \sqrt{1-\mu^2} \right]^2 \times \\ \frac{1}{\beta} \left[\frac{\partial F(\vec{p})}{\partial p} + \frac{n_\sigma \beta \cos \theta - \mu}{p} \frac{\partial F(\vec{p})}{\partial \mu} \right] \delta \left[f(1 - n_\sigma \beta \mu \cos \theta) - \frac{sf_{Be}}{\gamma} \right] d^3 \vec{p}, \quad (1.21)$$

где $\mu = \cos(\alpha)$. T_σ и L_σ – поперечный и продольный компоненты вектора поляризации электрического поля, $\lambda = f / f_B \Gamma n_\sigma \beta \sin \theta \sqrt{1-\mu^2}$, $\Gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}$ – релятивистский фактор. Функция распределения электронов по импульсам $F(\vec{p})$ удовлетворяет условию нормировки:

$$\int F(\vec{p}) d^3 \vec{p} = 2\pi \int_{p_1}^{p_2} p^2 dp \int_{-1}^1 F(p, \mu) d\mu = n_e, \quad (1.22)$$

где n_e – концентрация электронов с импульсами от p_1 до p_2 . Приведенные выражения (1.20) и (1.21) даже для простых функций распределения электронов представляются нетривиальными для вычисления и анализа. Все применяемые для этого подходы основаны на численных расчетах.

В общем случае спектр гиротронного излучения однородного источника со степенным распределением электронов по энергиям $f(E) = KE^{-\delta}$ и изотропным поpitch-углам $f(\alpha) = 1$ имеет вид, показанный на рисунке 1.8. Выше частоты спектрального максимума f_{max} оптическая толщина источника меньше единицы $\tau < 1$ (источник оптически тонкий), а спад интенсивности излучения с частотой связан с формой энергетического спектра электронов (уменьшением количества электронов с ростом энергии) [84].

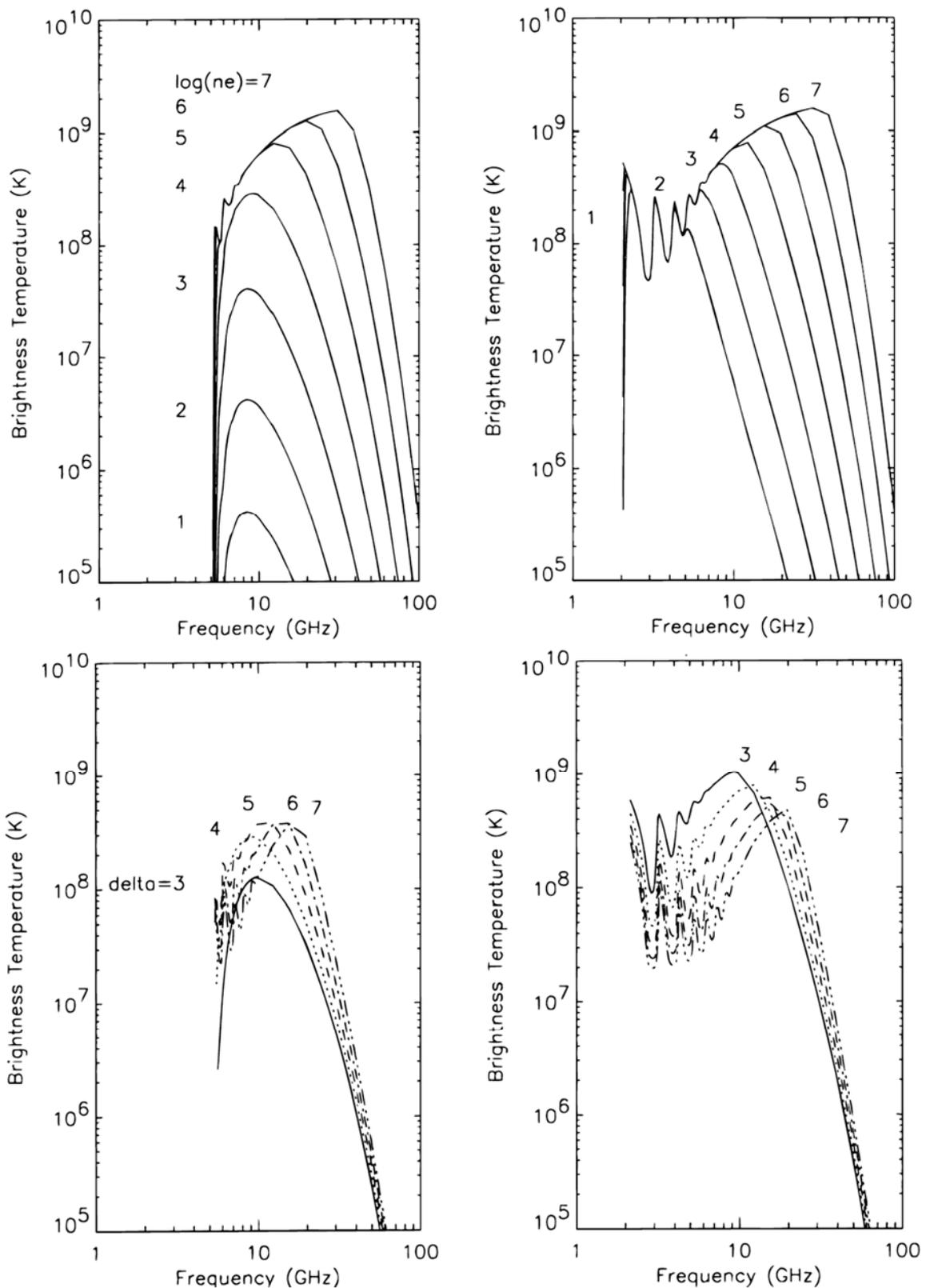


Рис. 1.8. Частотный спектр яркостной температуры ГС излучения нетепловых электронов со степенным энергетическим спектром и изотропным пичч-угловым распределением без эффекта подавления Разина (справа) и в его присутствии (слева) для различных концентраций ускоренных электронов n_e (верхняя панель) и показателя их энергетического спектра δ (нижняя панель) [15].

Завал ГС спектра на низких частотах обусловлен в первую очередь эффектом увеличения оптической толщины или эффектом самопоглощения [92], которая становится больше единицы при $f < f_{max}$. Также на значение частоты спектрального максимума и на низкочастотную форму спектра может оказывать влияние эффект подавления Разина [7] (рис. 1.8 слева), о котором говорилось выше, возникающий при $f < 2f_{pe}^2/3f_{Be}$. Низкочастотная часть спектра имеет гармоническую структуру, поскольку формируется, главным образом, низкоэнергичными электронами, характер излучения которых ближе к циклотронному (рис. 1.6).

Излучение, как и для одиночного электрона, в общем случае эллиптически поляризовано. Степень круговой поляризации P , определяемая как отношение разности интенсивностей обыкновенной и необыкновенной волн к их сумме:

$$P = \frac{I_X - I_O}{I_X + I_O} \quad (1.23)$$

высокая для случая квазипродольного (относительно линий магнитного поля) излучения и низкая – для квазипоперечного. При этом в оптически тонкой области спектра преобладает необыкновенная мода (X-мода) излучения ($P > 0$), а в оптически толстом – обыкновенная (O-мода) [24].

В работе [22] был выполнен расчет a_f и χ_f однородного источника в предположении о степенном распределении электронов по энергиям ($f(E) \sim E^{-\delta}$) и изотропном поpitch-углам для различных значений показателя энергетического спектра δ , угла зрения θ и номера гармоники гирочастоты ν/ν_B в диапазонах: $2 \leq \delta \leq 7$, $\theta \geq 20^\circ$, $10 \leq \nu/\nu_B \leq 100$. На основе полученных численных значений авторами были найдены эмпирические формулы для коэффициентов излучения и поглощения, степени поляризации r_c и частоты спектрального максимума f_{peak} :

$$\begin{aligned} \frac{a_f}{BN} &\approx 3.3 \times 10^{-24} 10^{-0.52\delta} (\sin \theta)^{-0.43+0.65\delta} \left(\frac{f}{f_B} \right)^{1.22-0.9\delta}, \\ \frac{\chi_f B}{N} &\approx 1.4 \times 10^{-9} 10^{-0.22\delta} (\sin \theta)^{-0.09+0.72\delta} \left(\frac{f}{f_B} \right)^{-1.3-0.98\delta}, \\ r_c &\approx 1.26 \times 10^{0.035\delta} 10^{-0.071\cos\theta} \left(\frac{f}{f_B} \right)^{-0.782+0.545\cos\theta} \quad (\tau_f \ll 1), \\ f_{peak} &\approx 2.72 \times 10^3 10^{0.27\delta} (\sin \theta)^{0.41+0.03\delta} (NL)^{0.32-0.03\delta} B^{0.68+0.03\delta}. \end{aligned} \quad (1.24)$$

Для оптически тонкой области спектра ($\tau \ll 1$) получена степенная зависимость коэффициента излучения от частоты, показатель которой связан с показателем энергетического спектра электронов как $\delta_{изл} = 1.22 - 0.9\delta$. Выражения для коэффициента поглощения и частоты спектрального максимума распространяются на частотную область, где оптическая толщина $\tau \sim 1$. Точность приведенных формул составляет десятки процентов и сильно падает при приближении показателя спектра электронов, угла зрения и номера гармоники к верхним границам диапазонов.

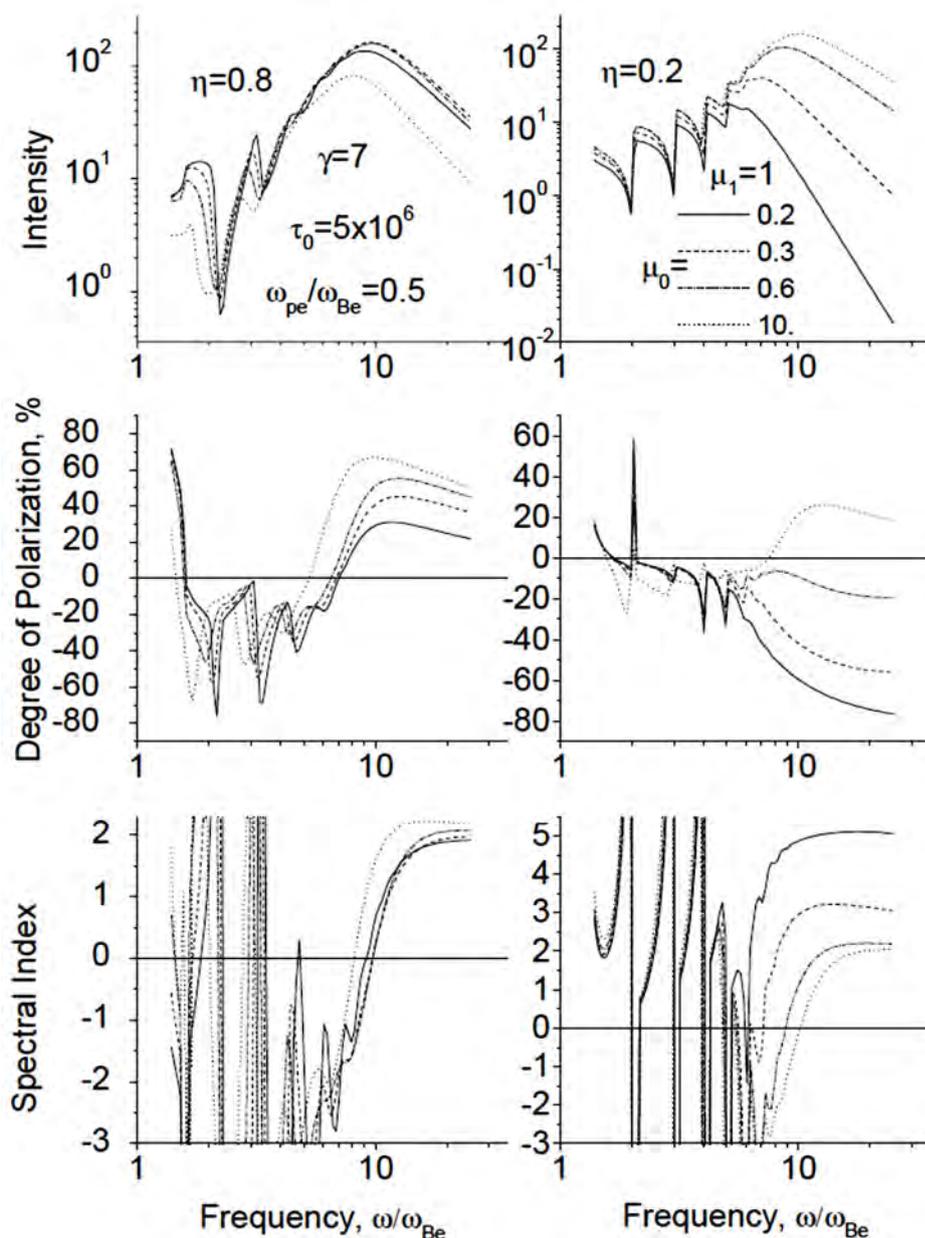


Рис. 1.9. Интенсивность (в единицах эрг/(с·стер·Гц·см³)), степень поляризации и показатель наклона спектра гиротронного излучения нетепловых электронов [24] с пучковым распределением в виде пучка $f(\mu) \propto \exp(-(\mu-\mu)^2/\mu_0^2)$ в случае квазипродольного (слева) и квазипоперечного (справа) распространения.

Флейшман и Мельников [24] провели расчет характеристик источника ГС излучения для сильно анизотропных пич-угловых распределений нетепловых электронов. Авторы использовали точные выражения для коэффициентов излучения (1.20) и поглощения (1.21) и рассмотрели различные виды квазипродольной и квазипоперечной анизотропии для широкого диапазона значений концентрации и показателя степенного энергетического спектра нетепловых электронов, плотности фоновой плазмы, угла зрения.

В результате установлено, что пич-угловая анизотропия электронов при определенных углах зрения приводит к уплощению оптически тонкого частотного спектра по сравнению с изотропным случаем. Это связано с эффектом направленности ГС излучения, степень которой растет с увеличением частоты. Интересный эффект обнаружен для квазипродольного пучкового электронного распределения (рис. 1.9). При углах зрения близких к 90° излучение в оптически тонкой области спектра такого источника может происходить в обыкновенной моде. Авторы объясняют данный эффект более острой направленностью Х-моды по сравнению с О-модой в магнитоактивной плазме. Помимо этого, при анизотропных распределениях возможно неоднократное изменение знака поляризации с частотой. Значение степени поляризации может сильно отличаться от случая изотропного источника.

1.2.3 Быстрый ГС код

Современные методы исследования солнечных вспышечных петель по их микроволновому излучению предполагают выполнение его моделирования и сравнение полученных результатов с наблюдениями. Это требует вычисления характеристик ГС излучения для большого количества комбинаций параметров энергичных электронов, магнитного поля и фоновой плазмы. Однако выражения для гиросинхротронных коэффициентов излучения и поглощения (1.20) и (1.21) оказываются непростыми даже для расчета на компьютере, т.к. требуют суммирования по большому количеству гармоник, численного вычисления функции Бесселя, ее производной и выполнения двумерного интегрирования. На рисунке 1.10 штриховой линией показана зависимость времени расчета интенсивности и поляризации от частоты гиросинхротронного излучения на процессоре Intel Pentium с тактовой частотой 2 ГГц [27]. Из графика видно, что полноценное моделирование с использованием данных наблюдений в

широком (3 – 40 ГГц) диапазоне частот, требующее тысячи вычислений, невозможно на персональном компьютере при проведении расчетов по точным ГС формулам. Приближенные же аналитические выражения (1.24) [22] имеют невысокую точность, пригодны только для изотропного пичч-углового распределения и ограниченных диапазонов параметров электронов и магнитного поля. Описанные выше обстоятельства, а также большое значение ГС излучения для физики солнечных вспышек привели к необходимости разработки специальных аналитических приближений и численных алгоритмов для быстрого расчета ГС коэффициентов излучения и поглощения.

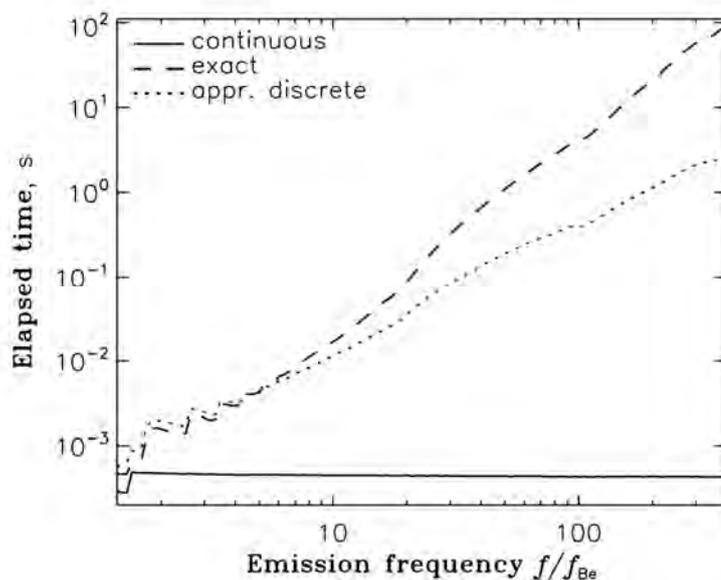


Рис. 1.10. Время расчета интенсивности и поляризации ГС излучения [27] в зависимости от частоты на ПК с процессором Intel Pentium 2 GHz по точным ГС формулам (штриховая линия), на основе дискретного приближения [69] и с использованием быстрого ГС кода [27] (сплошная линия).

Задача ускорения вычислений коэффициентов (1.20) и (1.21) была решена Флейшманом и Кузнецовым в работе [27]. Для этого авторы в первую очередь обратились к приближению Петросяна-Клейна [69], в котором суммирование по дискретным гармоникам заменяется на интегрирование:

$$\sum_{s=-\infty}^{\infty} U(s) \approx \int_{-\infty}^{\infty} U(s) ds \quad (1.25)$$

Данное соотношение применимо для гиротронного случая, поскольку, его излучение происходит на большом числе близко стоящих гармоник (1.2), т.е. $|s| \gg 1$, и подынтегральное выражение $U(s)$ меняется плавно. После применения данной замены к

выражениям (1.20), (1.21) и вычисления интеграла по ds аналитически возникает проблема вычисления функции Бесселя по параметру s :

$$s = \Gamma \frac{f}{f_B} (1 - N\beta\mu \cos \theta), \quad (1.26)$$

который является уже не дискретным. Для решения этой задачи авторы учли, что в солнечной плазме показатель преломления электромагнитных волн всегда меньше единицы ($N < 1$), что позволяет заменить функции Бесселя на их аппроксимации Уайлда и Хилла [94], представляющие собой простые аналитические функции. После всех подстановок выражение для ГС коэффициентов излучения и поглощения принимают вид [27]:

$$j_f \approx \frac{2\pi e^2}{c} \frac{f}{N(1+T^2)\sin^2 \theta} \int_{p_1}^{p_2} p^2 dp \int_{-1}^1 F(p, \mu) \left(\frac{x \exp(\sqrt{1-x^2})}{1+\sqrt{1-x^2}} \right)^{2s} Q d\mu, \quad (1.27a)$$

$$\chi_f \approx -\frac{2\pi e^2 mc}{N^3 f(1+T^2)\sin^2 \theta} \int_{p_1}^{p_2} \Gamma dp \int_{-1}^1 F(p, \mu) \left(\frac{x \exp(\sqrt{1-x^2})}{1+\sqrt{1-x^2}} \right)^{2s} Q R d\mu, \quad (1.27b)$$

где, $x = \lambda/s$,

$$Q = \frac{[T(\cos \theta - n\beta\mu) + L \sin \theta + ab(1 - N\beta\mu \cos \theta)]^2}{a^2(1 - N\beta\mu \cos \theta)}, \quad (1.28a)$$

$$R = p \frac{F'_p(p, \mu)}{F(p, \mu)} + (N\beta \cos \theta - \mu) \frac{F'_\mu(p, \mu)}{F(p, \mu)}, \quad (1.28b)$$

$$a = [(1-x^2)^{3/2} + A/s]^{1/6}, \quad b = [(1-x^2)^{3/2} + B/s]^{1/6} (1 - 1/5s^{2/3}), \quad A=0.503297, \quad B=1.193.$$

При анализе подынтегральных выражений авторами [27] обнаружено, что, если функция распределения электронов по pitch углам изотропна или имеет экспоненциальную зависимость в виде «рапсаке» распределения:

$$F(p, \mu) \propto \exp\left(-\frac{\mu^2}{\Delta\mu^2}\right) \quad (1.29)$$

или пучкового распределения:

$$F(p, \mu) \propto \exp\left(-\frac{(\mu-1)^2}{\Delta\mu^2}\right) \quad (1.30)$$

или некоторых их вариаций (см. (1.34), (1.36)), то интегрирование по питч-углу можно выполнить аналитически, что дополнительно упрощает формулы (1.27a), (1.27b). В результате время расчета интенсивности и поляризации гиротронного излучения по упрощенным формулам не зависит от частоты (рисунок 1.10, сплошная линия) и при высоких частотах на несколько порядков ниже времени, затрачиваемого на вычисления по точным формулам (1.20) и (1.21). При этом описанные выше аппроксимации имеют достаточно высокую точность (рис. 1.11) практически во всем частотном диапазоне и не способны воспроизвести дискретную гармоническую структуру ГС излучения только на низких частотах.

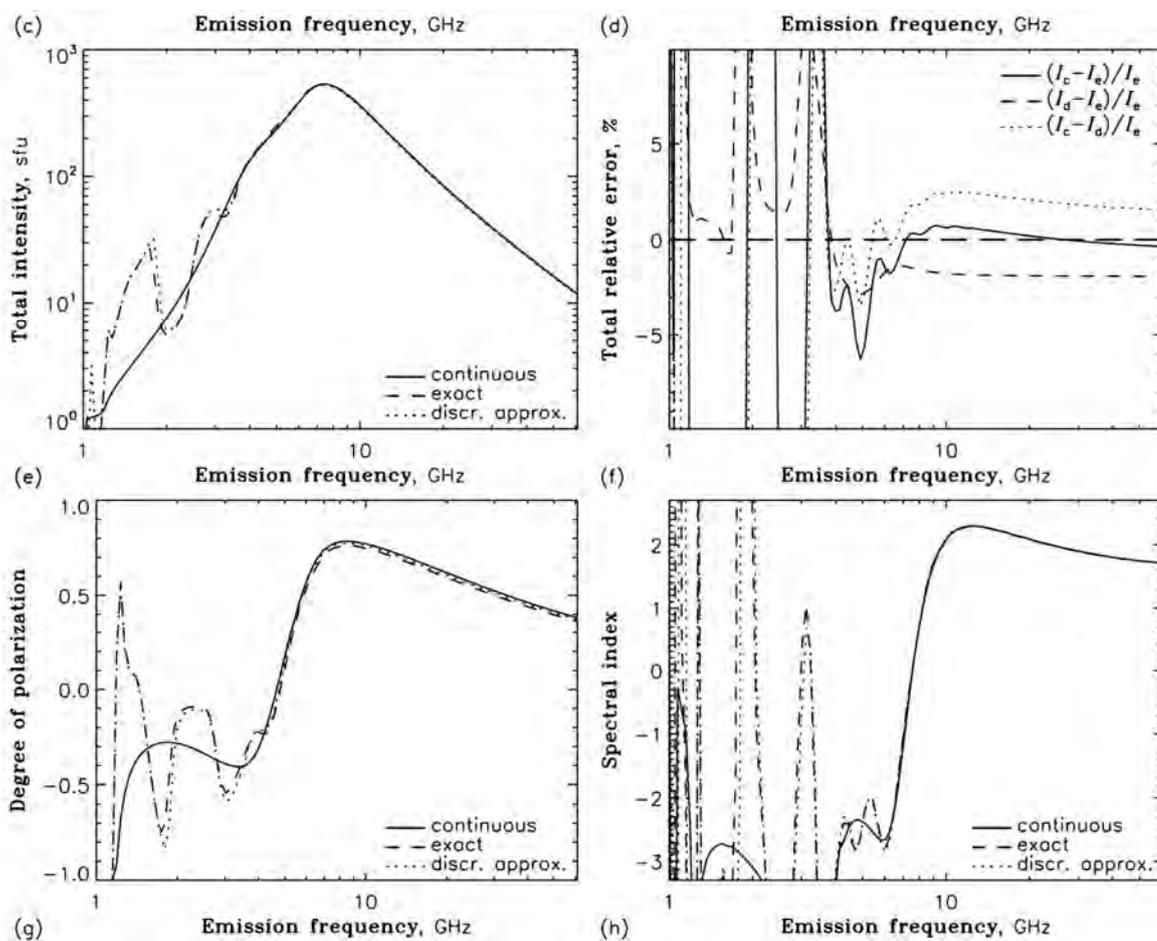


Рис. 1.11. Спектр и степень поляризации ГС излучения, рассчитанные по точным ГС формулам (штриховая линия) и с использованием быстрого ГС кода (сплошная линия). Параметры источника: концентрация и температура фоновой плазмы $n_0=2 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$, $T_0=4 \text{ МК}$, индукция магнитного поля $B=370 \text{ Гс}$, показатель степенного энергетического спектра электронов $\delta=3.5$ в диапазоне энергий от $E_{min}=0.01 \text{ МэВ}$ до $E_{max}=10 \text{ МэВ}$, концентрация электронов $n_b=9.3 \times 10^7 \text{ см}^{-3}$, видимая площадь и глубина источника $S=1.8 \times 10^{18} \text{ см}^2$ и $l=6 \times 10^8 \text{ см}$. [27].

Флейшманом и Кузнецовым разработан также специальный программный пакет, позволяющий выполнять расчет характеристик гиротронного излучения однородного источника с учетом разработанных ими приближений и методов [27, 29].

Быстрые ГС коды («Fast GS code») реализованы в виде исполняемых программ (библиотек) для операционных систем Windows и Linux, на входе которых задаются значения параметров излучающей среды:

- S – площадь источника,
- l – глубина источника вдоль луча зрения,
- n_0 и T_0 – концентрация и температура фоновой плазмы,
- B – напряженность магнитного поля,
- α – угол зрения,
- f – частота излучения.

Функция распределения нетепловых электронов задана в параметризованном виде: $F(E, \mu) = F_1(E)F_2(\mu)$. Энергетический спектр электронов можно определить степенным:

$$F_1(E) \propto E^{-\delta_1}, \quad E_{\min} < E < E_{\max} \quad (1.31)$$

или двойным степенным с изломом:

$$F_1(E) \propto \begin{cases} E^{-\delta_1}, & E_{\min} < E < E_{break} \\ E^{-\delta_2}, & E_{break} < E < E_{\max} \end{cases} \quad (1.32)$$

для произвольных спектральных индексов δ_1 , δ_2 , а также минимальной E_{\min} , максимальной E_{\max} энергий и энергии излома E_{break} . Для расчетов питч-угловое распределение нетепловых электронов можно задать изотропным, типа конуса потерь:

$$1) F_2(\mu) \propto \begin{cases} 1, & |\mu| < |\mu_c| \\ \exp\left(-\frac{|\mu| - |\mu_c|}{\Delta\mu}\right), & |\mu| > |\mu_c| \end{cases}, \quad (1.33)$$

$$2) F_2(\mu) \propto \begin{cases} 1, & |\mu| < |\mu_c| \\ \exp\left(-\frac{(|\mu| - |\mu_c|)^2}{\Delta\mu^2}\right), & |\mu| > |\mu_c| \end{cases}, \quad (1.34)$$

и типа гауссова пучка:

$$1) F_2(\mu) \propto \exp\left(-\frac{(\mu - \mu_0)^2}{\Delta\mu^2}\right) \quad (1.35)$$

$$2) F_2(\mu) \propto \exp\left(-\frac{(\mu - \mu_0)^2 + a_4(\mu - \mu_0)^4}{\Delta\mu^2}\right) \quad (1.36)$$

(μ – косинус питч-угла) для различных μ_0 , μ_c , $\Delta\mu$ и a_4 . На выходе программа выдает «наблюдаемые» с Земли потоки обыкновенной и необыкновенной волн гиротронного источника, рассчитанные с помощью описанного непрерывного приближения, а также коэффициенты излучения и поглощения (библиотека «libGS_Std_HomSrc_C»). При этом учитывается поглощение ГС излучения нетепловых электронов фоновой плазмой, а также ее собственное тепловое тормозное излучение. Дополнительно библиотека «libGS_Std_HomSrc_CEH» позволяет проводить расчет ГС излучения для заданного частотного диапазона по точным формулам без использования приближений, чтобы восстановить гармоническую структуру спектра на низких частотах. Библиотека «MW_Transfer» рассчитывает потоки правой и левой круговых поляризаций дискретно неоднородного вдоль луча зрения источника, выполняя решение уравнения переноса для интенсивности и поляризации излучения, позволяя учитывать эффект взаимодействия мод при квазипоперечном распространении [29].

1.2.4 Тепловое тормозное излучение

На наблюдаемое микроволновое излучение солнечных вспышек также может оказывать влияние вспышечная плазма за счет собственного излучения [13], возникающего за счет тормозного механизма. Тормозным называют излучение, возникающее при пролете одной заряженной частицы мимо другой, если налетающая частица после соударения остается свободной (не захватывается второй частицей). Основной вклад в излучение вспышечной плазмы дает столкновение электрона и иона. На частотах:

$$\omega \ll \frac{m_e v^2 c}{2Ze^2}, \quad (1.37)$$

где Ze – заряд иона, v – скорость электрона, излучение становится дипольным и спектральная энергия, излученная в единичном интервале частот при одном столкновении, будет равна [3]:

$$\varepsilon_\omega = \frac{8\pi}{3c^3} |\vec{d}_\omega|^2, \quad (1.38)$$

где $\vec{d}_\omega = -e\vec{r}_e(t) + Ze\vec{r}_i$ – фурье-компонента разложения дипольного момента системы «электрон-ион». В изотропной среде с показателем преломления $n(\omega)$ энергия тормозного излучения будет отличаться на фактор $n(\omega)$. В магнитоактивной плазме выражение для ε_ω становится более сложным.

Спектральную мощность тормозного излучения потока электронов, пролетающих мимо иона можно получить, интегрируя ε_ω по значению прицельного параметра q :

$$k_\omega = 2\pi \int_0^\infty \varepsilon_\omega q dq \quad (1.39)$$

При взаимодействии электрона и иона последний можно считать неподвижным из-за большой разницы в массе частиц. Тогда согласно [3]:

$$k_\omega = \begin{cases} \frac{16e^6 Z^2}{3v^2 c^3 m_e^2} \ln\left(\frac{2m_e v^3}{\delta \omega e^2 Z}\right), & \omega \ll \frac{m_e v^3}{Ze^2} \\ \frac{16e^6 Z^2}{3\sqrt{3}v^2 c^3 m_e^2}, & \omega \gg \frac{m_e v^3}{Ze^2} \end{cases}, \quad (1.40)$$

где Z – заряд иона, $\delta \approx e^C \approx 1.781$, $C = 0.577$ - постоянная Эйлера. На основе выражения для k_ω можно получить тормозную излучательную способность плазмы:

$$a_\omega = n_i \int_{p_{\min}}^\infty k_\omega v f_0(\vec{p}) p^2 d\vec{p}, \quad (1.41)$$

где n_i – концентрация ионов, нижний предел p_{\min} получается из условия $\varepsilon_{kin} = \hbar\omega$ (поскольку электрон с кинетической энергией $\varepsilon_{kin} < \hbar\omega$ не в состоянии испустить квант $\hbar\omega$), $f_0(\vec{p})$ - максвелловское распределение электронов по импульсам. В результате в микроволновом диапазоне при температурах $T > 10^6$ К, соответствующих солнечным вспышечным условиям, коэффициенты излучения a_f и поглощения χ_f теплового тормозного излучения плазмы определяются выражениями [3]:

$$a_f \approx \frac{8}{3} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{e^6 n_0^2}{\sqrt{k_B T} m_e^{3/2} c^3} \ln \left[\frac{4k_B T}{\delta h f} \right], \quad (1.42)$$

$$\chi_f \approx \frac{8}{3} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{e^6 n_0^2}{(k_B T m_e)^{3/2} f^2} \ln \left[\frac{4k_B T}{\delta h f} \right], \quad (1.43)$$

работах [25] и [30]. Авторами получена приемлемая точность определения основных параметров трехмерных модельных вспышечных петель (концентрация и показатель спектра нетепловых электронов, напряженность и направление магнитного поля) (рис. 1.12 и 1.13). Однако для этого в каждом участке петли предполагался известным спектр микроволнового излучения более чем на 60 частотах в диапазоне от 1 до 18 ГГц. В то же время самый современный действующий солнечный радиотелескоп, обладающий высоким пространственным разрешением – радиогелиограф Нобейма (Япония) – работает только на двух частотах (17 и 34 ГГц) с возможностью измерения круговой поляризации на одной частоте (17 ГГц) [66].

Таким образом, необходимо оценить возможности метода прямой подгонки при диагностике параметров солнечных вспышечных петель при ограниченном количестве наблюдательного материала, когда число переменных в системе (1.44) практически совпадает с числом уравнений, что является целью данного раздела Главы 1.

Как было сказано ранее, метод прямой подгонки сводится к минимизации функционала (1.46), составленного из расчетных и наблюдаемых характеристик излучения. Очевидно, что данный функционал имеет сложный многоэкстремальный характер по причине высокой сложности ГС формул. Для нахождения же глобального минимума не подходят стандартные численные методы, использующие вычисления производных, как, например, метод градиентного спуска, а требуются специальные эвристические алгоритмы. В работах [25] и [30] используется симплекс метод минимизации [71], который по своей специфике склонен к остановке в области локального минимума. Для поиска глобального минимума авторы запускают процедуру поиска несколько раз при разных начальных условиях. Однако, чем меньше уравнений в системе (1.44), тем больше неоднозначность решения и тем больше локальных минимумов, которые приводят к постоянным остановкам симплекс-метода и уменьшению вероятности нахождения правильного решения.

В данной диссертационной работе предложен альтернативный метод минимизации для проведения прямой подгонки, который, как ожидается, лучше справляется с проблемой остановки в локальных минимумах.

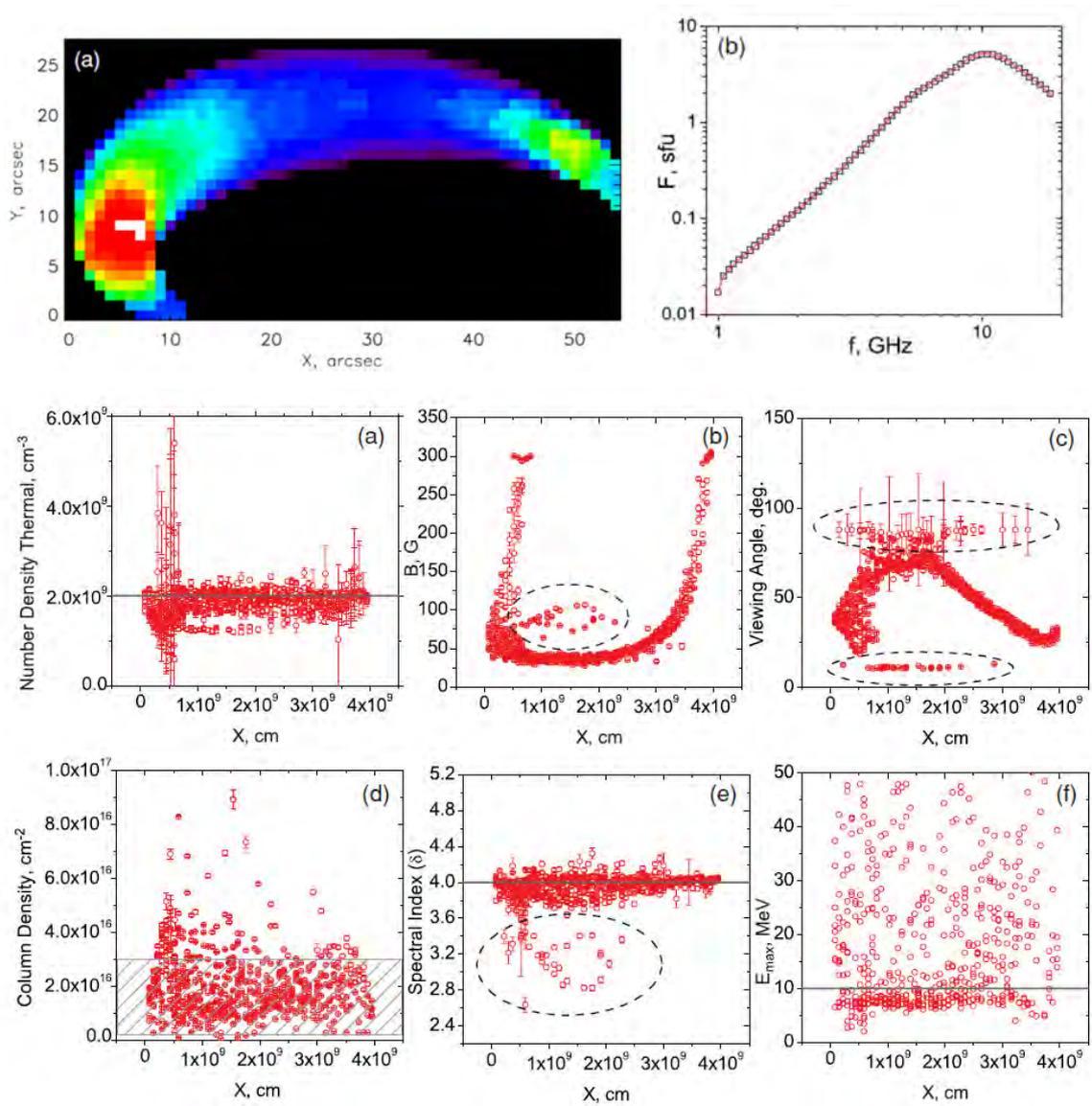


Рис. 1.12. Верхняя панель: радиоизображение модельной вспышечной петли на частоте 4 ГГц (слева) и радиоспектр ее излучения для одного из пикселей (справа). Средняя и нижняя панели: результаты восстановления (кружки) параметров модельной вспышечной петли (сплошная линия) методом прямой подгонки, выполненного в работе [25].

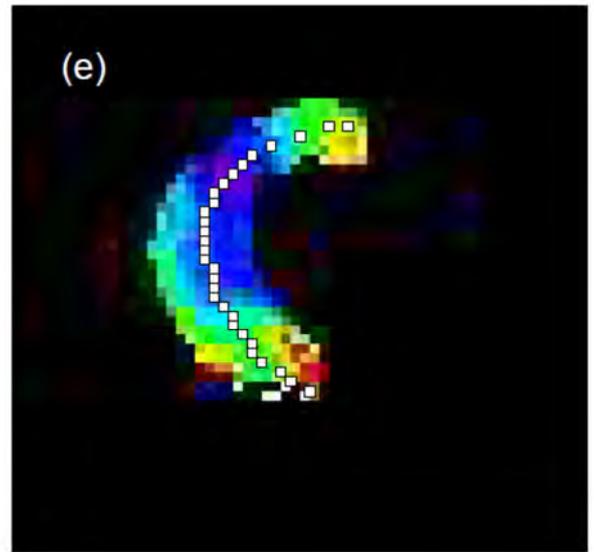
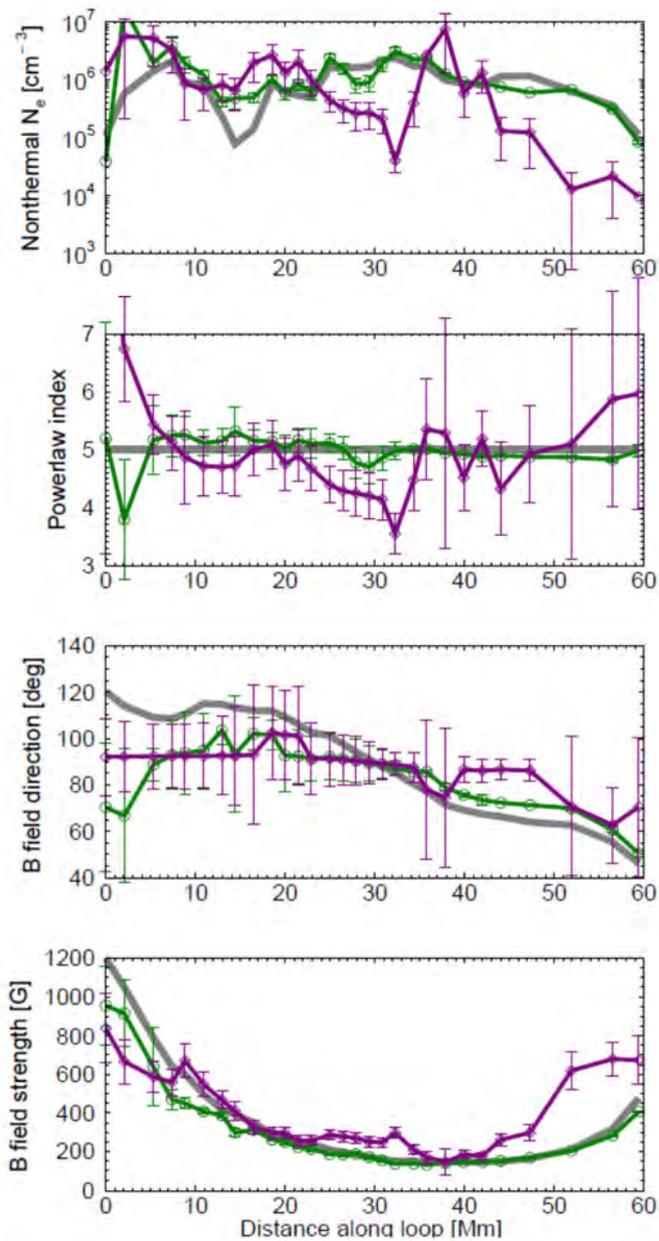


Рис. 1.13 Правая панель: радиоизображение модельной вспышечной петли. Левая панель: Результаты восстановления параметров модельной вспышечной петли методом прямой подгонки без учета (зеленая линия) и с учетом (пурпурная линия) влияния конечной ширины диаграммы направленности интерферометра на радиоизображение источника [30].

1.3.2 Минимизации функционала на основе генетического алгоритма

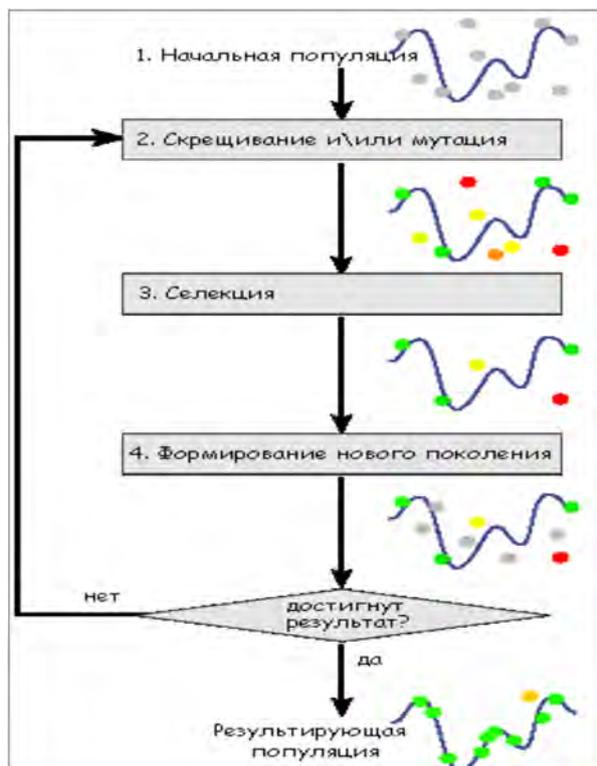


Рис. 1.14. Стратегия генетического алгоритма

В основе данного метода минимизации лежит стратегия генетического алгоритма [1], логическая схема которого показана на рисунке 1.14. На начальном этапе формируется набор точек x_1, x_2, \dots, x_n (начальная популяция), в которых выполняется расчет целевой (минимизируемой) функции. Далее производится отбор некоторого количества точек, в которых значение функции наименьшее. Отобранная группа определенным образом создает новую популяцию точек, в которых также вычисляется функционал, и на основе полученных значений формируется новая группа «лучших» точек и генерация новой популяции. Процесс циклически повторяется, пока не достигнуто приемлемое значение целевой функции.

Существует несколько способов задания начальной популяции, проведения селекции и формирования нового поколения. Рассмотрим предлагаемый автором диссертации вариант на примере поиска минимума функции:

$$f(x_1, x_2) = \sqrt{(x_1 - 5.3)^2 + (x_2 - 4.7)^2}, \quad (1.47)$$

равной нулю в точке (5.3, 4.7). Как было сказано, функционал (1.46) имеет сложный многоэкстремальный характер, поэтому в качестве начального поколения были выбраны

точки, равномерно заполняющие всю предполагаемую область значений параметров (рис. 1.15, верхняя панель, слева). После первой селекции отобраны 10 точек, в которых значения функции f наименьшие (рис. 1.15, верхняя панель, справа). Для формирования следующего поколения каждая из отобранных точек создает вокруг себя $3^n - 1$ новых, где n – количество переменных ($n=2$ в данном примере), на расстоянии вдвое меньшем предыдущего (рис. 1.15, нижняя панель слева). Происходит в некотором роде уплотнение начальной сетки в области наименьшего значения целевой функции. Дальнейшая эволюция алгоритма поиска, сходящегося в точку минимума (5.3, 4.7) функции (1.47), показана на рисунке 1.16.

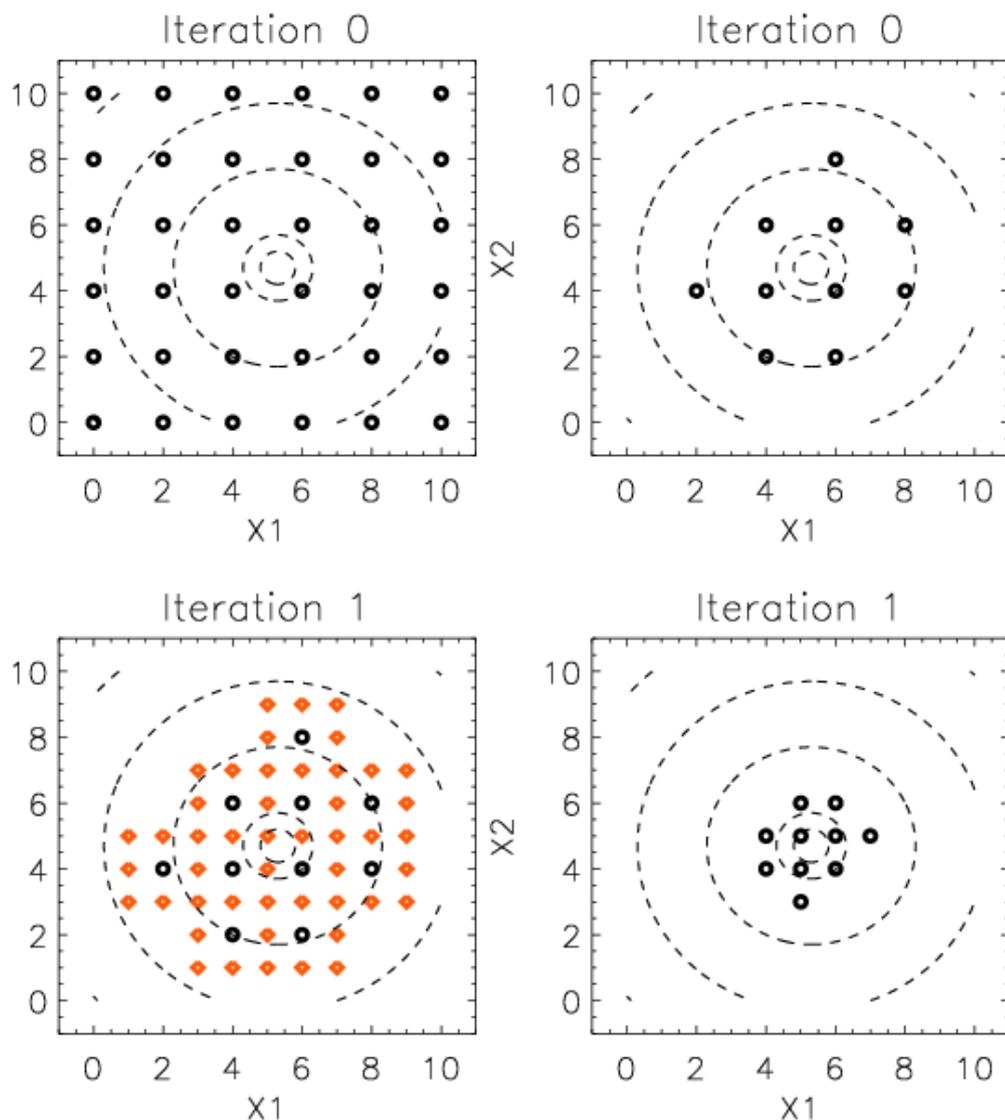


Рис. 1.15. Верхняя панель: начальная популяция параметров (x_1, x_2) (слева) и отобранные точки после первой селекции (справа). Нижняя панель: а) слева отобранные точки из первой популяции (черные кружки) и новое поколение (оранжевые ромбы) б) справа «лучшие» точки среди начальной и новой популяции. Штриховой линией показаны контуры минимизируемой функции (1.47) на уровнях 0.5, 1, 3 и 5.

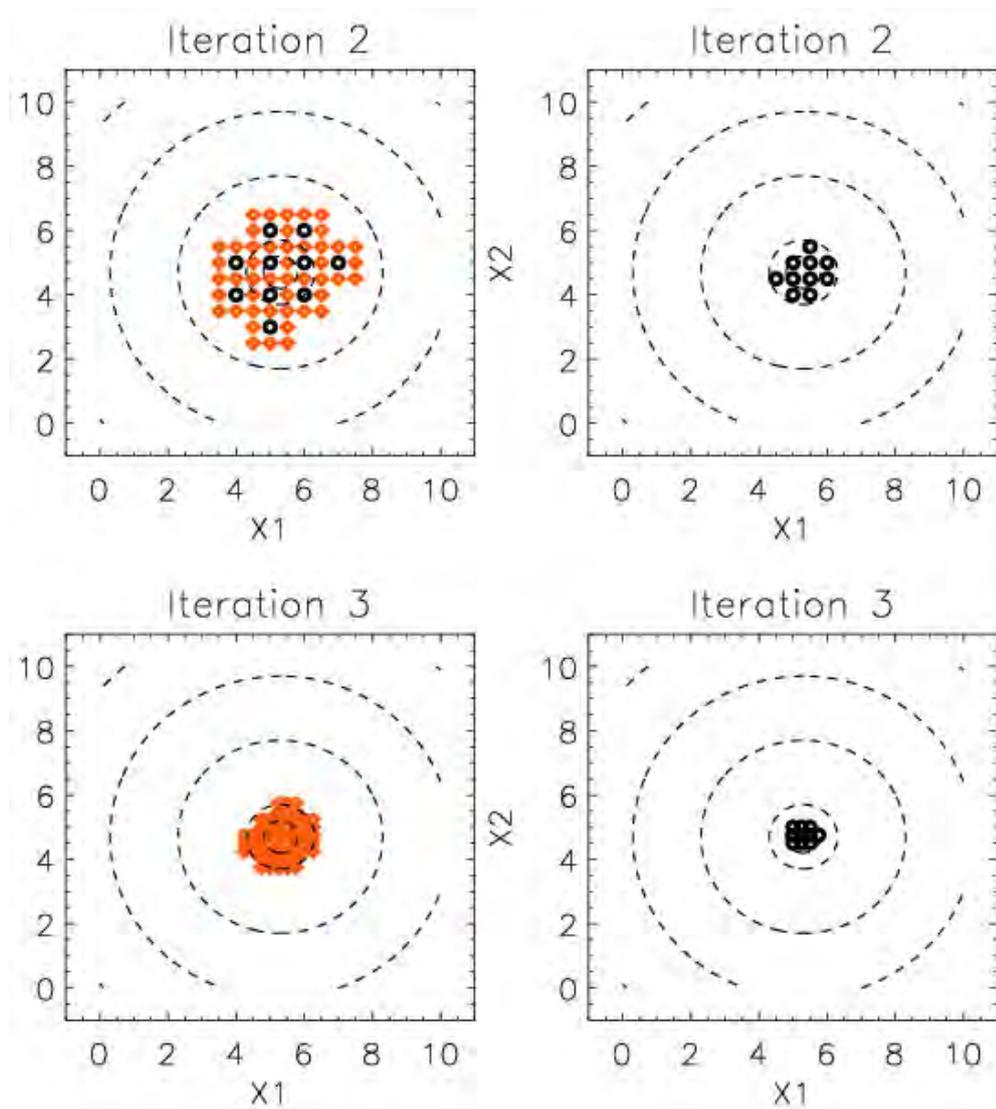


Рис. 1.16. Эволюция алгоритма поиска минимума функции (1.47) на 2-ой (верхняя панель) и 3-ей (нижняя панель) итерациях. Черными кружками показаны отобранные точки из каждого поколения. Оранжевыми ромбами показана создаваемая ими новая популяция.

Настраиваемыми параметрами описанного метода подгонки является начальный шаг сетки и количество точек, отбираемых после каждой итерации, изменяя которые можно добиться баланса между точностью (или надежностью) метода и количеством выполняемых вычислений целевой функции. На рисунке 1.17 показана эволюция алгоритма поиска концентрации n_b и спектрального индекса δ степенного энергетического спектра ($f(E) \sim E^{-\delta}$) модельного ГС источника по его потокам излучения на частотах 10 и 20 ГГц.

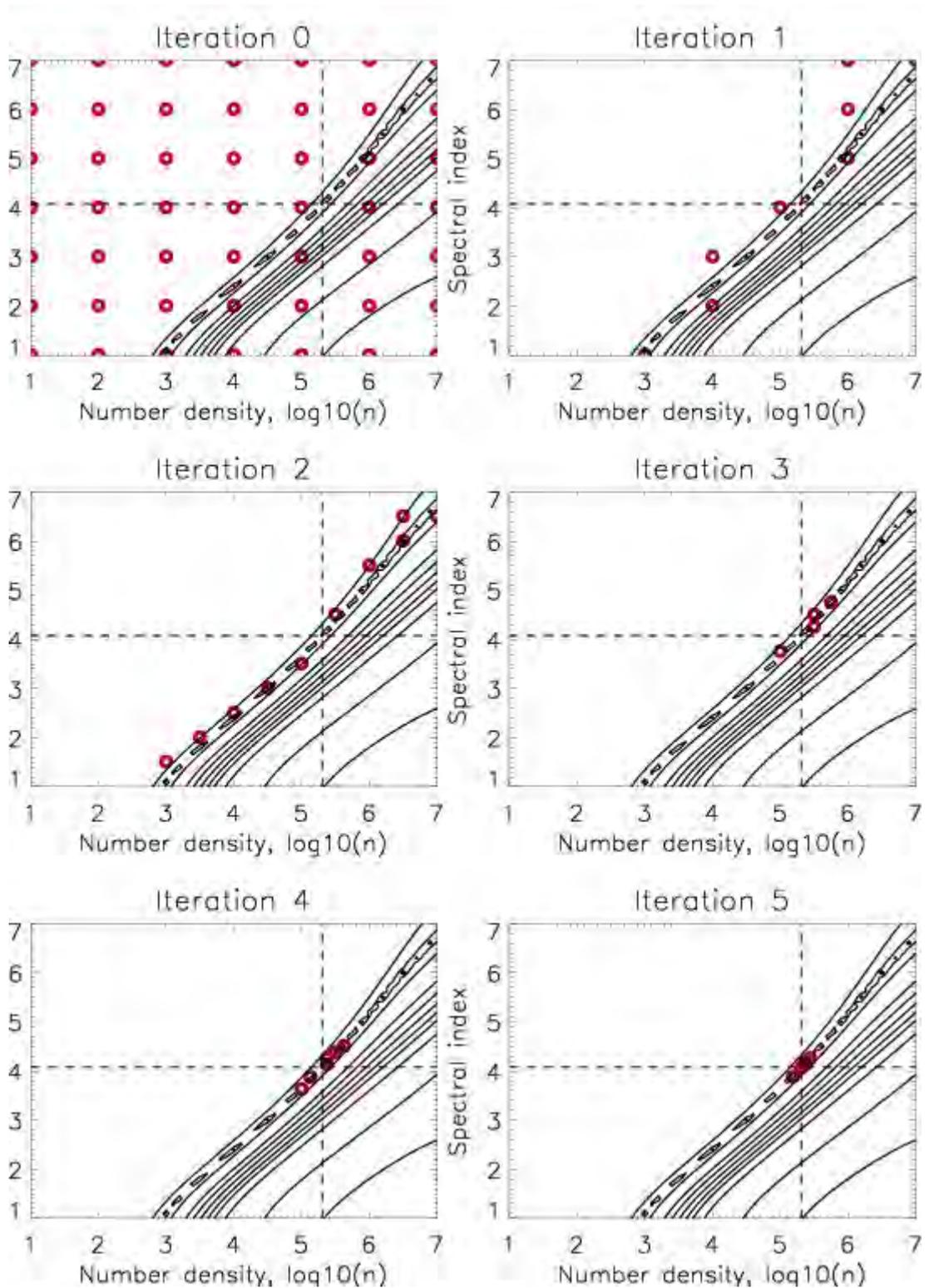


Рис. 1.17. Эволюция алгоритма фитирования при поиске концентрации и показателя степенного энергетического спектра электронов модельного ГС источника (параметры источника описаны в тексте). Вертикальной и горизонтальной штриховой линией показаны реальные значения искомым параметров. Сплошной линией показаны контуры минимизируемого в процессе фитирования функционала (1.48). Кружками показаны точки с наименьшим значением целевой функции на каждой итерации.

Параметры модельного источника следующие: $n_b=2 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$, $\delta=4$, концентрация и температура фоновой плазмы $n_0=10^9 \text{ см}^{-3}$, $T_0=10^6 \text{ К}$, напряженность и направление магнитного поля $B=300 \text{ Гс}$, $\alpha=80^\circ$, площадь и толщина источника $S=10^{18} \text{ см}^2$ и $l=10^9 \text{ см}$. Для определения параметров ускоренных электронов выполнена минимизация следующего функционала:

$$K(n_b, \delta) = \sqrt{(F^{f_1}(n_b, \delta, B, \alpha, n_0, T_0, S, l) - F_{obs}^{f_1})^2 + (F^{f_2}(n_b, \delta, B, \alpha, n_0, T_0, S, l) - F_{obs}^{f_2})^2}, \quad (1.48)$$

где $F_{obs}^{f_1}$ и $F_{obs}^{f_2}$ – потоки излучения модельного источника на частотах $f_1=10$ и $f_2=20 \text{ ГГц}$, считающиеся известными, $F^{f_i}(n_b, \delta, B, \alpha, n_0, T_0, S, l)$ – поток ГС излучения среды, зависящий от переменных n_b и δ при фиксированных значениях остальных параметров источника (B, α, S, \dots). Расчеты ГС потоков выполнены с помощью программы быстрого ГС кода [27]. По линиям постоянного уровня (рис. 1.17) видно, что функционал (1.48) имеет много локальных минимумов в окрестности реальных значений искомым параметров. Однако алгоритм поиска производит сравнение значений целевой функции сразу во многих точках, лежащих в окрестности каждого локального минимума, и выбирает наиболее подходящие из них.

Предложенный метод подгонки был протестирован при восстановлении концентрации n_b и показателя степенного спектра нетепловых электронов $\delta (f(E) \sim E^{-\delta})$, напряженности B и направления α магнитного поля, концентрации фоновой плазмы n_0 различных одномерных дискретных модельных источников. На рисунке 1.18 показано распределение параметров вдоль одного из них. Питч-угловое распределение нетепловых электронов задано изотропным ($f(\mu)=I$), минимальная и максимальная энергии электронов составляют $E_{min}=100 \text{ кэВ}$, $E_{max}=10 \text{ МэВ}$, температура фоновой плазмы $T_0=10^6 \text{ К}$, глубина для каждой дискретной области источника равна $l=10^8 \text{ см}$, а площадь $S=10^{18} \text{ см}^2$. Для восстановления параметров использовались данные о потоке и поляризации на частотах 12, 17, 25 и 40 ГГц. При восстановлении с помощью описанного выше алгоритма выполнялась минимизация функционала следующего вида:

$$K = \left(\begin{aligned} & (I^{f_1}(n_b, \delta, B, \alpha, n_0) - I_{obs}^{f_1})^2 / (I_{obs}^{f_1})^2 + (V^{f_1}(n_b, \delta, B, \alpha, n_0) - V_{obs}^{f_1})^2 / (V_{obs}^{f_1})^2 + \\ & (I^{f_2}(n_b, \delta, B, \alpha, n_0) - I_{obs}^{f_2})^2 / (I_{obs}^{f_2})^2 + (V^{f_2}(n_b, \delta, B, \alpha, n_0) - V_{obs}^{f_2})^2 / (V_{obs}^{f_2})^2 + \\ & (I^{f_3}(n_b, \delta, B, \alpha, n_0) - I_{obs}^{f_3})^2 / (I_{obs}^{f_3})^2 + (V^{f_3}(n_b, \delta, B, \alpha, n_0) - V_{obs}^{f_3})^2 / (V_{obs}^{f_3})^2 + \\ & (I^{f_4}(n_b, \delta, B, \alpha, n_0) - I_{obs}^{f_4})^2 / (I_{obs}^{f_4})^2 + (V^{f_4}(n_b, \delta, B, \alpha, n_0) - V_{obs}^{f_4})^2 / (V_{obs}^{f_4})^2 \end{aligned} \right)^{1/2}, \quad (1.49)$$

где $I=I_x+I_o$, $V=I_x-I_o$ – «наблюдаемые» и подгоняемые под них параметры Стокса ГС излучения на частотах $f_1=12$ ГГц, $f_2=17$ ГГц, $f_3=25$ ГГц и $f_4=40$ ГГц, рассчитываемые с помощью быстрого ГС кода [27]. Результаты восстановления после 6 итераций, когда значение функционала K становится меньше единицы, показаны на рисунке 1.19. Видно соответствие между заданными в модели и полученными в ходе фитирования параметрами. Большой разброс восстановленной концентрации фоновой плазмы при $s < 20$ связан со слабым ее влиянием на результирующее микроволновое излучение источника из-за низких значений.

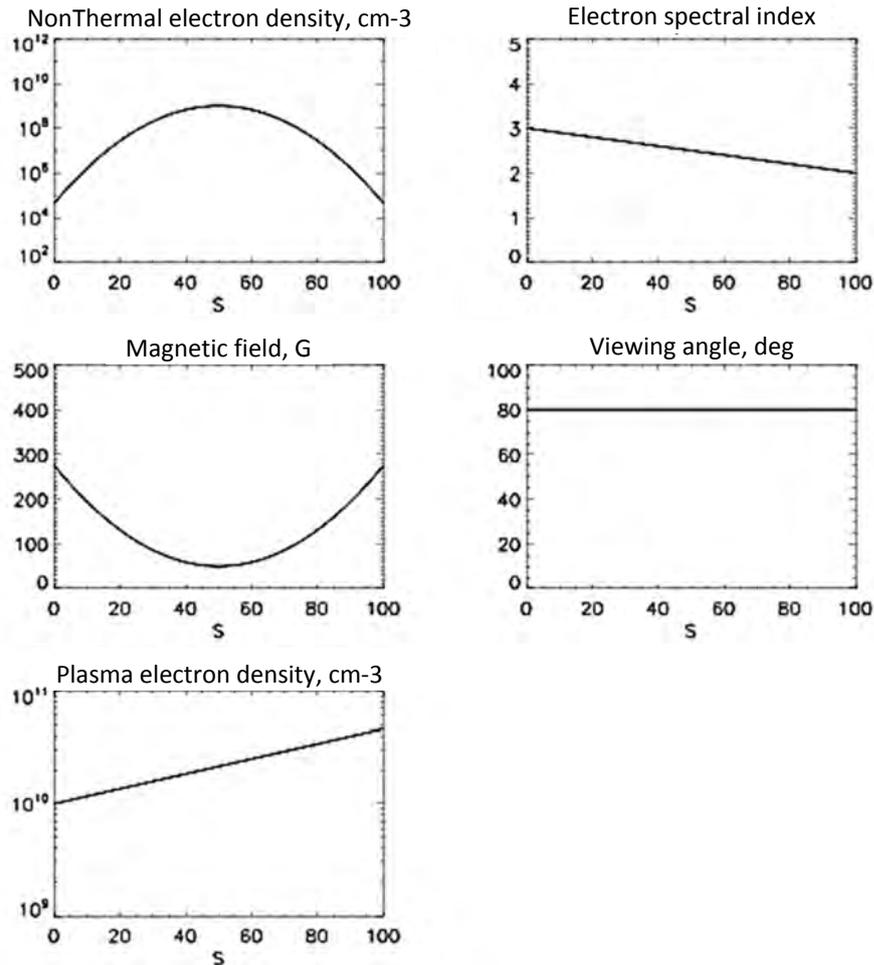


Рис. 1.18. Распределение концентрации нетепловых электронов, показателя степенного энергетического спектра, напряженного магнитного поля, угла зрения вдоль одномерного модельного источника 1 (s – расстояние в Мм). Постоянные параметры источника описаны в основном тексте.

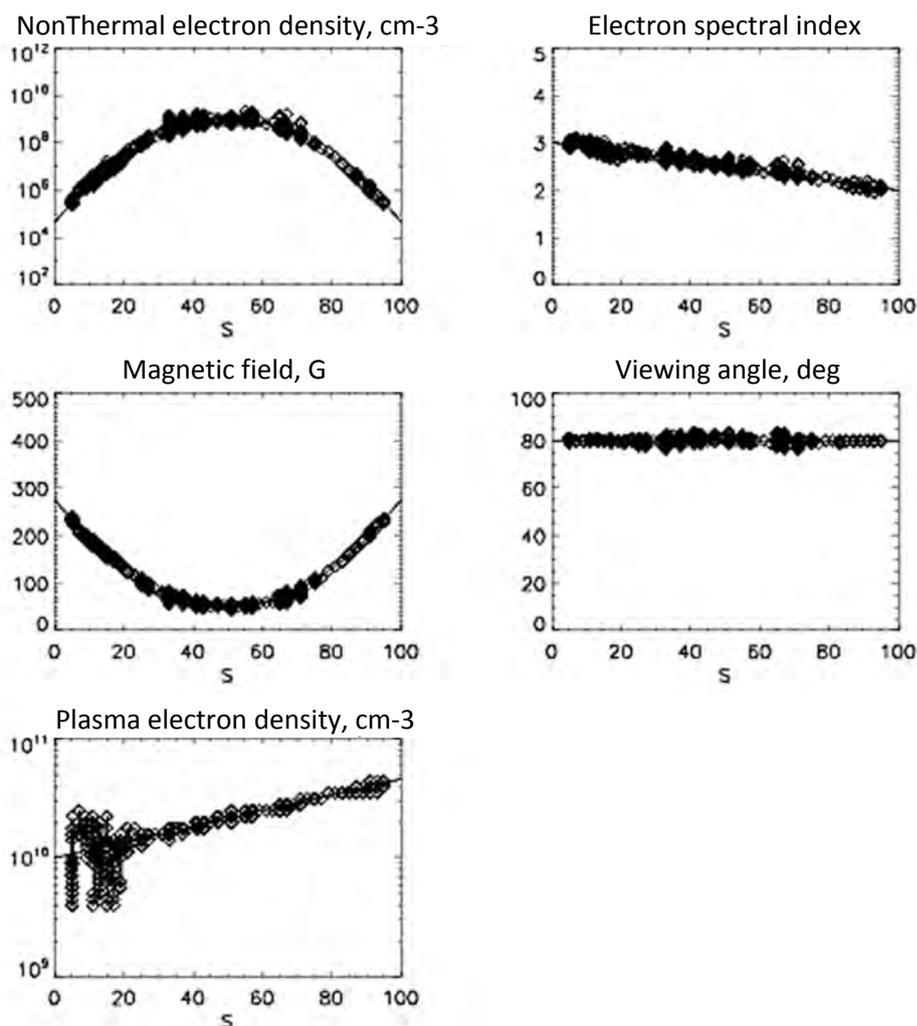


Рис. 1.19. Результаты восстановления параметров модельного источника 1 (рис. 1.18). Ромбами показаны восстановленные значения. Сплошной линией – модельные параметры.

Приемлемая точность определения параметров данного источника обеспечивается достаточным количеством характеристик излучения, по которым проводится восстановление. Фактически для нахождения 5 неизвестных решается система из восьми уравнений для интенсивности и поляризации на четырех «наблюдаемых» частотах. Однако в реальных условиях наблюдения всегда ведутся на ограниченном количестве частот. В связи с этим ниже приведены результаты восстановления параметров модельных источников при ограниченном количестве наблюдательного материала (количество наблюдаемых характеристик совпадает с количеством параметров).

1.3.3 Роль данных о поляризации при восстановлении параметров радиоисточника

В данном пункте описано восстановление концентрации нетепловых электронов n_b , показателя степенного энергетического спектра δ , напряженности магнитного поля B

и угла зрения α одномерного модельного источника 2 (рис. 1.20) методом прямой подгонки с использованием и без использования информации о поляризации его излучения на некотором наборе частот. Постоянные параметры модели 2 для каждой дискретной области источника считаются известными: $E_{min}=100$ кэВ, $E_{max}=10$ МэВ, $f(\mu)=1$, $n_0=10^6$ см $^{-3}$, $T_0=10^6$ К, $l=10^9$ см, $S=10^{18}$ см 2 .

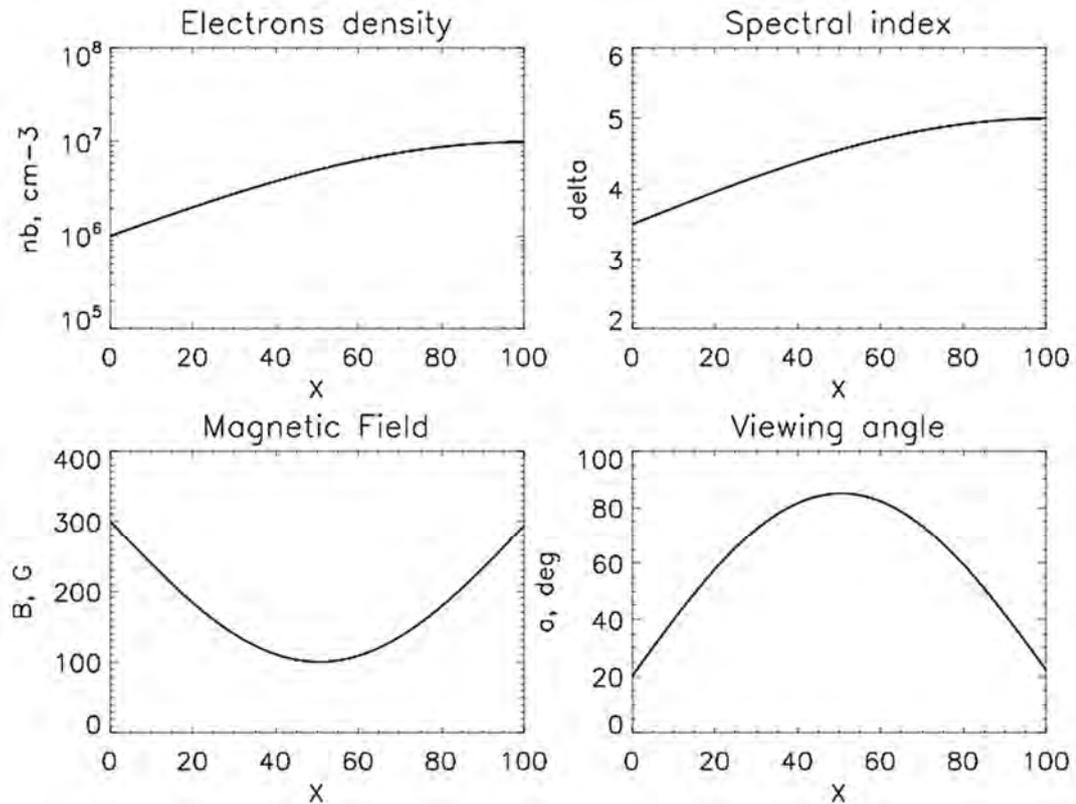


Рис. 1.20. Распределение концентрации нетепловых электронов, показателя степенного энергетического спектра, напряженного магнитного поля, угла зрения вдоль одномерного модельного источника 2 (X – расстояние в Мм). Постоянные параметры модели описаны в основном тексте.

В первую очередь проведем восстановление 4х переменных параметров источника (n_b, δ, B, α) , используя только «наблюдаемые» потоки излучения на частотах $f_1=5$ ГГц, $f_2=10$ ГГц, $f_3=17$ ГГц и $f_4=34$ ГГц. Таким образом, фитирование предполагает решение данной системы уравнений:

$$\begin{cases} F_{f_1}(n_b, \delta, B, \alpha) = F_{obs}(f_1) \\ F_{f_2}(n_b, \delta, B, \alpha) = F_{obs}(f_2) \\ F_{f_3}(n_b, \delta, B, \alpha) = F_{obs}(f_3) \\ F_{f_4}(n_b, \delta, B, \alpha) = F_{obs}(f_4) \end{cases} \quad (1.50)$$

где F_{fi} - подгоняемые под известные потоки радиоизлучения $F_{obs}(f_i)$. Для решения системы выполним поиск глобального минимума следующего функционала:

$$K = \left((F_{f1}(n_b, \delta, B, \alpha) - F_{obs}(f_1))^2 + (F_{f2}(n_b, \delta, B, \alpha) - F_{obs}(f_2))^2 + (F_{f3}(n_b, \delta, B, \alpha) - F_{obs}(f_3))^2 + (F_{f4}(n_b, \delta, B, \alpha) - F_{obs}(f_4))^2 \right)^{1/2} \quad (1.51)$$

с помощью описанного в разделе 1.3.2 метода, основанного на стратегии генетического алгоритма. Результаты восстановления параметров представлены на рисунке 1.21. Видно, что точность полученных значений показателя спектра приемлемая (менее 5%, рис. 1.22), для концентрации и магнитного поля - заметно хуже, а восстановить угол зрения совсем не получилось. При этом потоки излучения, пересчитанные по восстановленным значениям параметров, точно совпадают с реальными потоками на частотах 5, 10, 17 и 34 ГГц (рис. 1.23).

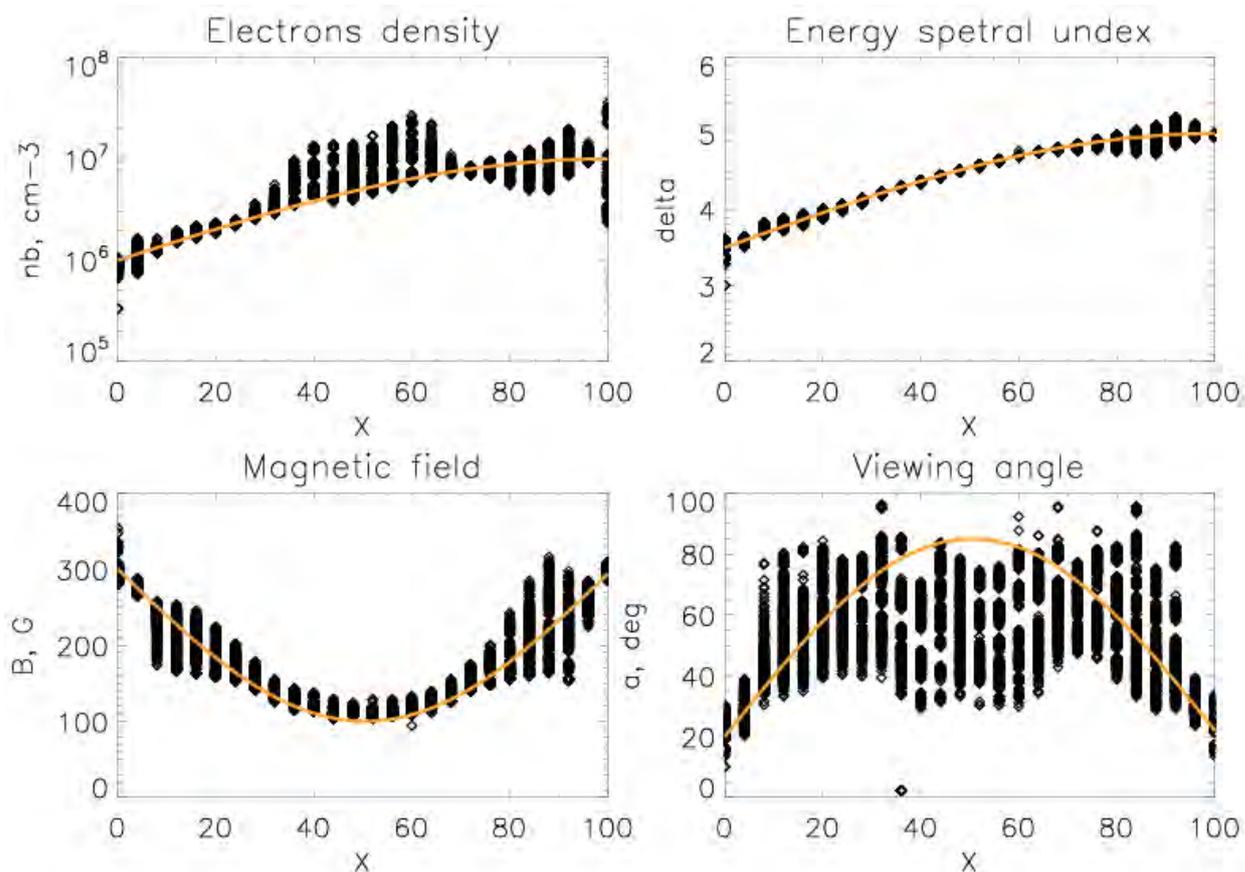


Рис. 1.21. Результаты определения параметров модельного источника 2 (рис. 1.20) без использования данных о поляризации излучения. Оранжевая линия – реальные значения, черные ромбы – восстановленные значения.

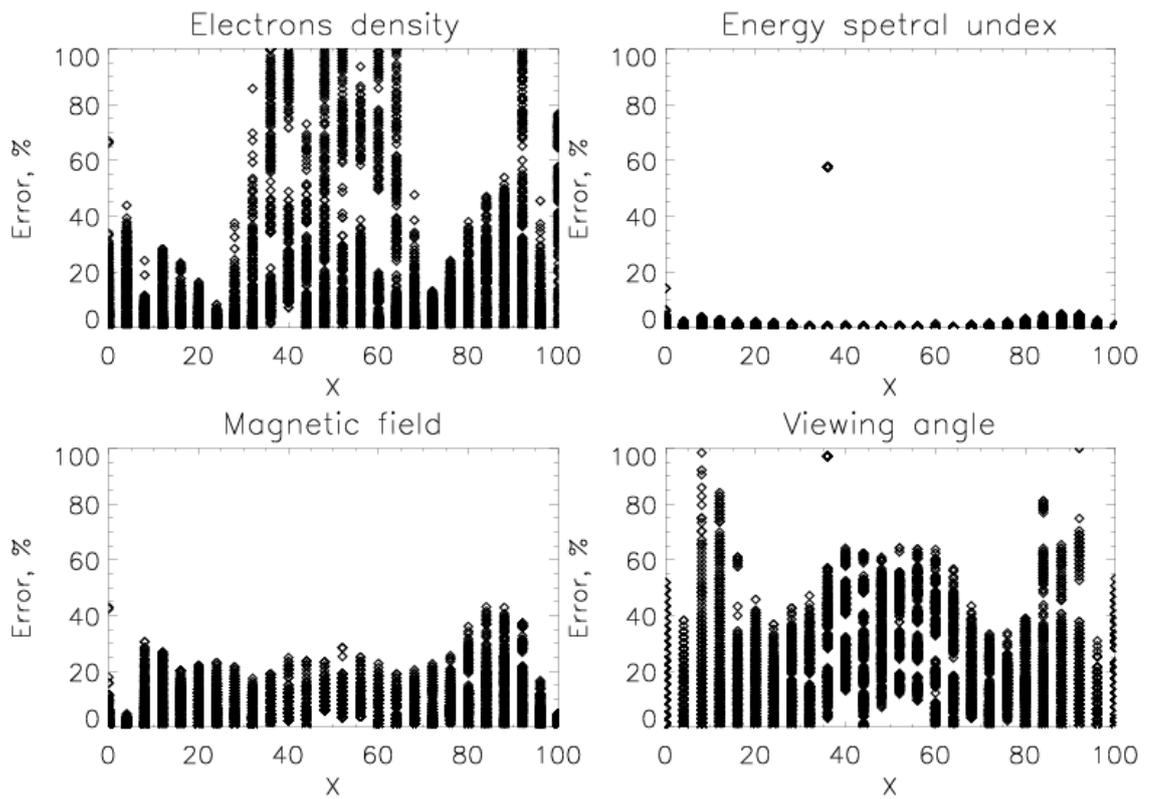


Рис. 1.22. Относительная погрешность восстановления параметров модельного источника 2 без использования данных о поляризации излучения (рисунок 1.21).

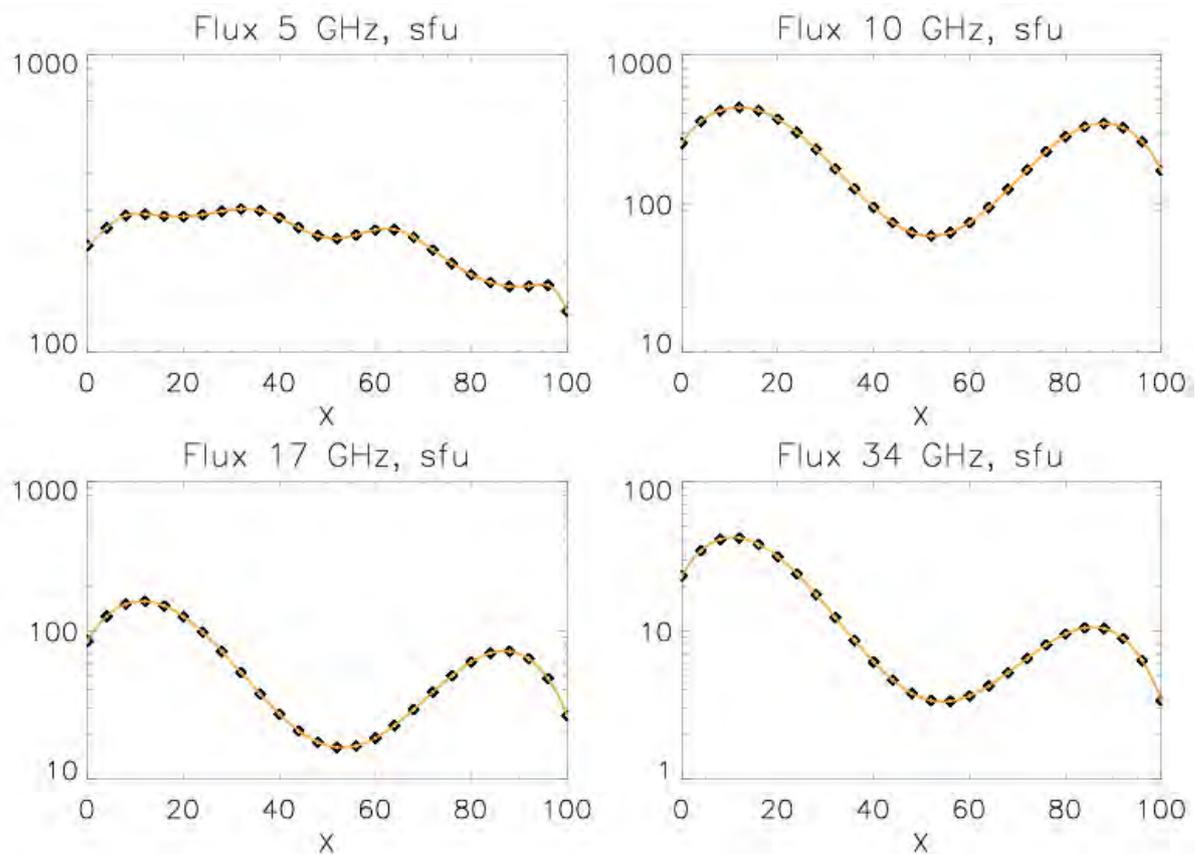


Рис. 1.23. Реальные (сплошная линия) и пересчитанные потоки излучения (ромбы) по восстановленным значениям параметров (рисунок 1.21).

Теперь заменим в системе (1.50) уравнение для потоков излучения на частоте 34 ГГц, уравнением для параметра Стокса V на частоте 17 ГГц.

$$\begin{cases} F_{f_1}(n_b, \delta, B, \alpha) = F_{obs}(f_1) \\ F_{f_2}(n_b, \delta, B, \alpha) = F_{obs}(f_2) \\ F_{f_3}(n_b, \delta, B, \alpha) = F_{obs}(f_3) \\ F_{f_4}(n_b, \delta, B, \alpha) = F_{obs}(f_4) \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} F_{f_1}(n, \delta, B, \alpha) = F_{obs}(f_1) \\ F_{f_2}(n, \delta, B, \alpha) = F_{obs}(f_2) \\ F_{f_3}(n, \delta, B, \alpha) = F_{obs}(f_3) \\ V_{f_3}(n, \delta, B, \alpha) = V_{obs}(f_1) \end{cases} \quad (1.52)$$

и, выполнив нормировку каждого уравнения на наблюдаемые величины, восстановим параметры модельного источника 2, минимизируя функционал:

$$K = \left((F_{f_1}(n_b, \delta, B, \alpha) / F_{obs}(f_1) - 1)^2 + (F_{f_2}(n_b, \delta, B, \alpha) / F_{obs}(f_2) - 1)^2 + (F_{f_3}(n_b, \delta, B, \alpha) / F_{obs}(f_3) - 1)^2 + (V_{f_3}(n_b, \delta, B, \alpha) / V_{obs}(f_3) - 1)^2 \right)^{1/2} \quad (1.53)$$

На рисунке 1.24 можно сразу видеть, что замена (1.52) сделала возможным определение угла зрения в отличие от предыдущего случая. Повысилась и точность восстановления напряженности магнитного поля, концентрации и показателя спектра нетепловых электронов (рис. 1.25).

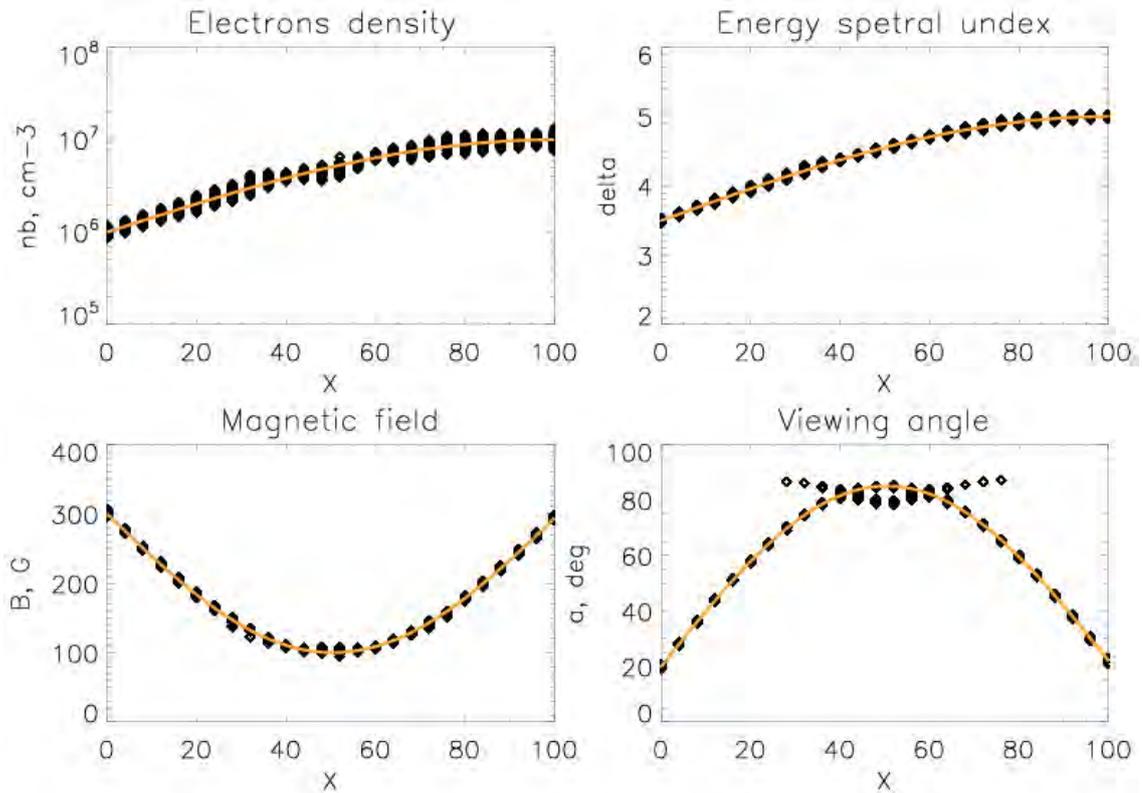


Рис. 1.24. Результаты восстановления параметров источника с использованием данных о поляризации излучения на одной частоте. Оранжевая линия – реальные значения, черные ромбы – восстановленные значения.

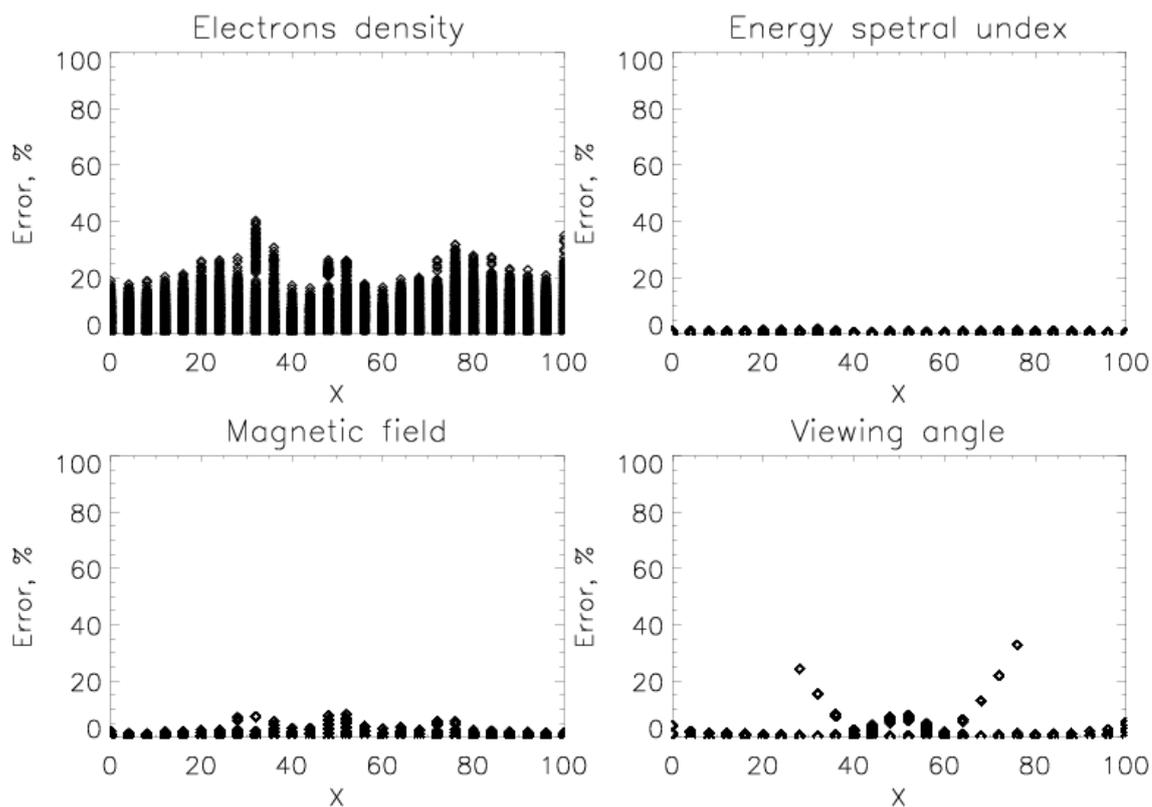


Рис. 1.25. Относительная погрешность восстановления параметров модельного источника 2 с использованием данных о поляризации излучения на одной частоте (система (1.52)). Оранжевая линия – реальные значения, черные ромбы – восстановленные значения.

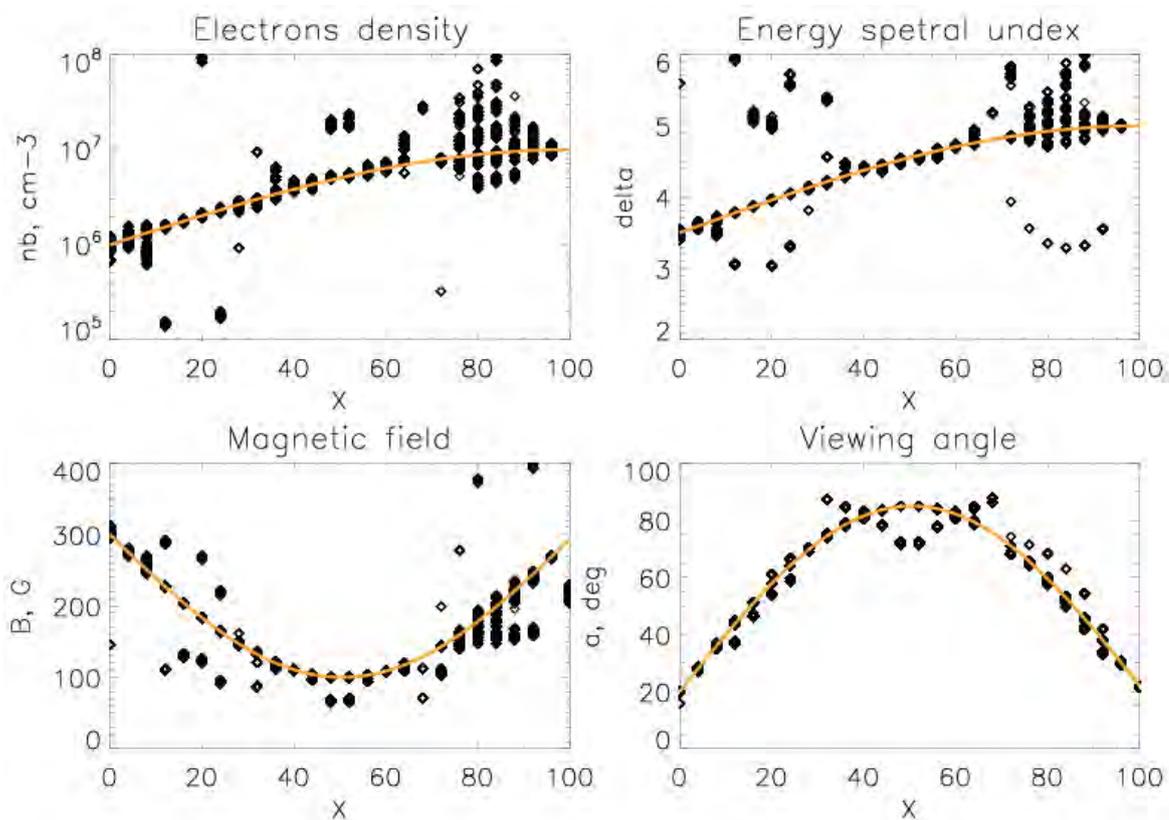


Рис. 1.26. Результаты восстановления (черные ромбы) параметров модельного источника 2 (желтая линия) по известному значению потоков и степени поляризации на частотах 5 и 17 ГГц.

Если же для восстановления использовать потоки и поляризацию излучения на двух частотах:

$$\begin{cases} F_{f_1}(n, \delta, B, \alpha) = F_{obsev}(f_1) \\ F_{f_3}(n, \delta, B, \alpha) = F_{obsev}(f_3) \\ V_{f_1}(n, \delta, B, \alpha) = V_{obsev}(f_1) \\ V_{f_3}(n, \delta, B, \alpha) = V_{obsev}(f_3) \end{cases}, \quad (1.54)$$

то разброс найденных параметров (для некоторых X) заметно увеличивается по сравнению со случаем трех частот (рис. 1.26).

1.3.4 Влияние положения частот наблюдения относительно частоты спектрального максимума

На рисунке 1.27 показано значение частоты спектрального максимума f_{peak} для каждой координаты X модельного источника 2. Для восстановления параметров на основе решения системы (1.54) использовались данные о потоке и поляризации излучения на частотах 5 и 17 ГГц. Как видно из рисунка 1.27, для каждой координаты X эти частоты находятся по разные стороны от частоты спектрального максимума. При этом в среднем получена приемлемая точность определения параметров за исключением участка при $X > 80$, где разброс концентрации и показателя спектра большой. Однако, результаты восстановления значительно ухудшаются, если все частоты «наблюдения» находятся по одну сторону от частоты спектрального максимума. Так, на рисунке 1.28 показаны восстановленные параметры модели 2 по ее потоку и степени поляризации на частотах 17 и 34 ГГц, находящихся значительно выше частот спектрального максимума источника. Видно, что разброс найденных значений параметров при $X < 20$ и $X > 80$ значительно увеличился по сравнению с предыдущим случаем.

В качестве еще одного примера сравним результаты восстановления параметров модельного источника 2, полученные по информации о потоках излучения (система 1.50) на частотах 5, 10, 17 и 34 ГГц (рис. 1.21) с результатами подгонки потоков излучения на частотах 3, 5, 8 и 12 ГГц (рис. 1.29). В первом случае три из 4х частот (10, 17 и 34 ГГц) лежат выше частоты спектрального максимума для всех участков источника (рис. 1.27) и в результате угол зрения восстановить не удалось, а также получен большой разброс значений концентрации нетепловых электронов и напряженности магнитного поля. Во втором случае, частоты «наблюдения» равномерно

расположены относительно f_{peak} , и восстановленные концентрация и показатель спектра, а также магнитное поле хорошо ложатся на реальные значения за исключением некоторых «вылетающих» точек. Также стало возможным хоть и с некоторым разбросом определить угол зрения.

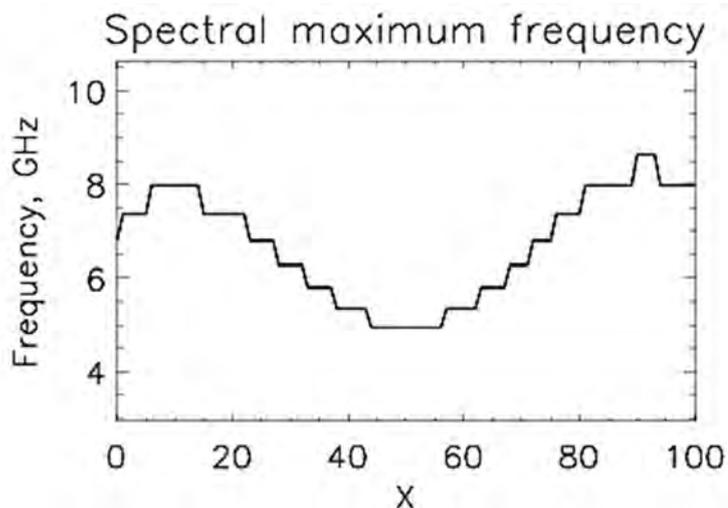


Рис. 1.27. Распределение частоты спектрального максимума вдоль модельного источника 2.

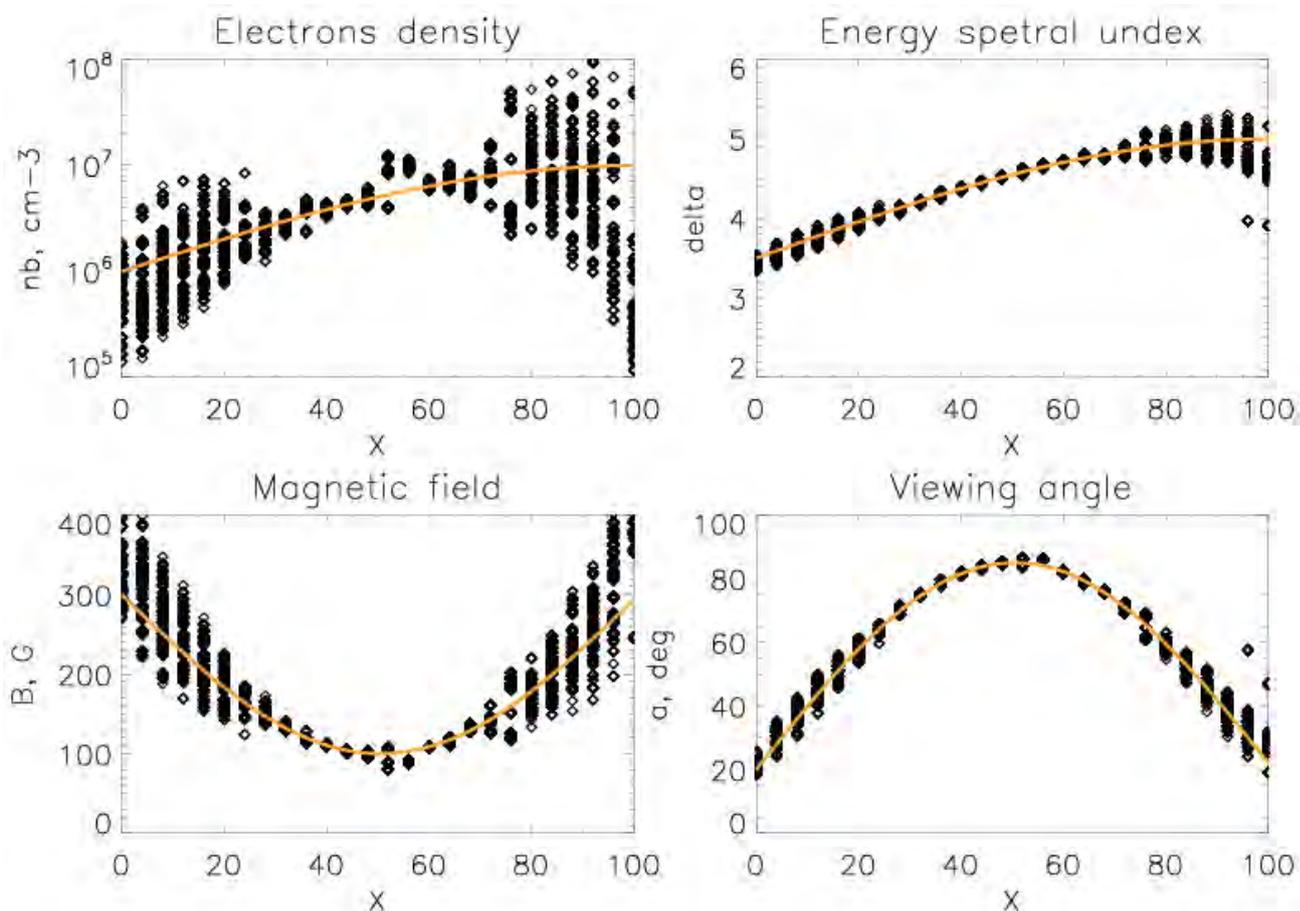


Рис. 1.28. Результаты восстановления (черные ромбы) параметров модельного источника 2 (желтая линия) по известному значению потоков и степени поляризации на частотах 17 и 34 ГГц.

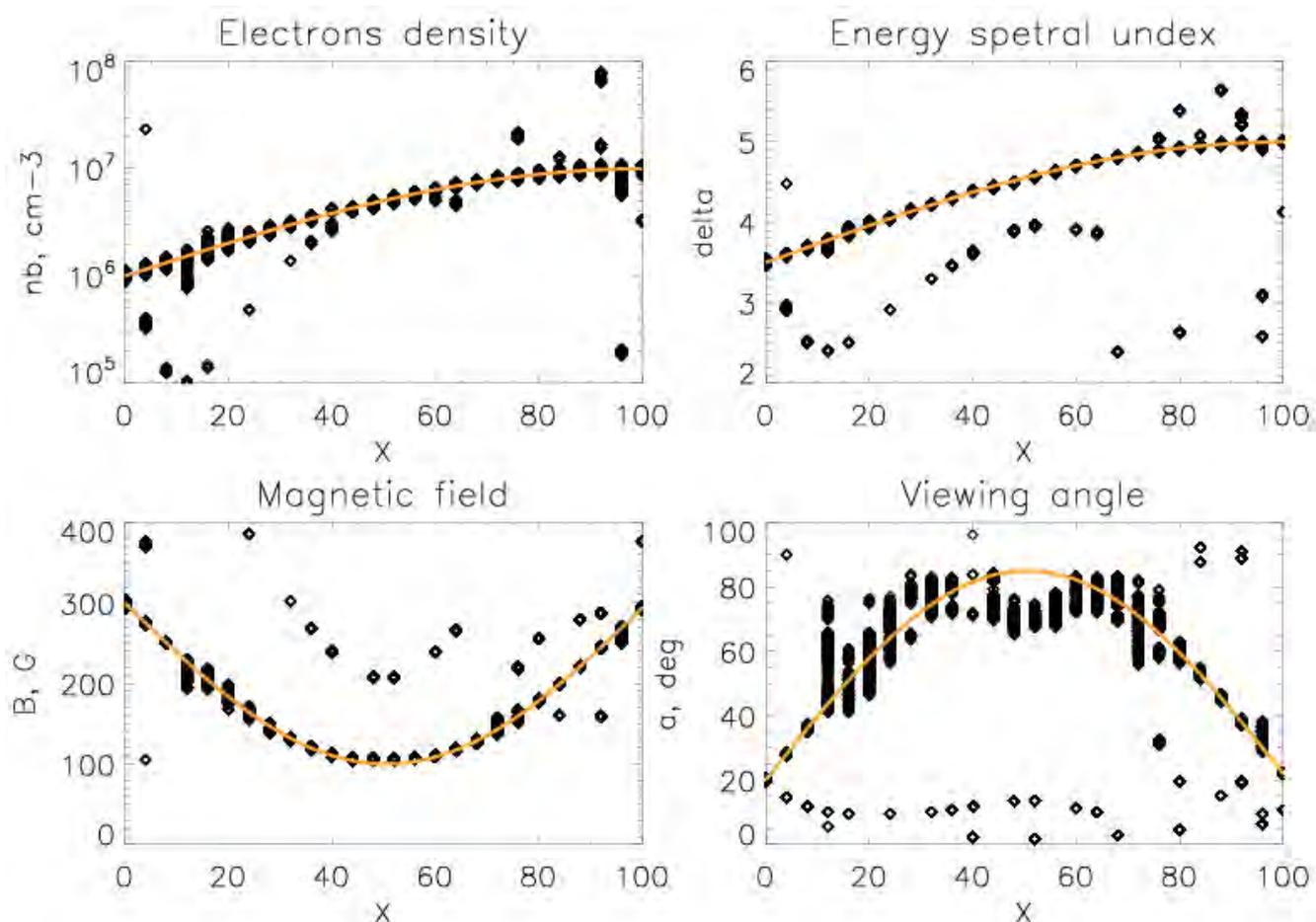


Рис. 1.29. Результаты восстановления (черные ромбы) параметров модельного источника 2 (желтая линия) по известному значению потоков на частотах 3, 5, 8 и 12 ГГц.

1.3.5 Влияние эффекта квазиперечного распространения

В разделе 1.3.3 показано, что использование данных о поляризации микроволнового излучения позволяет значительно повысить точность восстановления параметров вспышечных петель. Однако на пути распространения от источника наблюдаемая поляризационная картина в определенном частотном диапазоне может сильно измениться из-за взаимодействия мод ГС излучения (обыкновенной O и необыкновенной X) в области квазиперечного магнитного поля [19]. Взаимодействие происходит в месте смены знака проекции магнитного поля на волновой вектор, и зависит от соотношения частоты излучения и характерной частоты f_i , определяемой выражением [3, 4]:

$$f_i^4 = 3 \times 10^{17} NB^3 \left| \frac{d\theta}{ds} \right|^{-1}, \quad (1.55)$$

где N - концентрация тепловой плазмы, B - напряженность магнитного поля, $d\theta/ds$ - градиент направления магнитного поля. На частотах $f \ll f_i$ это взаимодействие слабое, а

при $f > f_i$ – сильное, когда О- и Х- моды полностью обмениваются энергией, При этом на частотах ниже f_i происходит смена знака наблюдаемой поляризации [19].

Рассмотрим ГС излучение модельного источника со следующими параметрами: $f(E)=E^{-\delta}$, $n_b=2 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$, $\delta=4$, $E_{min}=100 \text{ кэВ}$, $E_{max}=10 \text{ МэВ}$, $f(\mu)=1$, $n_0=10^9 \text{ см}^{-3}$, $T_0=10^6 \text{ К}$, $B=300 \text{ Гс}$, $\alpha=80^\circ$, $S=10^{18} \text{ см}^2$ и $l=10^8 \text{ см}$. На рисунке 1.30 (верхняя панель слева) показан спектр наблюдаемого с Земли потока правой (штриховая линия) и левой (сплошная линия) круговых поляризации, соответствующих при угле зрения $\alpha=80^\circ$ потокам обыкновенной и необыкновенной волн. На частотах выше 6 ГГц, как и ожидается для изотропного оптически тонкого ГС источника, интенсивность Х-моды превосходит интенсивность О-моды и степень поляризации $P=(I_R-I_L)/(I_R+I_L)$ (рисунок 1.30 нижняя панель слева) имеет положительный знак. Справа на верхней панели рисунка 1.30 показан спектр потока правой и левой круговых поляризации модельного источника в случае, когда над ним расположена область со сменой направления магнитного поля, где его напряженность составляет $B_{QTR}=100 \text{ Гс}$, концентрация фоновой плазмы $N_{QTR}=10^9 \text{ см}^{-3}$ и $d\theta/ds=3 \times 10^{-7} \text{ град/см}$. Видно, что ниже частоты $\sim 15 \text{ ГГц}$ интенсивность право-поляризованного излучения становится выше интенсивности лево-поляризованного, что вызвано сменой направления магнитного поля. Это приводит к смене знака поляризации результирующего излучения (рис. 1.30 нижняя панель слева). При этом в довольно широком диапазоне частот (рис. 1.30 нижняя панель справа) происходит не просто смена знака поляризации, а изменение его абсолютного значения. Расчеты выполнены с помощью библиотеки MWTransfer.dll пакета программ «Fast GS Code» [29].

Подобные искажения реальной степени поляризации микроволнового излучения вследствие эффекта КПП может приводить к ошибкам при определении параметров источника методом прямой подгонки. Для демонстрации проведем восстановление концентрации и спектрального индекса нетепловых электронов, магнитного поля и угла зрения модельного источника 2 (рис. 1.20) методом фитирования. При этом предположим, что на луче зрения находится область квазипоперечного магнитного поля с параметрами, описанными выше: $B_{QTR}=100 \text{ Гс}$, $N_{QTR}=10^9 \text{ см}^{-3}$, $d\theta/ds=3 \times 10^{-7} \text{ град/см}$ В качестве входных данных рассмотрим потоки микроволнового излучения на частотах 5, 10, 17 ГГц и степень поляризации на частоте 17 ГГц. Как было получено ранее, при таком наборе характеристик «наблюдаемого» излучения, переменные параметры модели определены точно (рис. 1.24). В случае же, когда над источником реализуется эффект

квазипоперечного распространения, полученные решения полностью не соответствуют модельным (рис. 1.31).

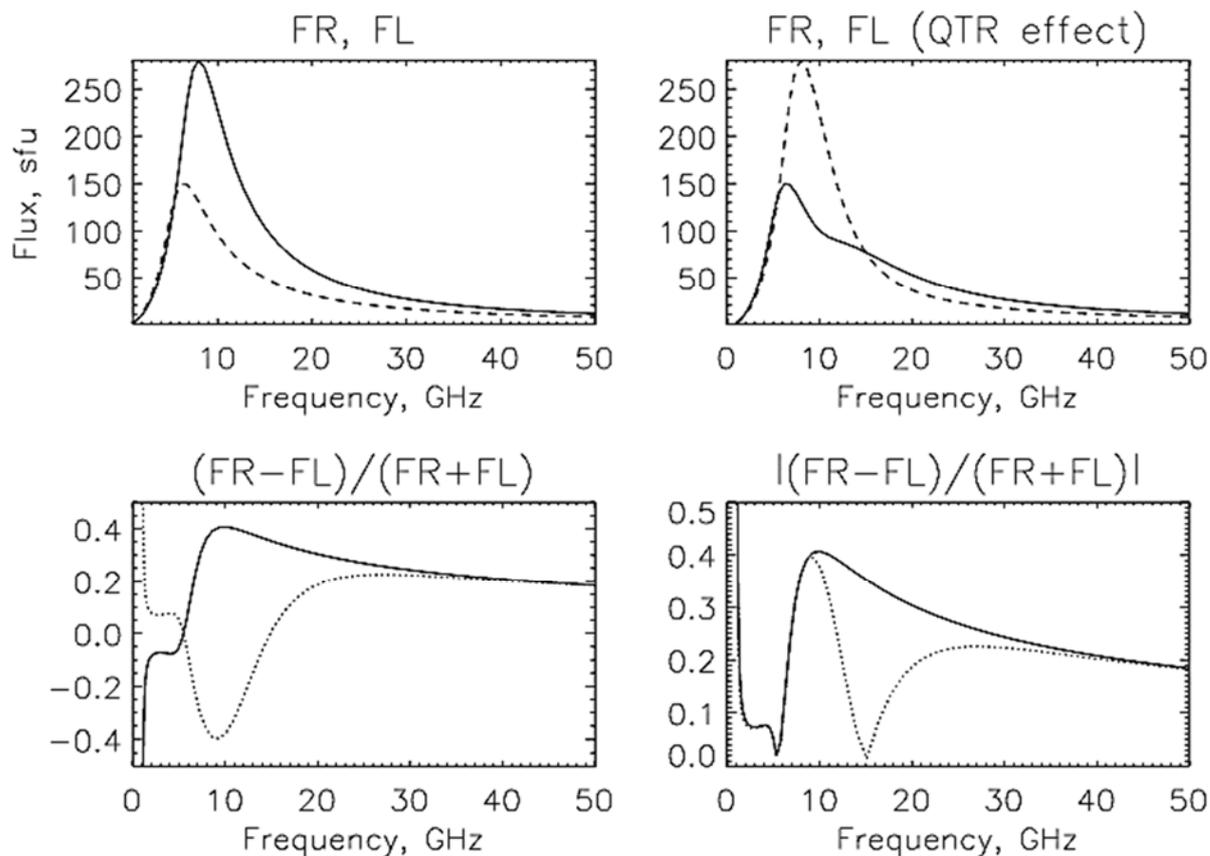


Рис. 1.30. Верхняя панель: Поток правой (сплошная линия) и левой (штриховая линия) круговой поляризации ГС излучения модельного источника без эффекта КТР (слева) и в присутствии эффекта КТР (справа). Нижняя панель: Степень поляризации (слева) и абсолютное значение степени поляризации (справа) ГС излучения модельного источника в случае эффекта КТР (пунктирная линия) и без него (сплошная линия)

Возникает вопрос, как устранить влияние эффекта КТР. Поскольку взаимодействие мод при квазипоперечном распространении влияет только на наблюдаемую степень круговой поляризации, то в алгоритме восстановления нужно исключить её из числа входных характеристик источника излучения. Но, как получено выше, это приведет к увеличению разброса в найденных значениях параметров (рис. 1.21). Проведение восстановления параметров модельного источника 2 без использования информации о поляризации его излучения показало, что для получения приемлемой точности определения концентрации и показателя спектра нетепловых электронов, магнитного поля и угла зрения необходимо как минимум 6 наблюдаемых частот (рис. 1.32).

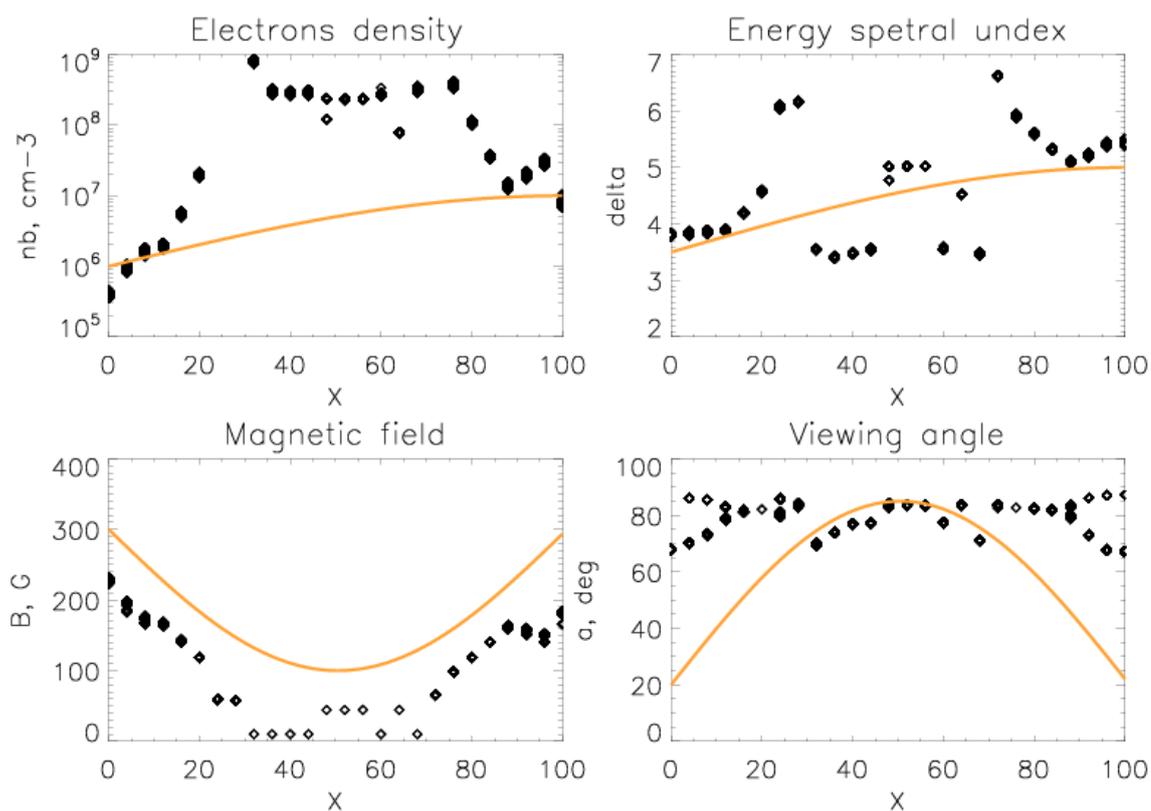


Рис. 1.31. Результаты восстановления параметров модельного источника 2 в присутствии эффекта квазипоперечного распространения. Оранжевая линия – реальные значения, черные ромбы – восстановленные значения.

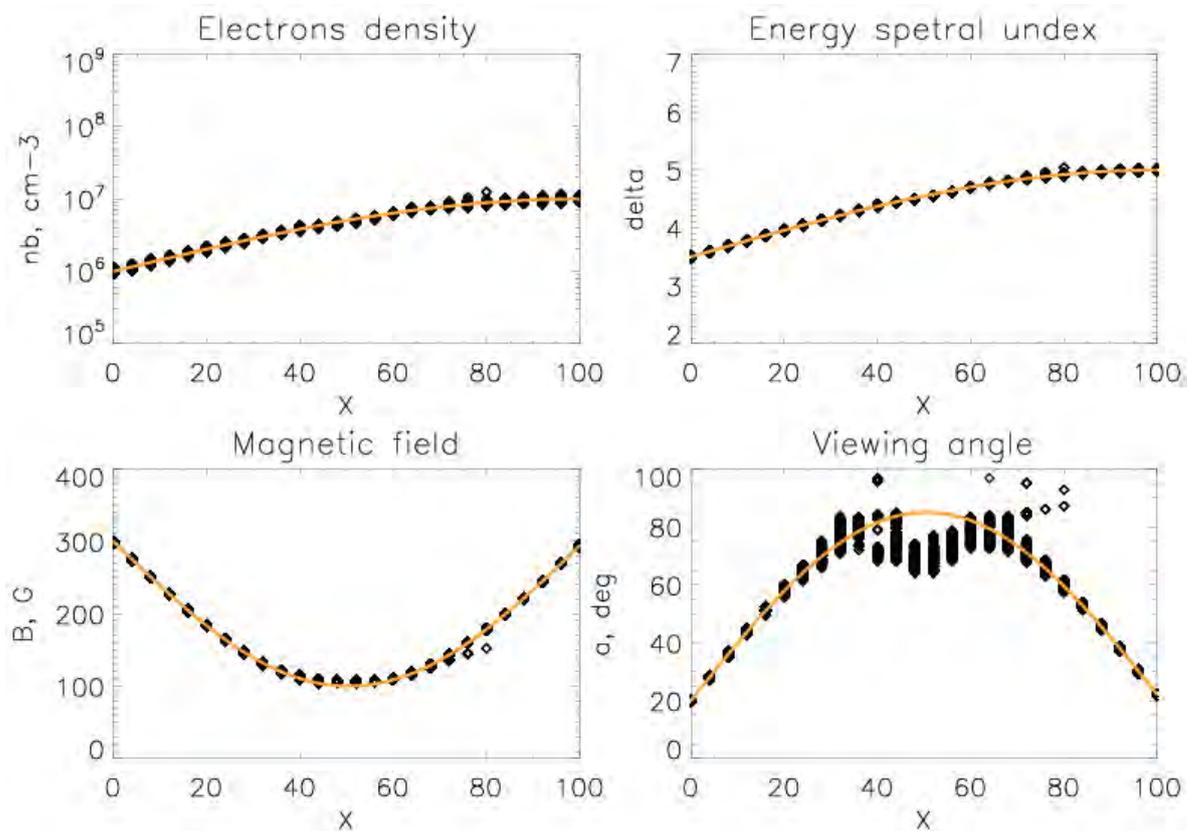


Рис. 1.32. Результаты восстановления параметров модельного источника 2 по «наблюдаемым» потокам излучения на частотах 1, 2, 4, 6, 8, 10 ГГц.

1.4 Вклад теплового тормозного излучения плазмы в наблюдаемое микроволновое излучение вспышек

Известно, что в процессе вспышки происходит заполнение вспышечной петли плотной хромосферной плазмой [13]. Разогрев и последующее испарение хромосферы обусловлены потоками энергии в виде ускоренных частиц и тепла, распространяющихся от области энерговыделения в нижележащие плотные слои хромосферы. Плотная плазма, заполняющая петлю, генерирует за счет теплового тормозного механизма собственное радиоизлучение. Таким образом, поток принимаемого микроволнового излучения представляет собой сумму потоков гиротронного излучения (F_{gs}) энергичных частиц и теплового тормозного излучения вспышечной плазмы (F_{th}): $F_{tot} = F_{gs} + F_{th}$. Не всегда количества наблюдаемых частот достаточно для определения методом прямой подгонки одновременно параметров ускоренных электронов, магнитного поля и тепловой плазмы. В то же время последняя может оказывать значительное влияние на микроволновый спектр вспышечных петель и приводить к ошибкам при диагностике нетепловых электронов и магнитного поля в них. Для правильного определения потока и спектрального индекса ГС-излучения необходимо корректировать данные наблюдений путем вычета из общего потока F_{tot} компоненты, связанной с тепловым тормозным излучением.

Целью данного раздела является определение вклада тормозного излучения тепловой плазмы в полный поток принимаемого излучения для статистически значимого числа вспышек и проведение такой коррекции на примере событий, зарегистрированных радиогелиографом Нобеяма.

1.4.1 Данные наблюдений

Для проведения исследования была создана база данных событий, зарегистрированных радиогелиографом Нобеяма (NoRH) [66] на частотах 17 и 34 ГГц. Радиогелиограф Нобеяма (NoRH) – лучший в мире на настоящий момент солнечный радиотелескоп, работающий в режиме интерферометрических наблюдений. Его пространственное разрешение на двух рабочих частотах 17 и 34 ГГц составляет 10 и 5 угл. сек. соответственно, а временное разрешение от 1 до 0.1 секунды для импульсного режима. При этом на частоте 17 ГГц ведется прием независимо излучения правой и левой круговых поляризации. В результате анализа карт радиояркости, построенных по

данным NoRH, были отобраны 28 вспышек (таблица 1.1), характеризующихся одиночной вспышечной петлей, разрешенной гелиографом (размер наблюдаемой петли существенно превосходил ширину его диаграммы направленности). Изображения вспышечных петель позволили оценить их размеры и объем. Для определения ориентации петли, а также положения ее оснований и вершины использовалось следующее. Во-первых, изучались карты распределения круговой поляризации. Использовался тот факт, что обычно максимумы параметра Стокса V приходятся на основания петель [56]. Во-вторых, использовались карты распределения магнитного поля положительной и отрицательной полярности на уровне фотосферы Солнца по данным магнитографа MDI/SOHO [75].

Для определения электронной концентрации горячей фоновой плазмы вспышечных петель были использованы данные наблюдений спутника GOES [95] о мягком рентгеновском излучении вспышек. Для определения вклада горячей плазмы в принимаемое микроволновое излучение использовались данные радиополяриметра Нобеяма [65] на частотах 17 ГГц и 35 ГГц, ведущим наблюдения без пристрастного разрешения, и данные радиогелиографа Нобеяма.

1.4.2 Определение параметров плазмы во вспышечных петлях

Расчет таких параметров плазмы, как температура T и мера эмиссии EM производился при помощи специального набора программ, разработанных в [86, 91], входящих в пакет Solar Soft Ware (SSW). По известным функциям отклика детекторов телескопа $G_i(\lambda)$, принимающих излучение в каналах 1-8 А и 0.5-4 А, на основе измеренного выходного тока детекторов A_i [86]:

$$A_i = \int_0^{\infty} G_i(\lambda) F(EM, T, \lambda) d\lambda \quad (1.56)$$

и функции излучения однородного изотермического источника $F(EM, T, \lambda)$ [86] выполняется определение меры эмиссии EM и температуры T горячей (4-40 МК) вспышечной плазмы.

Средняя электронная концентрация горячей плазмы во вспышечной петле n_0 вычислялась по найденному значению меры эмиссии:

$$n_0 = \sqrt{\frac{EM}{V}}. \quad (1.57)$$

Расчет объема V вспышечной петли, наблюдаемой радиогелиографом, производился в предположении о том, что образующие петельной трубки при ее «мысленном» выпрямлении представляют собой кривые, подчиняющиеся квадратичному закону:

$$z(y) = -2h \frac{y^2}{a^2} + \frac{d}{2}, \quad (1.58)$$

где d – толщина петли на уровне 0.5 от максимума яркостной температуры T_{bmax} , $a = \pi D/2$ – длина вспышечной петли вдоль линий магнитного поля, D – расстояние между измеренными положениями оснований петли на карте радиояркости. Таким образом, объем вспышечной петли выражается определенным интегралом:

$$V = 2 \int_0^{\frac{a}{2}} \pi h^2 \left(\frac{1}{2} - 2 \frac{y^2}{a^2} \right)^2 dy = \frac{4}{15} \pi d^2 \frac{\pi D}{2}. \quad (1.59)$$

Пример радиоизображения вспышечной петли, по которому определялись значения d и D , представлен на рисунке 1.33. Результаты расчета параметров вспышечных петель (объем петли V , максимальная мера эмиссии EM , максимальная температура излучающего источника, максимальная электронная концентрация n_0 , максимальная оптическая толщина источника τ) для исследованных вспышечных петель представлены в таблице 1.1

Таблица 1.1. Список первоначально отобранных событий и результаты расчета параметров плазмы вспышечных петель: объем петли V , максимальная мера эмиссии EM , максимальная температура излучающего источника, максимальная электронная концентрация фоновой плазмы n_0 , максимальная оптическая толщина источника τ .

Дата события	Класс GOES	$V, 10^{27}$ см ³	$EM, 10^{48}$ см ⁻³	T, MK	$n_0, 10^{10}$ см ⁻³	τ (17 ГГц)	τ (35 ГГц)
28 августа 1999	M2.8	4	10	13	5	0.2	0.05
12 января 2000	M2.8	75	15	16	1.4	0.4	0.1
13 марта 2000	C6.8	6	2	17	2	0.04	0.01
23 октября 2001	M1.3	3	5	14	4	0.12	0.03
14 марта 2002	M5.7	5.5	20	15	6	0.25	0.06
31 мая 2002	M2.4	1	12	3	11	0.4	0.1
3 июля 2002	X1.5	5.5	20	8	6	0.3	0.07
18 июля 2002	M2.2	3	5	13	4	0.25	0.06
23 августа 2002	C5.0	7	4	14	2	0.02	0.005
24 августа 2002	X3.1	5.5	40	23	9	0.55	0.14
18 ноября 2002	M7.4	1	45	22	21	0.25	0.06
27 мая 2003	X1.3	2	30	20	12	0.6	0.15
27 октября 2003	C6.2	1	2	13	4	0.06	0.015
4 ноября 2003	M2.6	6	6	20	3	0.06	0.015
21 мая 2004	M2.6	6	20	18	6	0.42	0.1
22 августа 2005	M2.6	5.3	5	14	3	0.07	0.017

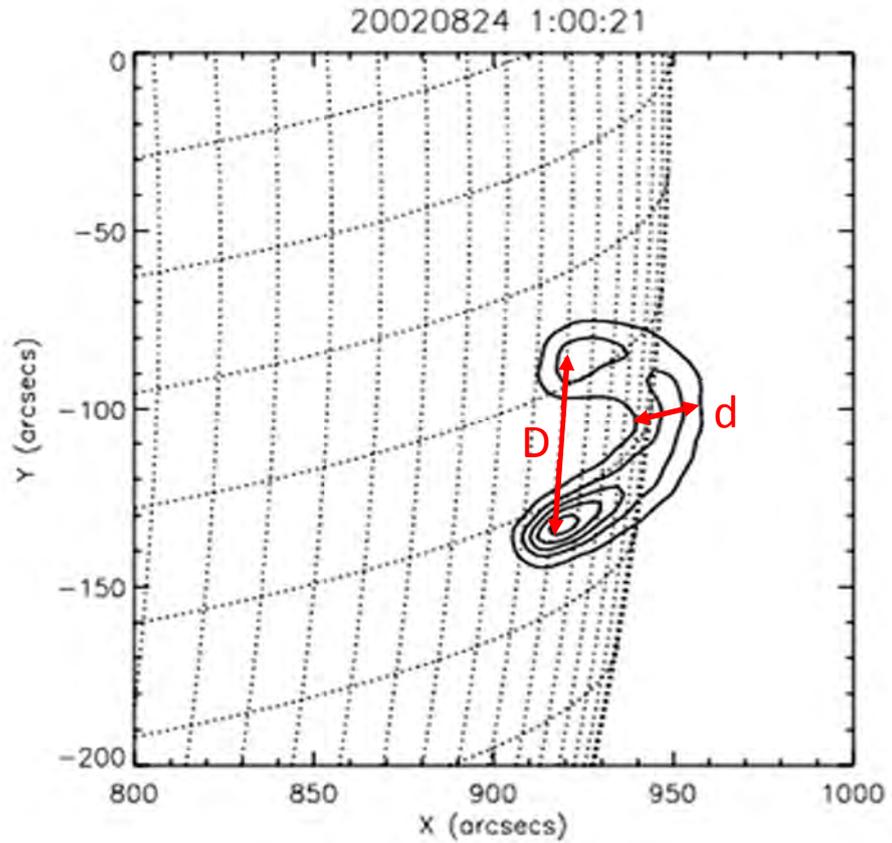


Рис. 1.33. Контуры радиояркости вспышечной петли на частоте 34 ГГц в событии 24 августа 2002 г. на уровнях 0.1, 0.3, 0.5, 0.7 и 0.9 от максимального значения.

1.4.3 Расчет потока теплового тормозного радиоизлучения

Излучательная способность фоновой плазмы a_f и коэффициент поглощения χ_f при значениях температуры, к которым чувствителен рентгеновский телескоп GOES, определяются выражениями (1.42) и (1.43). Для вычисления потока теплового тормозного излучения в радиодиапазоне используем выражение для интенсивности I_f излучения, полученного при решении уравнения переноса в однородной плазме:

$$I_f = (1 - e^{-\tau}) \frac{a_f}{\chi_f}, \quad (1.60)$$

где τ - оптическая толщина источника на частоте f :

$$\tau = \int_l \chi_f dl \approx \chi_f d. \quad (1.61)$$

В случае, когда $\tau \ll 1$, $I_f = a_f L$, где d – толщина петли d (рис. 1.33). Для определения потока излучения необходимо умножить интенсивность на телесный угол, в котором видна вспышечная петля:

$$F = \int_{\Omega} I_f d\Omega \approx I_f \frac{S}{R_s^2}, \quad (1.62)$$

где S – площадь излучающей поверхности петли, $R_s=1.5 \times 10^{13}$ см – расстояние от Земли до Солнца. Таким образом, учитывая, что в условиях солнечной короны $n_i=n_0$ и $Z=1$, получаем окончательное выражение для потока излучения оптически тонкого теплового радиоисточника:

$$F_{th} = 2.13 \frac{q^6 n_0^2}{\sqrt{kT} m_e^{3/2} c^3} \ln \left[\frac{4kT}{\delta h f} \right] L \frac{S}{R_s^2}. \quad (1.63)$$

После подстановки численных значений физических констант, а также при значениях температуры и частоты порядка $T = 10^7$ К и $f = 20 \times 10^9$ ГГц имеем:

$$F_{th} \approx \frac{2.3EM}{\sqrt{T}}, \quad (1.64)$$

где EM - мера эмиссии в единицах 10^{48} см $^{-3}$, T - температура в МК, F_{th} - поток теплового тормозного излучения в с.е.п. (солнечные единицы потока, 1 с.е.п. = 10^{-22} Вт/м 2). В оптически тонком источнике поток теплового тормозного излучения слабо зависит от частоты излучения, т.е. поток на частоте $f=17$ ГГц равен потоку на частоте 34 ГГц ($F_{th17} = F_{th34}$). Расчет оптической толщины можно произвести по формуле (1.61), где коэффициент поглощения рассчитывается по формуле (1.43) с известными температурой и концентрацией тепловых электронов. Подобная оценка τ была выполнена для всех вспышек (таблица 1.2). Результаты вычислений показали, что во всех событиях ее значение много меньше единицы.

Как было сказано ранее, радиоизлучение вспышечных петель генерируется гиросинхротронным и тепловым тормозным механизмами излучения. Следовательно, принимаемый радиогелиографом и радиополяриметром Нобейма поток излучения от всей вспышечной петли состоит из двух компонент: потока искомого гиросинхротронного излучения нетепловых частиц и потока теплового тормозного излучения фоновой плазмы. Поток "чистого" ГС-излучения находится по формуле:

$$F_{gs} = F_{tot} - F_{th} \quad (1.65)$$

Наклон частотного спектра полного потока микроволнового излучения определяется выражением:

$$\alpha_{gs} = (\lg \frac{F_2}{F_1}) / (\lg \frac{f_2}{f_1}), \quad (1.66)$$

где F_1 и F_2 – потоки излучения на частотах f_1 и f_2 .

1.4.4 Анализ радиоизлучения вспышек, наблюдаемых без пространственного разрешения

При анализе микроволновых данных наблюдений без пространственного разрешения были отобраны 16 вспышек, которые зарегистрированы радиополяриметром Нобеяма на частотах 17 и 35 ГГц. Эта выборка составлена из отобранных ранее 28 событий, для которых удалось произвести корректный расчет концентрации и температуры фоновой плазмы по данным спутника GOES. Для каждого события строились временные профили потока радиоизлучения без вычета и с вычетом тепловой компоненты и соответствующие временные профили наклона спектра.

Для иллюстрации рассмотрим событие 14 марта 2002 г. На рисунке 1.34 изображены графики исследуемых параметров вспышки, полученных по данным без пространственного разрешения. На первой панели представлены временные профили полного потока принимаемого излучения на частотах 17 и 35 ГГц (сплошные толстая и тонкая линии), потока рассчитанного гиротронного излучения F_{gs} на частоте 17 ГГц (штриховая линия) и потока рассчитанного теплового тормозного излучения F_{th} (пунктирная линия) в солнечных единицах потока. Видно, что начало всплеска теплового тормозного излучения совпадает с началом всплеска ГС излучения. Однако его максимум наступает намного позднее. Вклад теплового тормозного излучения на частоте 17 ГГц в пике всплеска составляет около 4%, а на фазе спада достигает 25%. На нижней панели представлены временные профили спектральных индексов суммарного (тонкая штриховая линия) и гиротронного излучений (толстая сплошная линия). Значение спектрального индекса полного потока принимаемого излучения на протяжении всей вспышки меньше по модулю значения спектрального индекса гиротронного излучения (что говорит об уплощении частотного спектра). Наибольшая их разница (около 0,5) достигается на поздней фазе всплеска, когда роль тепловой компоненты в общем потоке оказывается значительной.

Результаты анализа данных остальных событий приведены в таблице 1.2. В момент максимума всплеска вклад теплового тормозного излучения в общий поток

несущественен: в 15 событиях он не превышает 8%, и лишь в одном событии достигает 15%. На заключительной фазе вспышки вклад теплового тормозного излучения значительно увеличивается. Его значение для различных событий варьируется в диапазоне от 50% до 80%. В ходе работы выявлено, что во всех событиях между максимумом теплового тормозного излучения и максимумом полного потока радиоизлучения присутствуют временные задержки от 2 до 20 минут.

Таблица 1.2. Разница спектральных индексов интегрального излучения и рассчитанного "чистого" гиротронного излучения ($\Delta\alpha$) и вклад теплового тормозного излучения горячей плазмы в общий поток принимаемого радиоизлучения на частоте 17 ГГц (F_{th}/F_{tot}) в момент максимальной фазы и на фазе спада всплеска для событий из таблицы 1.1.

Дата события	$\Delta\alpha$ в пике	$\Delta\alpha$ на фазе спада	F_{th}/F_{tot} в пике, %	F_{th}/F_{tot} на фазе спада, %
28 августа 1999	0.01	0.5	4	60
12 января 2000	0	0.5	4	60
13 марта 2000	0	0.1	4	20
23 ноября 2001	0	0.1	1	4
14 марта 2002	0.04	0.5	4	25
31 мая 2002	0.05	0.15	4	10
3 июля 2002	0.005	0.1	2	15
18 июля 2002	0.07	0.5	1	30
23 августа 2002	0.2	0.3	8	40
24 августа 2002	0.005	1.5	1.5	40
18 ноября 2002	0.4	1.6	15	80
27 мая 2003	0.09	0.4	7	19
27 октября 2003	0.0025	0.017	0.3	8.6
4 ноября 2003	0.01	0.6	2	50
21 мая 2004	0	0.01	3.7	44
22 августа 2005	0.001	0.002	0.5	1.5

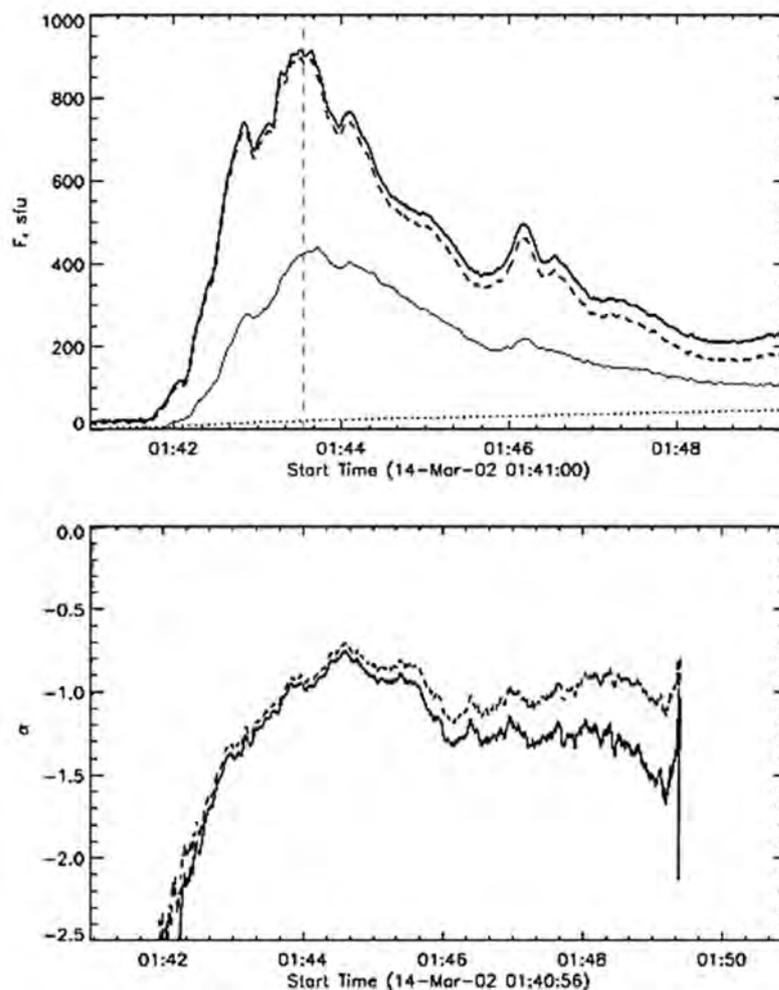


Рис. 1.34. Верхняя панель: Временные профили полного потока радиоизлучения на 17 ГГц (толстая сплошная линия) и 35 ГГц (тонкая сплошная линия), потока теплового тормозного излучения горячей плазмы (пунктирная линия) и потока «чистого» гиротронного излучения (штриховая линия) для вспышки 14 марта 2002 г. Нижняя панель: Временные профили наклона спектра (между частотами 17 и 35 ГГц) полного потока излучения (тонкая штриховая линия) и «чистого» ГС излучения (толстая сплошная линия).

1.5 Выводы

Сформулируем основные результаты первой главы диссертации.

- 1) Проведено тестирование метода диагностики солнечных вспышечных петель, основанного на подгонке теоретически рассчитываемого микроволнового излучения под наблюдаемое (метода фитирования) на основе восстановления концентрации и показателя степенного спектра нетепловых электронов, напряженности и направления магнитного поля различных модельных гиротронных источников. Установлено, что наличие данных о поляризации излучения позволяет значительно повысить точность определения

искомых параметров. Вместе с тем отмечено, что использование поляризации может также приводить к серьезным ошибкам в случае реализации эффекта квазипоперечного распространения. Для наилучшей точности восстановления частоты наблюдения должны равномерно находиться справа и слева от частоты спектрального максимума источника.

- 2) Выполнена оценка вклада теплового тормозного излучения вспышечной плазмы в наблюдаемое длительное микроволновое излучение вспышек для 16 событий по данным наблюдений без пространственного разрешения и для 4 событий – по данным с высоким пространственным разрешением. В результате установлено, что на фазах роста и максимума всплеска влияние теплового тормозного излучения на поток и спектральный индекс незначительно. На фазе спада его вклад достигает максимума: до 80% по потоку и до 1.6 по спектральному индексу. Таким образом, при диагностике параметров нетепловых электронов и магнитного поля наиболее точные результаты можно получить, исследуя излучение на фазах роста и максимума всплеска, так как наблюдаемый спектр наиболее близок к гиротронному.

Глава 2

Поляризационные особенности микроволнового излучения солнечных вспышечных петель

2.1 Введение

В главе 1 продемонстрировано, что по наблюдениям длительного микроволнового излучения солнечных вспышек можно получить информацию о генерирующих его ускоренных нетепловых электронах, а также магнитном поле и фоновой плазме во вспышечной петле на основе метода прямой подгонки. Как было показано в разделе 1.3, для наиболее точного определения параметров микроволнового источника важно располагать данными о поляризации его излучения. При этом искажение по каким-либо причинам реального поляризационного спектра может приводить к значительным ошибкам в полученных с помощью фитирования значениях параметров источника. В то же время, поляризация наблюдаемого микроволнового излучения в реальных вспышечных петлях не всегда определяется пространственно-временным распределением нетепловых электронов, магнитного поля и тепловой плазмы.

В главе 1 говорилось, что при распространении от источника, на поляризацию наблюдаемого микроволнового излучения может оказывать влияние эффект квазипоперечного распространения [19, 4]. Эффект заключается в том, что на частотах ниже характерной частоты f_i , знак поляризация излучения при прохождении через область квазипоперечного магнитного поля (относительно волнового вектора) меняется на противоположный из-за смены направления проекции магнитного поля на луч зрения. В то же время на частотах, выше f_i , необыкновенная (X-) и обыкновенная (O-) моды распространяются в данной области так, что между ними происходит обмен энергией. В результате наблюдаемый знак поляризации не меняется. При этом в частотном диапазоне около f_i , шириной до нескольких десятков МГц происходит изменение не только знака поляризации, но и его абсолютного значения из-за обмена энергией O- и X- модами (рис. 1.30). Частота f_i зависит от параметров плазмы следующим образом [3, 4]:

$$f_i^4 = 3 \times 10^{17} NB^3 \left| \frac{d\theta}{ds} \right|^{-1}, \quad (2.1)$$

где B – напряжённость поперечного магнитного поля, N – концентрация электронов плазмы в области квазипоперечного поля, θ – угол между лучом зрения и магнитным полем, s – путь вдоль луча зрения.

Возникновение данного эффекта будет приводить к различным наблюдаемым поляризационным особенностям. Так, ожидаемым является разный знак поляризации гиротронного излучения нетепловых электронов в противоположных основаниях солнечной вспышечной петли по причине противоположного направления магнитного поля в них. Однако согласно [85] пространственное распределение степени поляризации 4х событий показывает неизменное значения знака поляризации вдоль исследуемых вспышечных петель в течение всей вспышки. Данное наблюдение объясняется авторами эффектом квазипоперечного распространения.

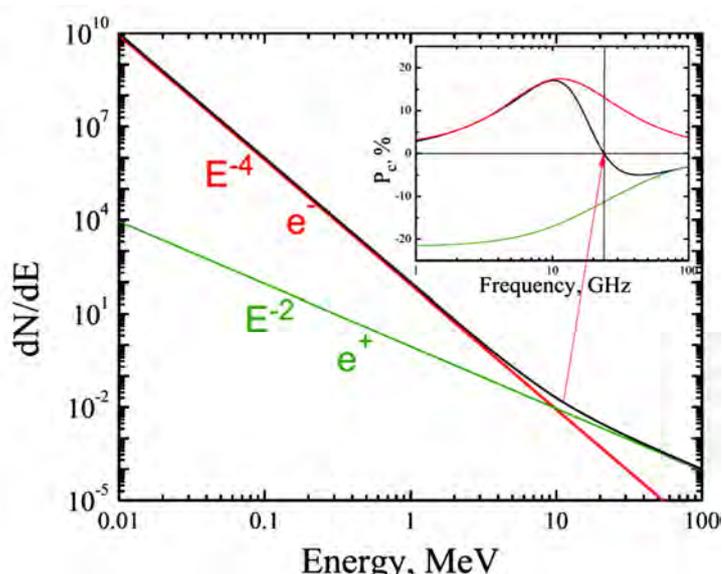


Рис. 2.1. Иллюстрация подхода, используемого для определения вклада позитронов в микроволновое излучение [28]. Красная зеленая и черные линии показывают модельные спектры быстрых электронов, позитронов и полного спектра. В правом верхнем углу показана частотная зависимость круговой поляризации ГС излучения электронов, позитронов и полного спектра.

В работе [28] также обнаружено одинаковое значение знака поляризации вдоль вспышечной петли в «дисковом» событии 13 марта 2000 г. В отличие от предыдущего случая эта особенность не является стационарной и наблюдается только на фазе максимума всплеска. Авторы предполагают, что появление инверсии знака поляризации в одном из оснований петли связано с излучением нетепловых позитронов, возникающих во время вспышки. Позитрон отличается от электрона только знаком электрического заряда, поэтому его гиротронное излучение будет иметь ту же

интенсивность, но противоположный знак поляризации. В работе проведено моделирование суммарного микроволнового излучения электронов и позитронов во вспышечной петле (рис. 2.1). Расчеты показали, что выше некоторой частоты в спектре поляризации возникает смена знака из-за преобладания позитронного ГС излучения над электронным (рис. 2.1).

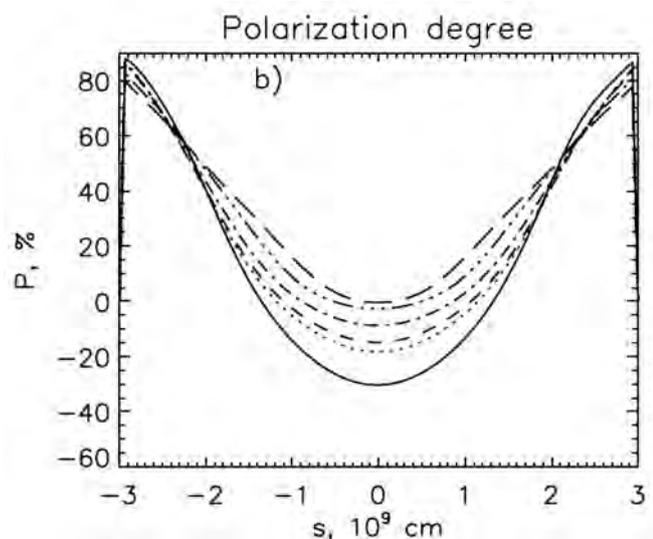


Рис. 2.2. Распределение степени круговой поляризации вдоль модельной вспышечной петли [58] в моменты времени 10, 25, 30, 40, 60, 100 секунд (сплошная, пунктирная, штриховая, штрих-пунктирная, три точки-штриховая и штриховая линии соответственно).

Однако не всегда наблюдаемые поляризационные особенности вспышечных петель связаны с эффектом распространения электромагнитных волн или возникновением дополнительных источников излучения. Причиной могут быть специфические параметры нетепловых электронов и их распределения по петле. В главе 1 уже отмечалось, что согласно [24] излучение квазипродольных пучков электронов может происходить в обыкновенной моде в определенном диапазоне углов зрения. Т.е. поляризация такого излучения будет иметь знак, противоположный случаю изотропных или слабо анизотропных пич-угловых распределений. В исследовании [58] на основе моделирования кинетики нетепловых электронов в магнитной ловушке показано, что в вершине петли может возникнуть инверсия знака поляризации ГС излучения по отношению к основаниям вследствие формирования квазипродольного пич-углового распределения (рис. 2.2). Изменение знака поляризации наблюдаемого микроволнового излучения во время вспышки возможно также за счет увеличения оптической толщины источника до значений $\tau > 1$ [10] вследствие, например, роста числа ускоренных частиц.

Изучение природы наблюдаемых особенностей поляризации микроволнового излучения во вспышечных петлях важно для проведения их более качественной радиодиагностики. Чтобы избежать ошибок при использовании метода прямой подгонки необходимо различать, связаны ли они со свойствами самого источника или обусловлены другими физическими эффектами (описанными выше, например). Началом ряда исследований, представленных в данной главе, послужило обнаружение необычного пространственного распределения поляризации в солнечной вспышке 19 июля 2012 г., речь о которой пойдет ниже. **Цель второй главы** диссертации – дать интерпретацию обнаруженным поляризационным особенностям на основе моделирования микроволнового излучения вспышечной петли и выполнить поиск событий с похожим необычным пространственным и временным поведением поляризации. Материалы второй главы диссертации основаны на работах [60, 61, 62, 78].

2.2 Событие 19 июля 2012 г.

2.2.1 Наблюдения

Событие 19 июля 2012 г. рентгеновского класса M7.7 по GOES произошло на западном лимбе Солнца в активной области NOAA 11520 и в микроволновом диапазоне наблюдалось радиообсерваторией Нобейма [66]. Радиоизображение вспышки на частоте 34 ГГц по данным NoRH показано на рисунке 2.3. Видно, что источник имеет четкую петельную структуру, причем просматриваются две вспышечные петли, расположенные одна над другой. Временные профили потоков излучения, проинтегрированного по боксам, показанным на рисунке 2.3, на частотах 17 и 34 ГГц в солнечных единицах потока (sfu) представлены на рисунке 2.5.

Основной наблюдательный факт, который привлек внимание к данному событию, заключается в инверсии знака круговой поляризации вдоль одной из вспышечных петель. На карте распределения поляризации (рис. 2.4А) видно, что происходит смена ее знака вдоль петли от положительного значения в вершине до отрицательного в основаниях. Анализ временных профилей степени поляризации в различных частях источника показывает, что в областях вблизи оснований вспышечной петли поляризация принимает отрицательное значение в течение всего всплеска (рис. 2.4В, F). В свою

очередь, в вершине степень поляризации все время остается положительной (рис. 2.4D). Помимо этого, существуют области, в которых происходит смена знака поляризации со временем (рис. 2.4C, E). Следует отметить, что динамика поляризации разная в разных ногах петли. От фазы роста до фазы спада радиовсплеска она меняется с отрицательной на положительную в северной ноге петли (рис.2.4C) и, наоборот, с положительной на отрицательную в южной (рис.2.4E). Инверсия поляризации такого типа не отмечалась в других событиях [85, 11], поэтому была поставлена задача объяснить наблюдаемые во вспышке 19 июля 2012 г. поляризационные особенности.

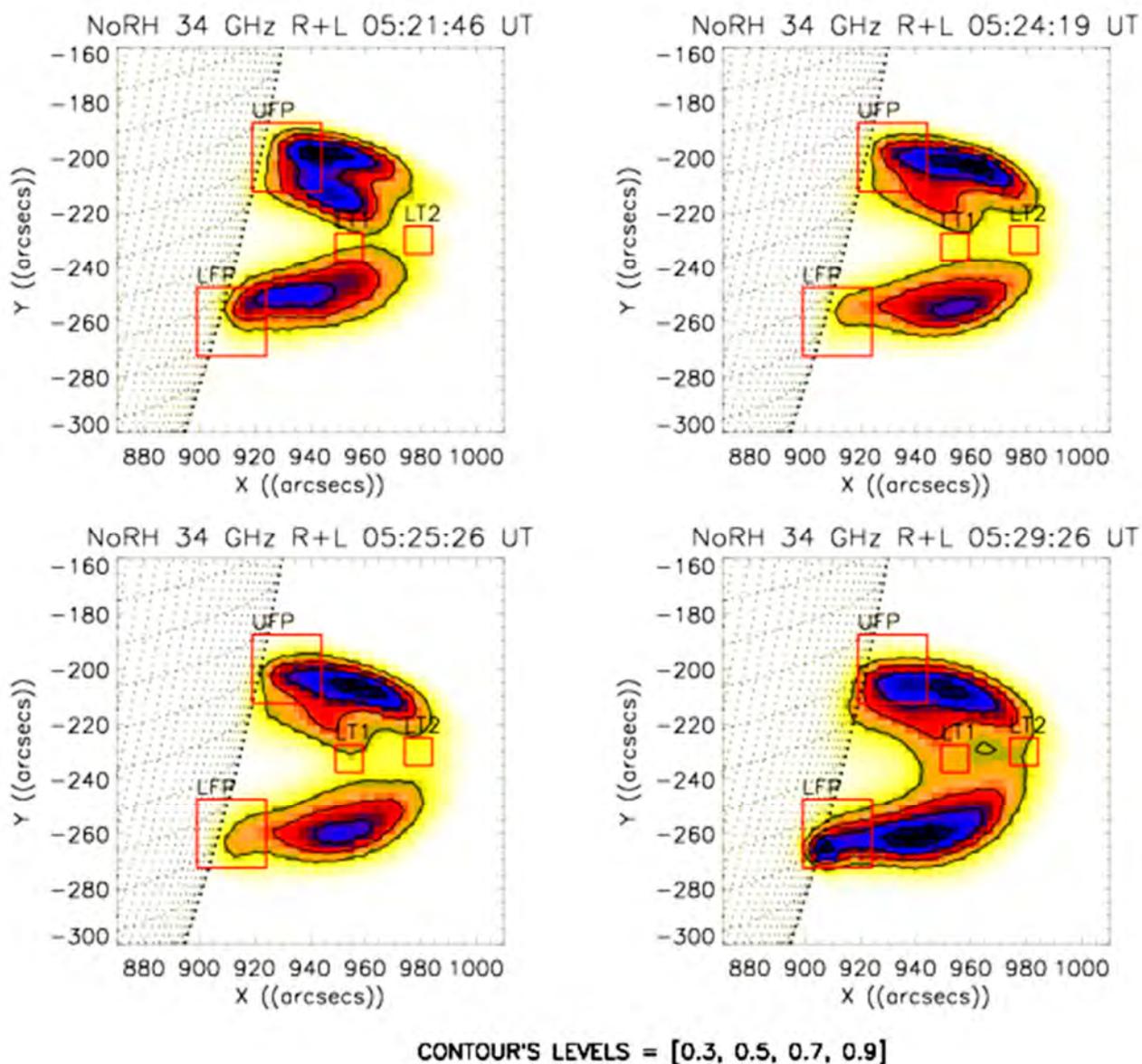


Рис. 2.3. Карты радиояркости для события 19 июля 2012 г. на частоте 34 ГГц по данным NoRH для четырех моментов времени. Боксами обозначены анализируемые области источника: UFP – верхнее основание, LFP – нижнее основание, LT1 – вершина 1, LT2 – вершина 2.

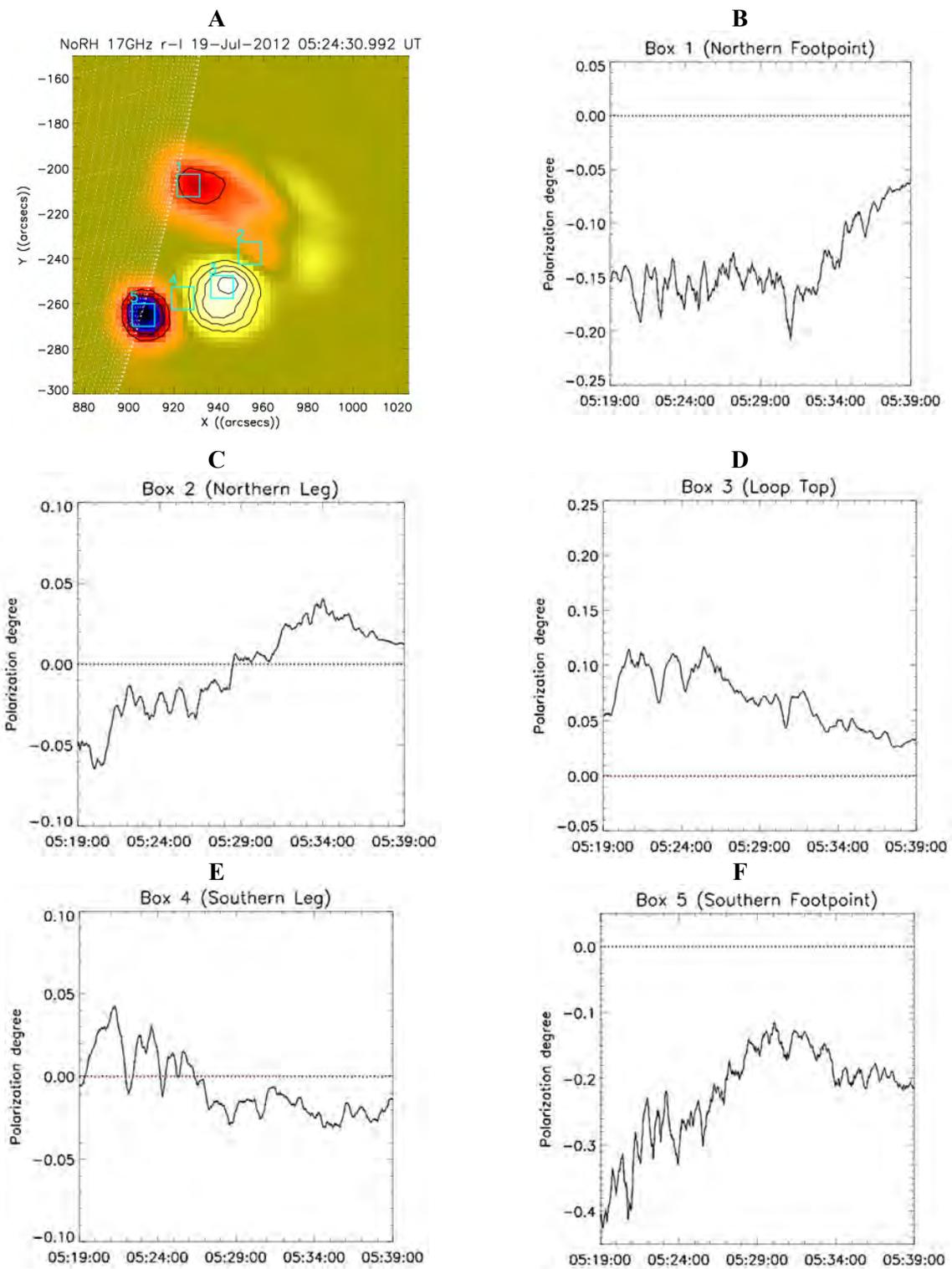


Рис. 2.4. Карта распределения степени поляризации (A) на частоте 17 ГГц для события 19 июля 2012 г. в момент времени 05:24:30 UT. Квадратами на карте показаны боксы с размерами 10×10 угл. сек., для которых на графиках (B), (C), (D), (E) и (F) представлены временные профили степени поляризации интегрального по площади бокса излучения.

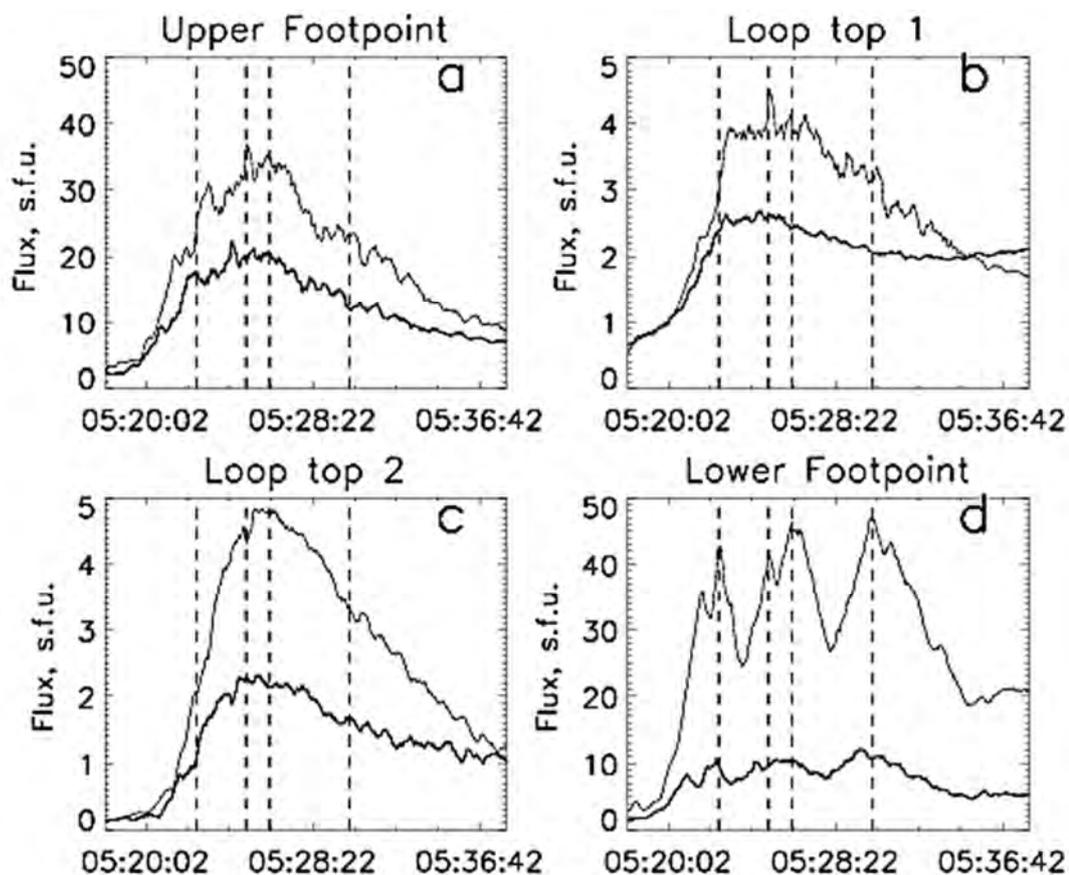


Рис. 2.5. Временные профили потоков излучения на частотах 17 и 34 ГГц (тонкая и толстая линии соответственно) в исследуемых областях вспышечной петли: а – верхнее основание, б – вершина 1, с – вершина 2, d – нижнее основание. Вертикальными линиями показаны моменты времени, для которых представлены карты радиояркости на рисунке 2.3.

2.2.2 Восстановление параметров вспышечной петли

В качестве начального анализа солнечной вспышки 19 июля 2012 г. было проведено восстановление концентрации и показателя энергетического спектра ускоренных электронов, напряженности и направления магнитного поля в различных участках вспышечной петли с помощью метода прямой подгонки (Глава 1). Для этого использовались данные о временных профилях потока излучения на частотах 17 и 34 ГГц и степени круговой поляризации на частоте 17 ГГц (по данным NoRH). Измерение поляризации на частоте 34 ГГц радиогелиографом Нобема не ведется. Это приводит к недостаточному количеству наблюдательных данных (три характеристики излучения), что предполагает неопределенность полученных значений четырех параметров. Однако фитирование позволяет получить их некоторую оценку.

Распределение нетепловых электронов по энергиям при восстановлении предполагалось степенным в диапазоне от 100 кэВ до 10 МэВ:

$$f(E) \propto E^{-\delta}, \quad (2.2)$$

где показатель δ определяется в процессе фитирования. Толщина каждого локального источника принималась равной диаметру петли по картам распределения радиояркости на 34 ГГц на уровне 0.5 от максимальной яркостной температуры и составила $h=10^9$ см. Площадь источника определялась площадью бокса (рис. 2.3), интегральное излучение из которого использовалось для подгонки. Для каждого участка петли определение параметров проводилось для различных предположений о питч-угловом распределении нетепловых электронов: изотропном

$$f(\mu) \propto 1, \quad (2.3)$$

где μ – косинус питч-угла, и пучковом

$$f(\mu) \propto \exp\left(-\frac{(\mu - \mu_0)^2}{\Delta\mu^2}\right), \quad (2.4)$$

где параметры μ_0 и $\Delta\mu$ определяют направление и ширину пучка соответственно. Значения температуры и концентрации тепловой фоновой плазмы заданы $T=10^6$ К и $n_0=10^9$ см⁻³. В процессе подгонки выполнялась минимизация следующего функционала:

$$K(n_b, \delta, B, \alpha) = \left[\begin{aligned} & (F^{17}(n_b, \delta, B, \alpha) - F_{obs}^{17})^2 / (F_{obs}^{17})^2 + \\ & (F^{34}(n_b, \delta, B, \alpha) - F_{obs}^{34})^2 / (F_{obs}^{34})^2 + \\ & (|V^{17}(n_b, \delta, B, \alpha)| - |V_{obs}^{17}|)^2 / (V_{obs}^{17})^2 \end{aligned} \right]^{1/2}, \quad (2.5)$$

где F_{obs}^{17} и F_{obs}^{34} - наблюдаемые потоки излучения на частотах 17 и 34 ГГц, V_{obs}^{17} - наблюдаемый параметр Стокса V ($F_R - F_L$) на частоте 17 ГГц, а $F^{17}(n_b, \delta, B, \alpha)$, $F^{34}(n_b, \delta, B, \alpha)$ и $V^{17}(n_b, \delta, B, \alpha)$ – аналогичные теоретически рассчитываемые характеристики излучения. Для восстановления используется абсолютное значение $|V^{17}|$, поскольку направление магнитного поля неизвестно, и заранее нельзя соотнести наблюдаемые правую и левую круговые поляризации и обыкновенную и необыкновенную моды теоретически рассчитываемого ГС излучения.

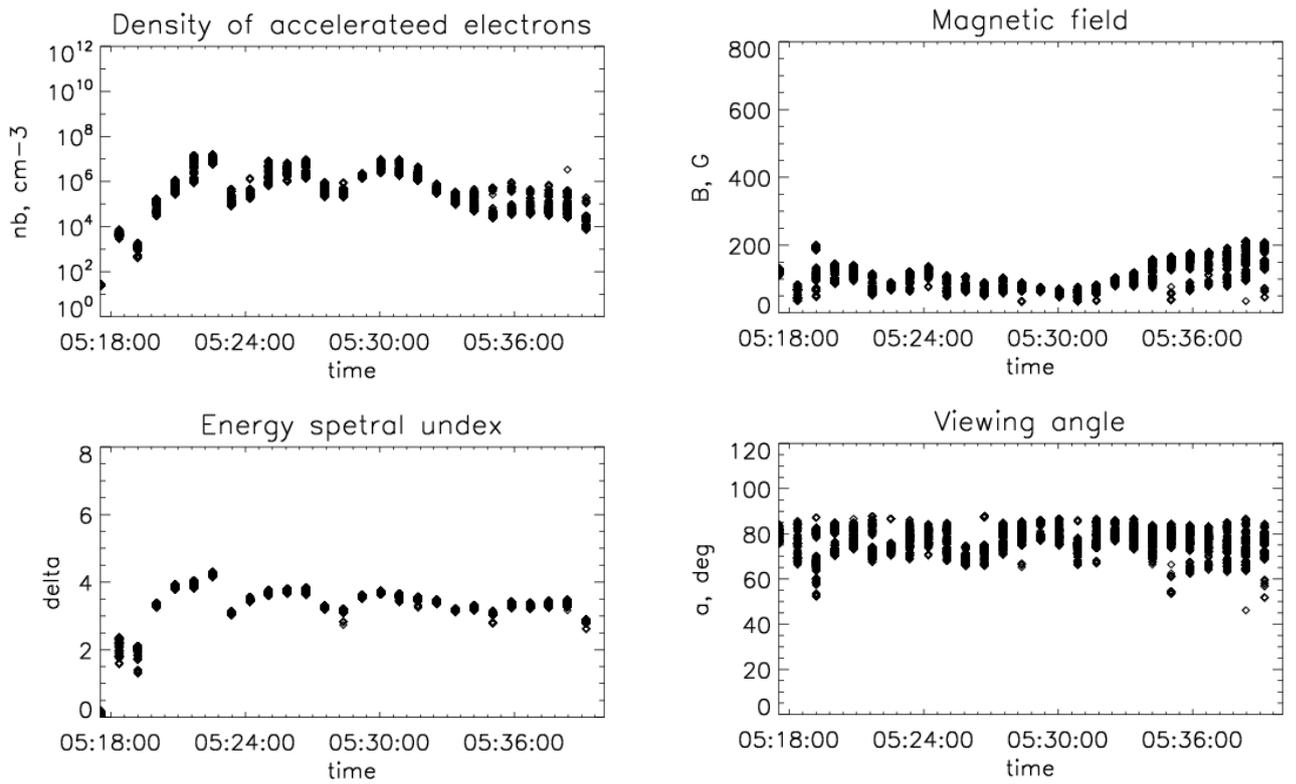


Рис. 2.6. Восстановленные значения концентрации и показателя энергетического спектра электронов, индукции магнитного поля и угла зрения для нижнего основания петли (бокс LFP) при изотропном пичч-угловом распределении.

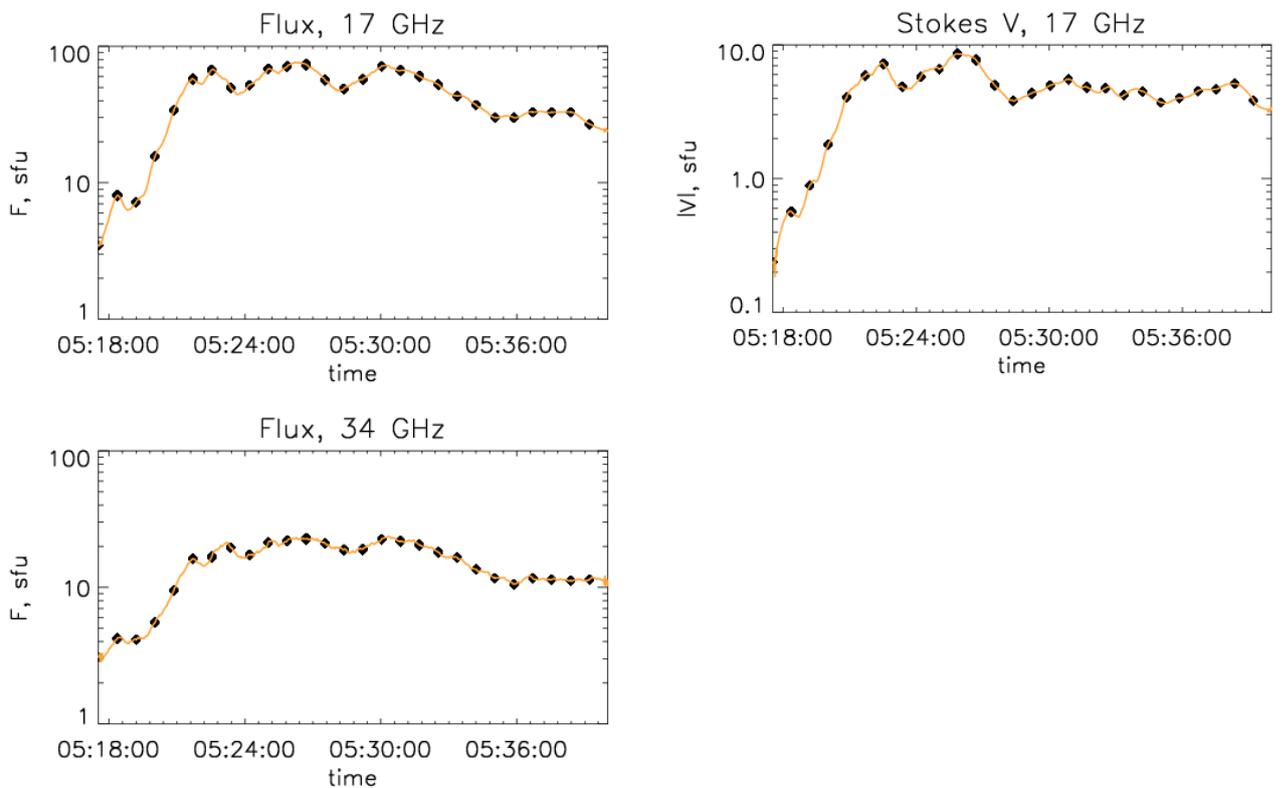


Рис. 2.7. Временные профили наблюдаемых потоков и параметра Стокса V излучения из бокса LFP (сплошная линия) и соответствующие характеристики излучения (показаны ромбами) для восстановленных значений параметров, показанных на рисунке 2.6.

На рисунке 2.6 представлены результаты восстановления параметров петли в ее нижнем основании (бокс LFP) в предположении об изотропном пичч-угловом распределении электронов в данной области в различные моменты времени. Эволюция концентрации ускоренных электронов и показателя их энергетического спектра коррелируют с временными профилями потоков излучения. Полученные значения углов зрения (от 60 до 85 градусов) соответствуют ориентации петли на лимбе солнечного диска. В верхнем основании петли (бокс UFP) ситуация аналогична (рис. 2.8). Низкие значения показателя энергетического спектра электронов на фазе спада всплеска, скорее всего, связаны с уплощением наклона спектра между частотами 17 и 34 ГГц из-за влияния теплового излучения вспышечной плазмы (глава 1), параметры которой не могут быть определены по имеющимся радионаблюдениям.

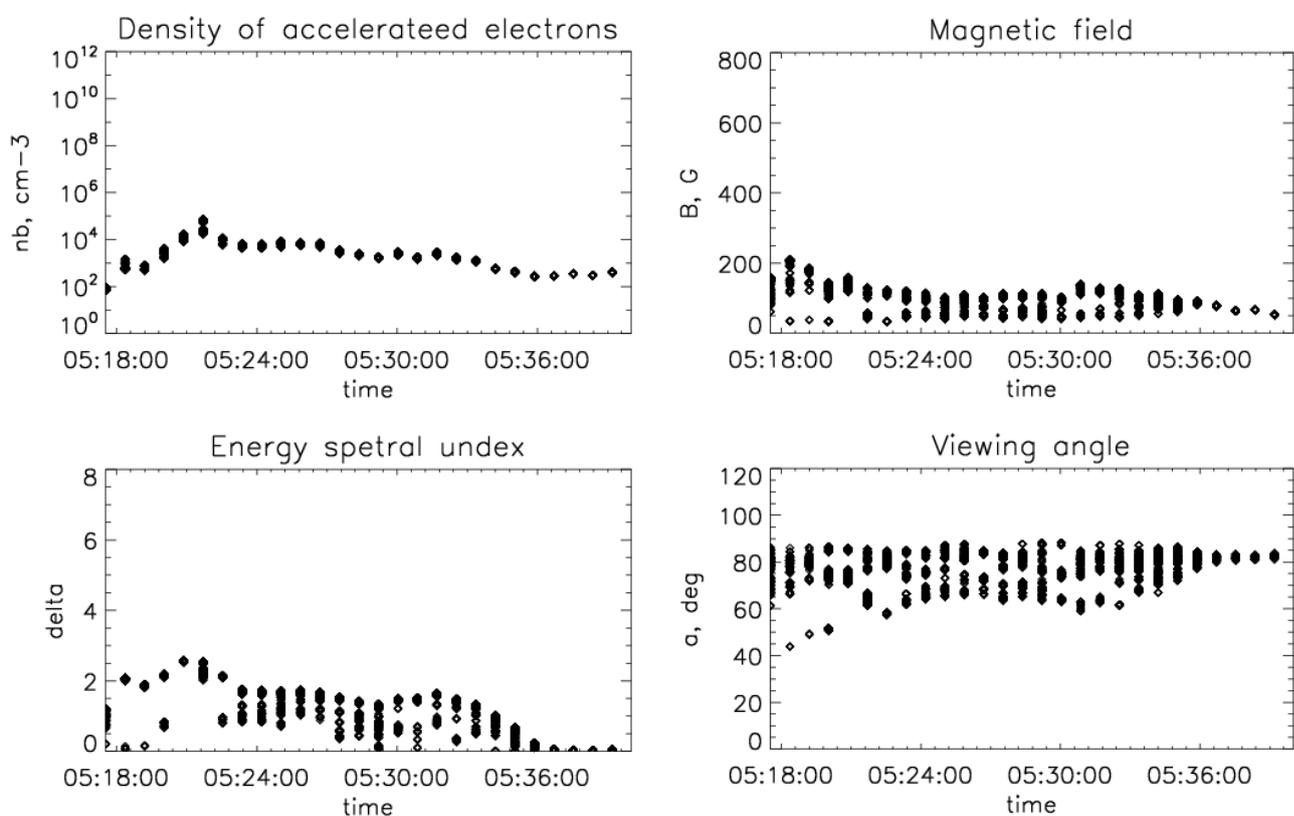


Рис. 2.8 Восстановленные значения концентрации и показателя энергетического спектра электронов, индукции магнитного поля и угла зрения для верхнего основания петли (бокс UFP) при изотропном пичч-угловом распределении.

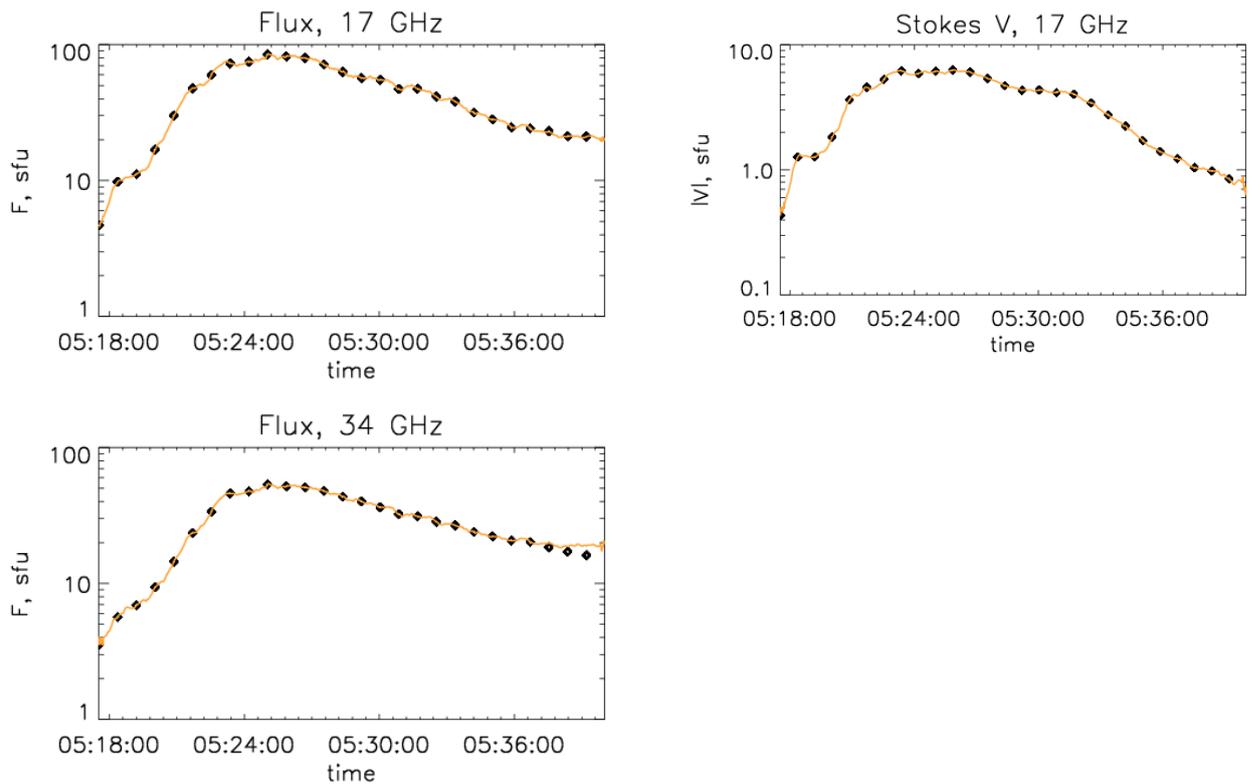


Рис. 2.9 Временные профили наблюдаемых потоков и параметра Стокса V излучения из бокса UFP (сплошная линия) и соответствующие характеристики излучения для восстановленных значений параметров (показаны ромбами), представленных на рисунке 2.8.

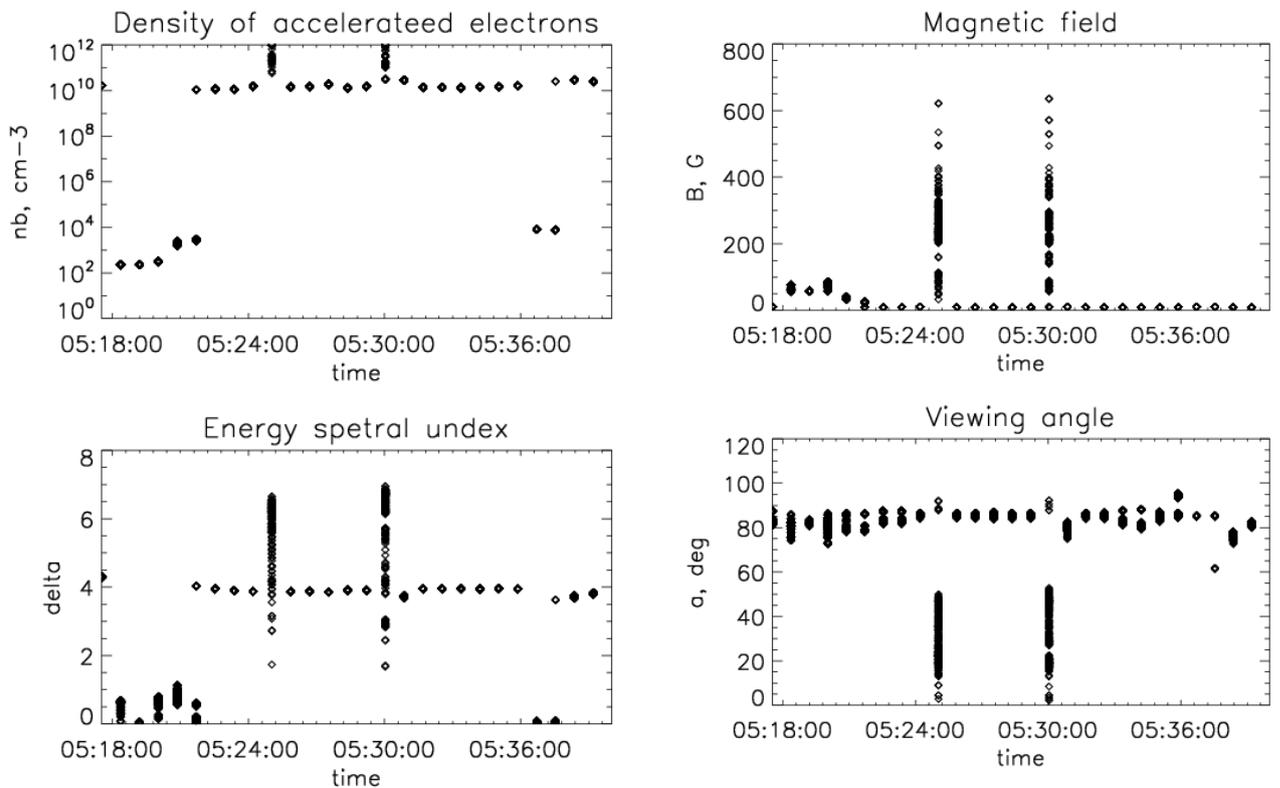


Рис. 2.10. Восстановленные значения концентрации и показателя энергетического спектра электронов, индукции магнитного поля и угла зрения для вершины петли (бокс LT 1) при изотропном pitch-угловом распределении.

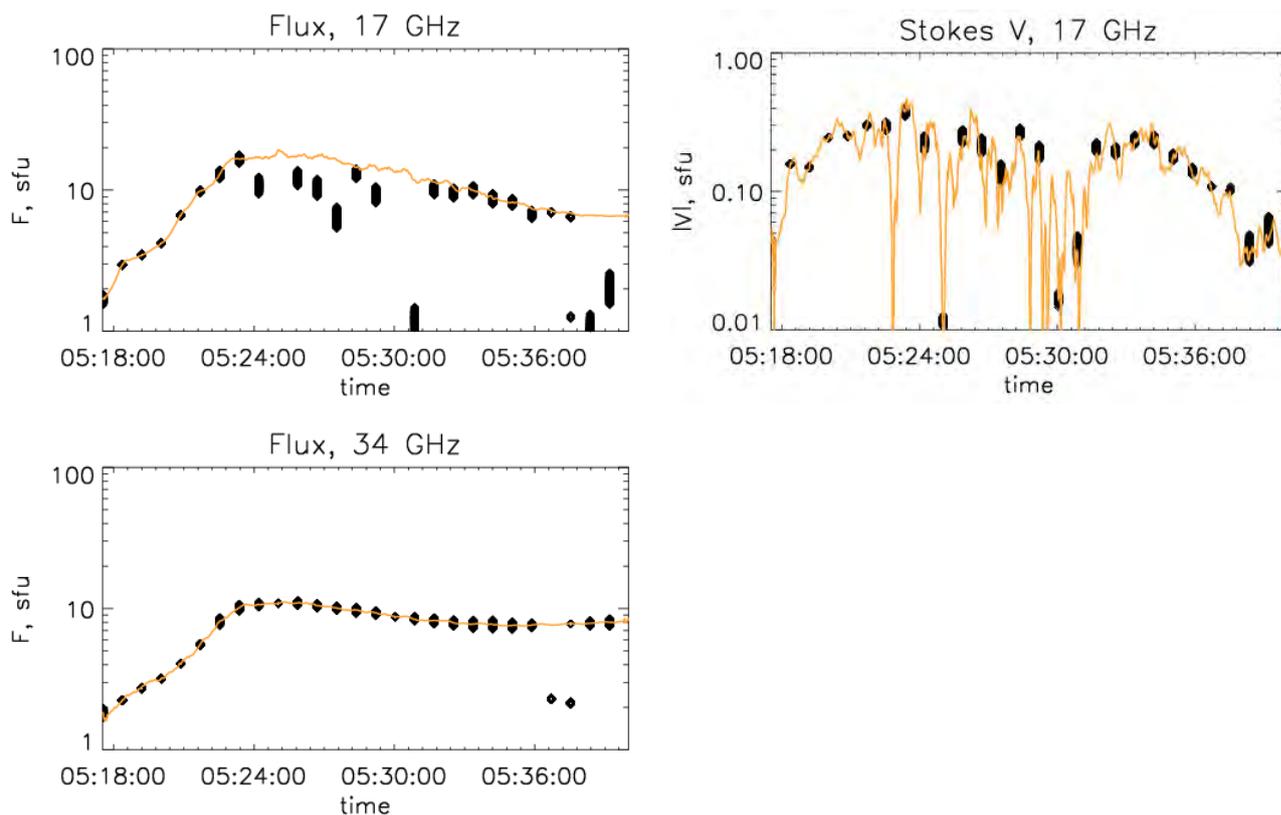


Рис. 2.11. Временные профили наблюдаемых потоков и параметра Стокса V излучения из бокса LT1 (сплошная линия) и соответствующие характеристики излучения для восстановленных значений параметров (ромбы), показанных на рисунке 2.10.

Наиболее интересные результаты получены при фитировании излучения в вершине петли (бокс LT1). В случае, когда питч-угловое распределение электронов изотропное или слабо-анизотропное, не удастся найти такой набор значений концентрации и показателя спектра электронов, напряженности и направления магнитного поля, при которых теоретически рассчитанные потоки и поляризация совпадали бы с наблюдаемыми. Восстановленные параметры для изотропного питч-углового распределения в различные моменты времени показаны на рисунке 2.10. Видно, что их временное поведение и численные значения абсолютно не физичны. При этом они не могут полностью описать наблюдаемое излучение. Пересчитанные значения потоков на 17 ГГц не совпадают с наблюдаемыми (рис. 2.11).

Проведение процедуры фитирования в вершине петли для различных питч-угловых распределений показало, что для формирования наблюдаемых потоков и поляризации излучения необходимо наличие питч-угловой анизотропии нетепловых электронов с максимумом распределения, не равным 90° . На рисунке 2.13 показаны результаты восстановления параметров для пучкового питч-углового электронного распределения (2.4) с $\mu_0=1$ и $\Delta\mu=0.3$, показанного на рисунке 2.12. Полученные завышенные значения

магнитного поля на фазе спада вспышки скорее всего связаны с влиянием вспышечной плазмы на наблюдаемое излучение. При этом восстановленные значения параметров описывают наблюдаемые спектр и поляризацию (рис. 2.14).

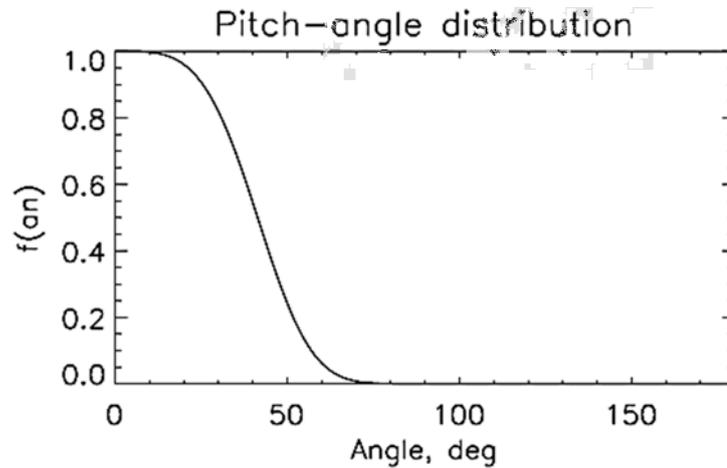


Рис. 2.12. Квазипродольное питч-угловое распределение электронов, используемое для восстановления параметров, показанных на рисунке 2.13.

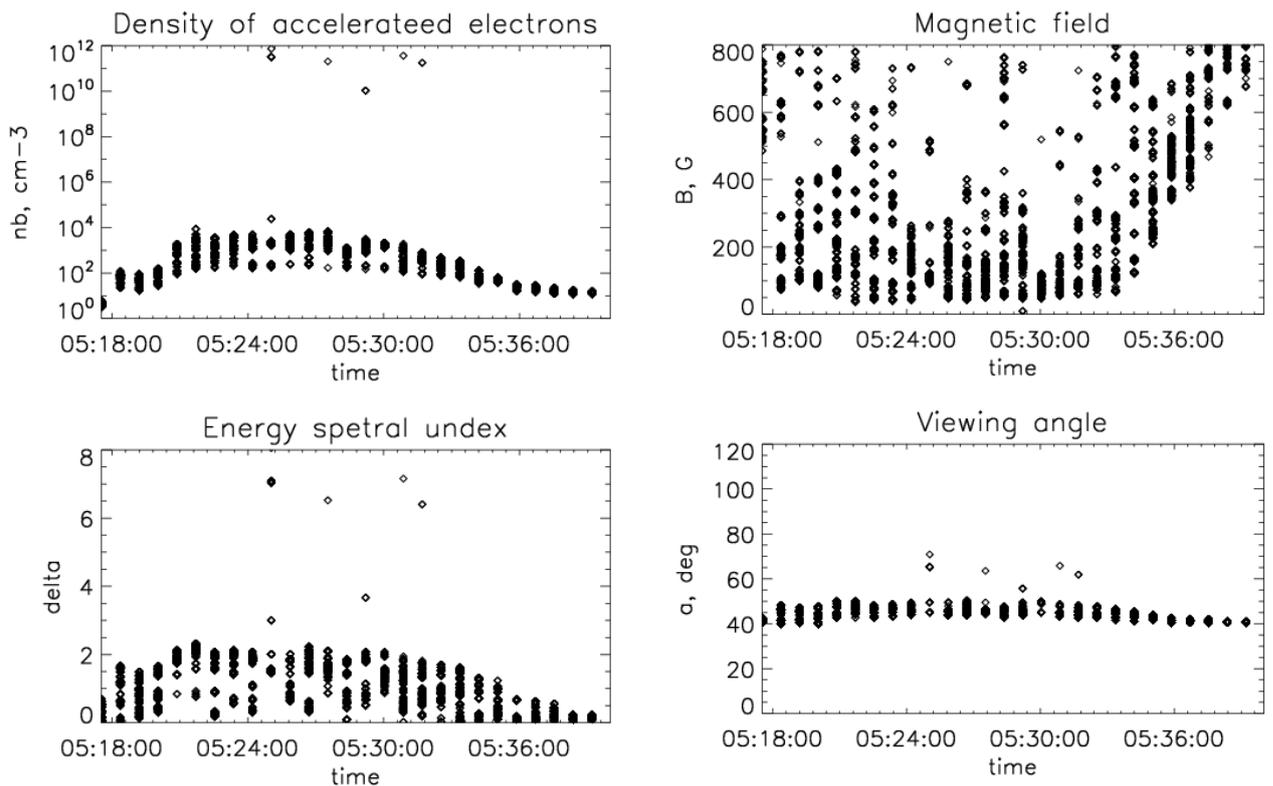


Рис. 2.13. Восстановленные значения концентрации и показателя энергетического спектра электронов, напряженности и направления магнитного поля для вершины петли (бокс LT) в случае анизотропного электронного питч-углового распределения, показанного на рисунке 2.12.

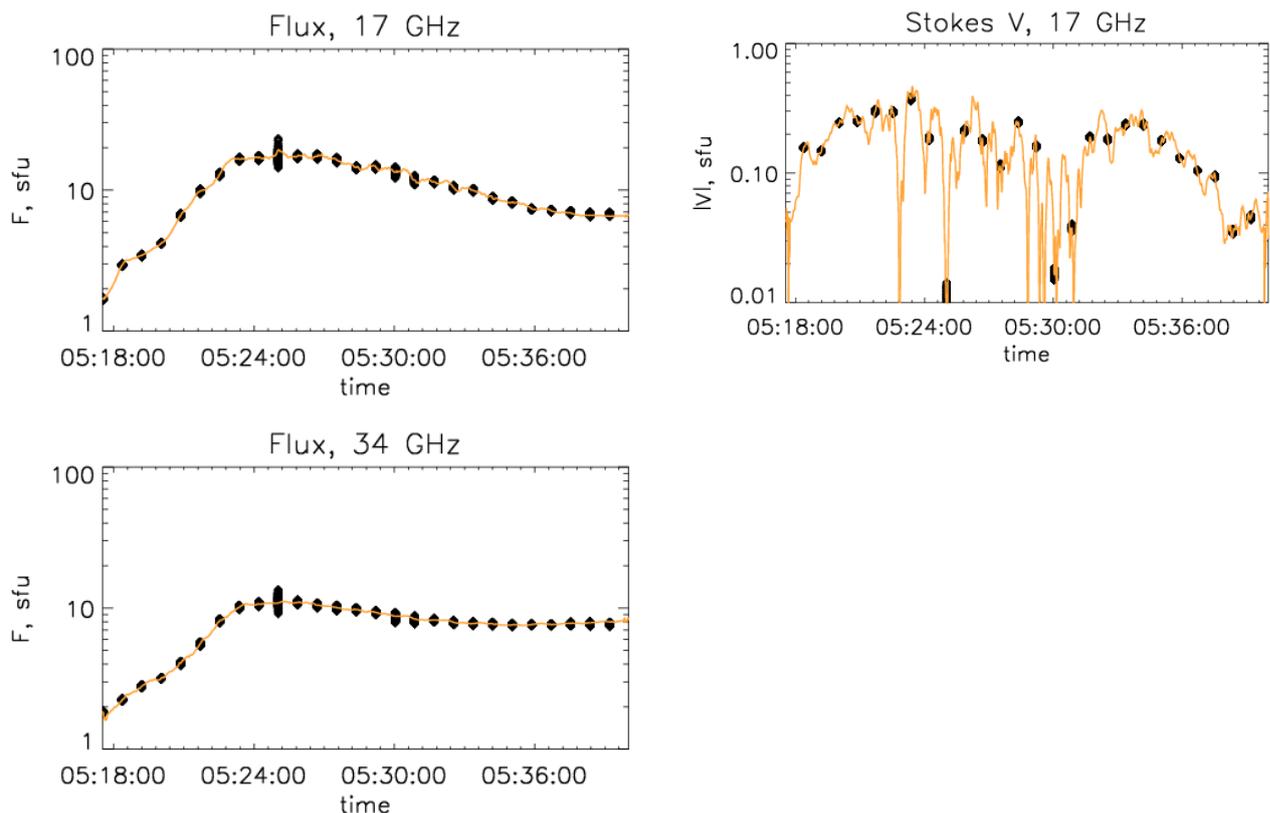


Рис. 2.14. Временные профили наблюдаемых потоков и поляризации излучения из бокса LT1 (сплошная линия) и соответствующие характеристики излучения для восстановленных значений параметров (показаны ромбами) при анизотропном питч-угловом распределении.

2.2.3 Трехмерное моделирование микроволнового излучения вспышечной петли

Как говорилось во введении к главе, инверсия знака круговой поляризации вдоль вспышечной петли ранее предсказывалась в работе [58]. В этой работе анализировалось пространственное распределение яркости, поляризации и наклона частотного спектра вдоль модельной магнитной петли для разных предположений о локализации и типе питч-углового распределения инжектированных в петлю энергичных электронов. Было установлено, что при изотропной инжекции электронов вблизи одного из оснований, в вершине петли появляется радиоисточник, поляризованный в обыкновенной моде, а в области обоих оснований – радиоисточники, поляризованные в необыкновенной моде. Причина появления инверсии поляризации в вершине петли заключается в формировании в этой области питч-углового распределения электронов с продольной анизотропией.

В разделе 2.2.2 также получены указания на присутствие в вершине вспышечной петли питч-угловой анизотропии электронов в событии 19 июля 2012 г., поэтому подход, предложенный в статье [58] представляется перспективным. В связи с этим,

целью данного исследования является объяснение наблюдаемого пространственно-временного изменения знака поляризации, используя моделирование кинетики электронов и расчет их радиоизлучения для реалистичной магнитной петли с параметрами, полученными на основе наблюдений и радиодиагностики.

Моделирование кинетики электронов в магнитной ловушке проводилось с использованием подходов и численных программ, разработанных в работе [2], выполняющих решение нестационарного кинетического уравнения в форме Фоккера-Планка, включающего функцию инжекции электронов и описывающего эффекты магнитного отражения и высыпания частиц, а также кулоновского рассеяния на фоновой плазме:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} = & -c\beta\mu \frac{\partial f}{\partial s} + c\beta \frac{d \ln B}{ds} \frac{\partial}{\partial \mu} \left[\frac{1-\mu^2}{2} f \right] + \frac{c}{\lambda_0} \frac{\partial}{\partial E} \left(\frac{f}{\beta} \right) + \\ & + \frac{c}{\lambda_0 \beta^3 \gamma^2} \frac{\partial}{\partial \mu} \left[(1-\mu^2) \frac{\partial f}{\partial \mu} \right] + S(E, \mu, s, t), \end{aligned} \quad (2.6)$$

где $f(E, \mu, s, t)$ – функция распределения энергичных электронов, $S(E, \mu, s, t)$ – функция инжекции электронов, определяющая скорость поступления частиц из единицы объема петли в единичных интервалах энергий и питч-углов в единицу времени, $\beta=v/c$, v – скорость электрона, c – скорость света, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ – фактор Лоренца, $E=\gamma-1$ – кинетическая энергия (в единицах mc^2), μ – косинус питч-угла, s – расстояние вдоль вспышечной петли от её центра, t – время, $B(s)$ – распределение магнитного поля вдоль петли, $\lambda_0=10^{24}/(n(s)\ln\Delta)$, $n(s)$ – концентрация плазмы, $\ln\Delta$ – кулоновский логарифм. Первый член в правой части уравнения описывает пространственные изменения функции распределения энергичных частиц, второй член – изменение питч-угла электрона за счет изменения магнитного поля (по сути, этот член отражает сохранение первого адиабатического инварианта). Третий и четвертый члены – столкновительные: третий член отвечает за изменение энергии, четвертый – за изменение питч-угла электрона при кулоновских столкновениях. В уравнении не учтены обратные токи и плазменные волны. Функция инжекции источника представляется в виде произведения четырех, не зависящих друг от друга функций:

$$S(E, \mu, s, t) = S_1(E)S_2(\mu)S_3(s)S_4(t) \quad (2.7)$$

Далее, используя полученную в результате моделирования кинетики функцию распределения электронов по энергиям, питч-углам, расстоянию вдоль петли и времени, производился расчет характеристик их гиротронного (ГС) излучения, используя методику и набор программ, описанных в работе [81]. Расчет производился для трехмерной модельной петли конечной толщины на основе решения уравнения переноса излучения, учитывающего неоднородность распределения ускоренных электронов и тепловое тормозное поглощение. Ориентация модельной вспышечной петли задается тремя углами: азимутом, определяющим поворот вокруг собственной вертикальной оси, широтой и долготой.

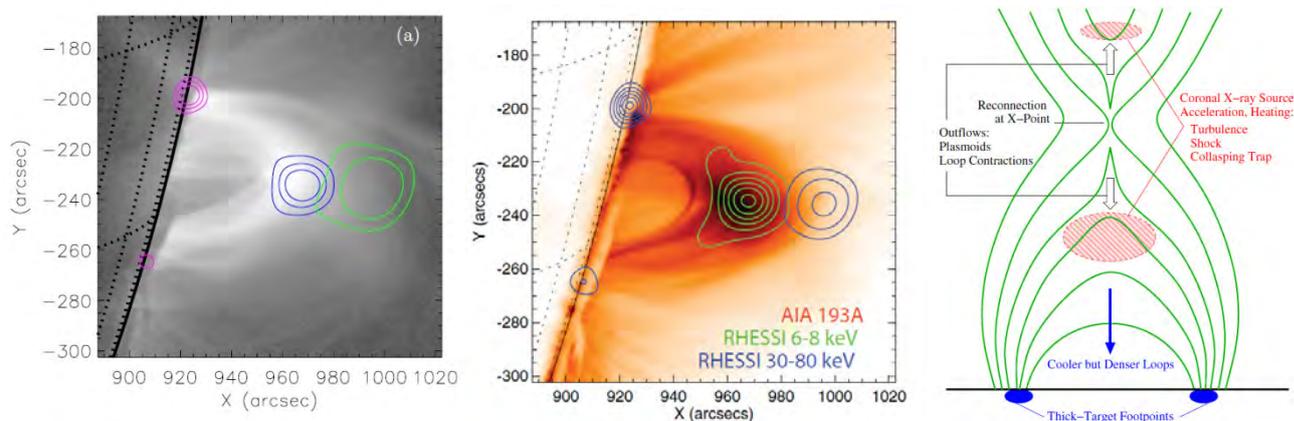


Рис. 2.15. Левый и средний графики: ультрафиолетовые изображения вспышки 19 июля 2012 г. в каналах 131 А и 193 А и контуры жесткого рентгеновского излучения в каналах 6-8 кэВ и 30-80 кэВ [17] и [47]. Правый график: Схема модели вспышки, в которой ускорение частиц и нагрев плазмы происходят в области пересоединения магнитного поля [53].

Для задания параметров модели были также рассмотрены результаты изучения события 19 июля 2012 г., выполненные другими исследователями. В работах [17] и [47] по данным наблюдений в рентгеновском диапазоне, полученным космическим телескопом RHESSI [52], над вспышечной петлей обнаружено присутствие источника жесткого рентгеновского излучения (рис. 2.15). Согласно [53] это может свидетельствовать о том, что энерговыделение в данной вспышке возникает за счет пересоединения магнитного поля, а ускорение частиц происходит в области над вершиной петли.

В соответствии с этим была рассмотрена модель с инъекцией электронов в вершине вспышечной петли трех видов: с квазипродольным распределением электронов по питч-углам, квазиперечным и изотропным (рис. 2.16). Энергетический спектр

инжектированных электронов задавался, исходя из результатов диагностики рентгеновского источника над вспышечной петлей [17]:

$$S_1(E) \propto E^{-\delta} \quad (2.8)$$

в диапазоне энергий от 30 КэВ до 10 МэВ с показателем $\delta=3$, и полным количеством инжектированных электронов $N=10^{32}$. Магнитное поле в петле меняется от 400 Гс в основаниях до 100 Гс в вершине. Концентрация фоновой плазмы всюду задана равной $n_0=10^9 \text{ см}^{-3}$. Модельная петля в соответствии с наблюдениями расположена на западном лимбе Солнца и повернута на 80° вокруг вертикальной оси.

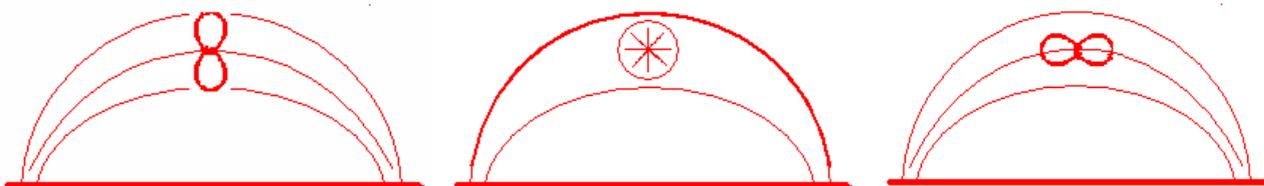


Рис. 2.16. Типы питч-углового распределения электронов в источнике, используемые для моделирования кинетики частиц.

Кроме этого источник инъекции характеризуется гауссовым профилем по длине петли и по времени:

$$S_3(s) \propto e^{-\frac{(s-s_0)^2}{\Delta s}}, \quad (2.9)$$

$$S_4(t) \propto e^{-\frac{(t-t_0)^2}{\Delta t}}, \quad (2.10)$$

где $s_0=0$. Длительность по времени составляет около 60 сек. с максимумом при $t_0=11$ сек. Для изотропного распределения электронов по питч-углам в источнике:

$$S_2(\mu) = 1, \quad (2.11)$$

и для анизотропного:

$$S_2(\mu) \propto e^{-\frac{(\mu-\mu_0)^2}{\mu_1}}, \quad (2.12)$$

где $\mu_0=1$ при квазипродольном распределении и $\mu_0=0$ при квазипоперечном. Продольный размер модельной петли $s=6 \times 10^9$ см, толщина петли $h=10^9$ см.

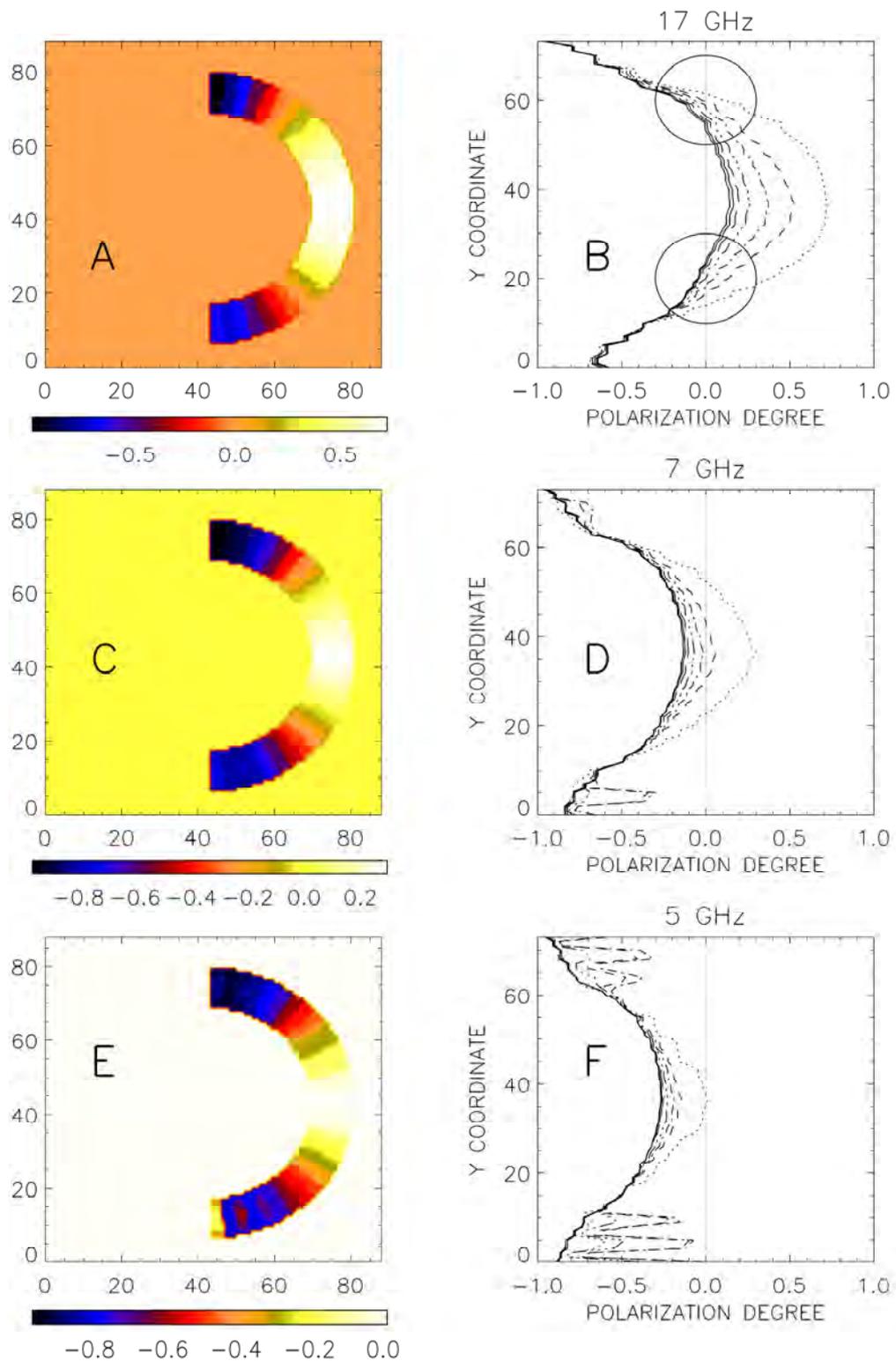


Рис. 2.17. Левая колонка - карты распределения степени круговой поляризации для модельной петли для момента $t=9$ с на частотах 17, 7, 5 ГГц (А, С, Е). В правой колонке расположены профили распределения степени поляризации вдоль петли для различных моментов времени на частотах 17, 7, 5 ГГц (В, D, F). Моментам времени $t = 3, 12, 21, 30, 39, 48, 57$ с соответствуют пунктирная, штриховая, штрих-пунктирная, три точки-штриховая, штриховая, и две сплошные линии. Кружками обозначены области смены знака поляризации во времени

В результате расчетов установлено, что моделью с подходящим пространственными и временными распределениями характеристик ГС излучения является модель квазипродольной инжекции электронов в вершине петли. На рис. 2.17 представлены двумерные карты распределения степени поляризации ($P=(I_R-I_L)/(I_R+I_L)$) (левый столбец) для модели анизотропной инжекции электронов в вершине петли ($s\theta=0$) для момента времени $t=9$ сек. на трех частотах (17, 7 и 5 ГГц). Из рис. 2.17А видно, что в представленный момент времени на частоте 17 ГГц степень поляризации (как и в наблюдениях) в области вершины петли принимает отрицательное, а в основаниях – положительное значение. На рис. 2.17В показан график распределения степени поляризации вдоль петли для описываемой модели инжекции в различные моменты времени ($t=0, 3, 12, 30, 39, 48, 57$ с.). Видно, что в основаниях петель в течение модельного всплеска поляризация остается положительной, в вершине петли – отрицательной, а в некоторой переходной области (выделена красными кругами) происходит смена знака поляризации. Рис. 2.17D и рис. 2.17F показывают, что на частоте 7 ГГц поляризационные изменения выражены слабее, а на частоте 5 ГГц временного и пространственного изменения знака степени поляризации не происходит совсем.

Для понимания причины появления в модели смены знака поляризации обратимся к функции распределения электронов в петле (рис. 2.18), полученной в результате моделирования кинетики. На нижней панели рисунка 2.18 данная функция распределения представлена для электронов с питч-углами равными 12° . Видно, что основное их количество расположено в вершине петли, в то время как электроны с питч-углами близкими к 90° , наоборот, сконцентрированы преимущественно в области оснований (рис. 2.18 верхняя панель). Согласно работе [24] в вершине петли, где электроны движутся с квазипродольными по отношению магнитному полю питч-углами, преобладает О-мода ГС излучения, а в основаниях при квазипоперечном питч-угловом распределении, доминирует Х-мода. Степень поляризации же, равная отношению разности интенсивностей излучения мод к их сумме, в вершине петли становится отрицательной, а в основаниях – положительной. Подобный эффект сильнее проявляется на более высоких частотах [24], излучение которых имеет большую направленность, т.к. генерируется более энергичными электронами. По этой причине в

модельных расчетах не происходит смены знака поляризации на относительно низкой частоте 5 ГГц.

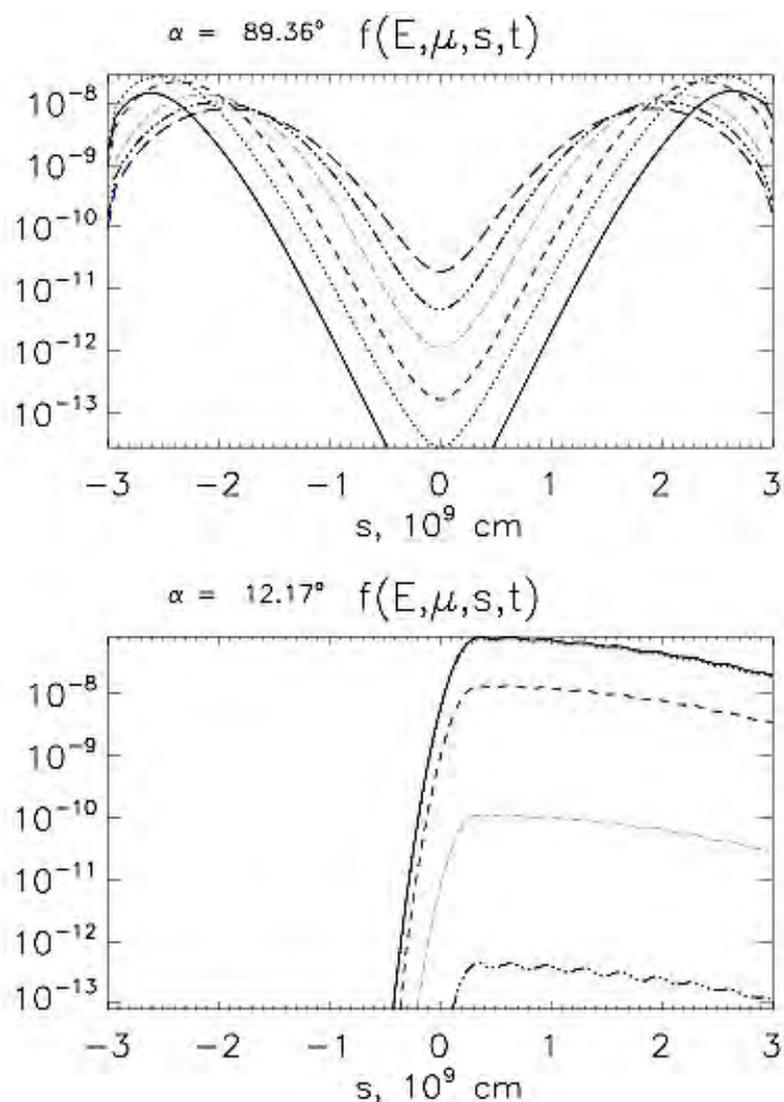


Рис. 2.18. Функция распределения электронов вдоль петли для значений питч-углов 89° (верхняя панель) и 12° (нижняя панель) в моменты времени $t=12, 21, 30, 42, 51, 60$ с. (соответственно, сплошная, пунктирная, штриховая, штрих-пунктирная, три точки-штриховая, штриховая линии)

Таким образом, согласно результатам моделирования наблюдаемая смена знака поляризации в событии 19 июля 2012 г. может быть вызвана присутствием анизотропии ускоренных электронов в верхней части вспыхивающей петли.

2.3 Поиск событий с признаками квазипродольной питч-угловой анизотропии нетепловых электронов

После получения свидетельств о формировании квазипродольных пучков нетепловых электронов во вспышечной петле события 19 июля 2012 г. возникает вопрос, как часто это явление реализуется в солнечных вспышках. Цель данного раздела – поиск признаков продольной питч-угловой анизотропии ускоренных электронов в солнечных вспышечных петлях по данным наблюдений в микроволновом диапазоне.

Для проведения исследования из общего каталога событий радиогелиографа Нобеема, произошедших с 1998 по 2015 были отобрано около 40 вспышек, обладающих четкой петельной структурой с размером, значительно превышающим размер диаграммы направленности радиотелескопа (10" – 17 ГГц, 5" – 34 ГГц). Для отобранных событий были построены карты распределения радиояркости (на 17 и 34 ГГц) и степени круговой поляризации (на 17 ГГц) в различные моменты времени с разрешением 1 с.

Основная особенность квазипродольных пучков электронов, по которой их можно обнаружить во вспышечных петлях, заключается в преобладании обыкновенной моды их гиротронного излучения. Поэтому на первом этапе работы на основе анализа радиокарт был выполнен поиск событий, в которых присутствуют некоторые признаки доминирования обыкновенной моды микроволнового излучения. Основным таким признаком является изменение знака наблюдаемой степени круговой поляризации со временем в какой-либо области петли. В самом деле, геометрия магнитного поля не должна значительно меняться за время радиовсплеска, поэтому маловероятно, что изменение знака поляризации будет вызвано сменой направления проекции магнитного поля на луч зрения. Помимо этого, в соответствии с результатами работы [61], предсказывающей преобладание O-моды в вершине вспышечной петли из-за формирования квазипродольных пучков электронов, отбирались лимбовые события, в которых наблюдается пространственная инверсия знака поляризации в вершине относительно оснований петли. Помимо этого, интерес представляют вспышечные петли, расположенные вблизи центра солнечного диска, в которых знак поляризации в противоположных основаниях петли – одинаковый.

В результате предварительного анализа были отобраны следующие вспышки, обладающие признаками доминирования обыкновенной моды микроволнового

излучения: 13 марта 2000 г., 25 сентября 2011 г., 23 января 2012 г., 17 мая 2012 г., 28 октября 2013 г., 22 октября 2014 г.

Событие 13 марта 2000 г. произошло недалеко от центра солнечного диска ($X_c=255$ arcsec, $Y_c=172$ arcsec), и вспышечную петлю мы наблюдаем сверху, поэтому параметр Стокса V на 17 ГГц по данным NoRH в случае преобладания X-моды ГС излучения должен быть разного знака в противоположных основаниях. В данном событии в правом (южном) основании поляризация в течение всплеска меняется с отрицательного значения до нулевого и далее до положительного, что свидетельствует о попеременном преобладании O- и X- мод ГС излучения.

Вспышка 25 сентября 2011 г. ($X_c=776$ arcsec, $Y_c=-491$ arcsec) произошла на лимбе и обладает пространственной инверсией знака степени круговой поляризации вдоль петли, что может свидетельствовать о преобладании разных мод микроволнового излучения в разных ее частях.

В событии 23 января 2012 г., произошедшем на некотором удалении от центра солнечного диска ($X_c=309$ arcsec, $Y_c=609$ arcsec), в начале всплеска поляризация микроволнового излучения всюду положительна вдоль вспышечной петли, в момент максимума в южной ноге уменьшается до нулевого значения, а в вершине петли становится отрицательной. Подобное поведение свидетельствует о преобладании O-моды ГС излучения либо до, либо после максимума всплеска.

Для лимбовой вспышки 17 мая 2012 г. ($X_c=913$ arcsec, $Y_c=162$ arcsec) картина поляризации меняется во времени и в пространстве. Так, в южном основании вспышечной петли знак круговой поляризации до момента максимума всплеска принимает положительное значение, а в пике всплеска и на фазе спада становится положительным. В это же время знак поляризации в северной части петли не меняется.

В событии 28 октября 2013 г., произошедшем на западном лимбе ($X_c=913$ arcsec, $Y_c=64$ arcsec), наблюдается пространственная (вдоль петли) и временная в южной ноге инверсия степени круговой поляризации.

В «дисковом» событии 22 октября 2014 г. ($X_c=-285$ arcsec, $Y_c=-384$ arcsec) основания вспышечной петли видны в квазипродольном направлении по отношению к линиям магнитного поля. При этом знак наблюдаемой степени круговой поляризации в разных основаниях одинаковый, что может говорить, о преобладании O-моды ГС излучения в одном из них.

На следующем этапе проводился более детальный анализ отобранных событий. Для различных участков петли выполнялось построение временных профилей и степени круговой поляризации вспышечного излучения на частотах 17 и 34 ГГц, а также показателя наклона спектра δ :

$$\delta = \lg \left[\frac{F_{34}}{F_{17}} \right] / \lg [2], \quad (2.13)$$

где F_{17} и F_{34} – потоки излучения на частотах 17 и 34 ГГц. Для «дисковых» событий производилось построение карт распределения продольной компоненты магнитного поля на уровне фотосферы Солнца по данным космических магнитографов MDI/SOHO [75] и HMI/SDO [76]. Контурные распределения потоков и поляризации излучения на частотах 17 и 34 ГГц накладывались на карты магнитного поля в различные моменты времени. На основании этого устанавливалось, какой моде микроволнового излучения соответствуют наблюдаемые правая и левая круговые поляризации, и, таким образом, определялось, в какие моменты времени всплеска и в каких участках вспышечных петель возможно преобладание обыкновенной моды ГС излучения. Рассмотрим подробный анализ описанных выше событий.

Вспышка 13 марта 2000 г.

На рисунке 2.19 показаны карты фотосферного магнитного поля и контуры потоков и поляризации излучения для события 13 марта 2000 г. Белые области магнитного поля соответствуют его положительной полярности, а черные – отрицательной. По расположению контуров потоков излучения на частоте 17 ГГц (рис. 2.19 верхняя панель) можно видеть, что восточное основание вспышечной петли приходится на область положительной полярности магнитного поля, а западное основание – на область отрицательной полярности. Таким образом, в восточном основании магнитное поле направлено на наблюдателя, и, следовательно, положительное значение степени круговой поляризации (или параметра Стокса V) для этой области соответствует излучению в необыкновенной моде, а отрицательное – в обыкновенной. Аналогично, в западном основании необыкновенная мода соответствует наблюдаемой левой поляризации, а обыкновенная – правой. На нижней панели рисунка 2.19 сплошными контурами показаны положительные значения наблюдаемого параметра Стокса V , соответствующие правой поляризации, а штриховыми контурами –

отрицательные значения (левая поляризация) на уровнях 0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 0.9 от максимальной и минимальной величин соответственно. Видно, что на фазе роста всплеска (в момент времени 05:02:30 UT) излучение из восточной и западной частей петли поляризовано в необыкновенной моде. Именно эта мода ожидается при изотропном распределении нетепловых электронов в радиоисточнике. Однако к моменту максимума всплеска (05:03:20 UT) в западной части петли степень поляризации увеличилась до нулевого, а в некоторых частях до положительного значения, что свидетельствует о смене доминирующей моды излучения.

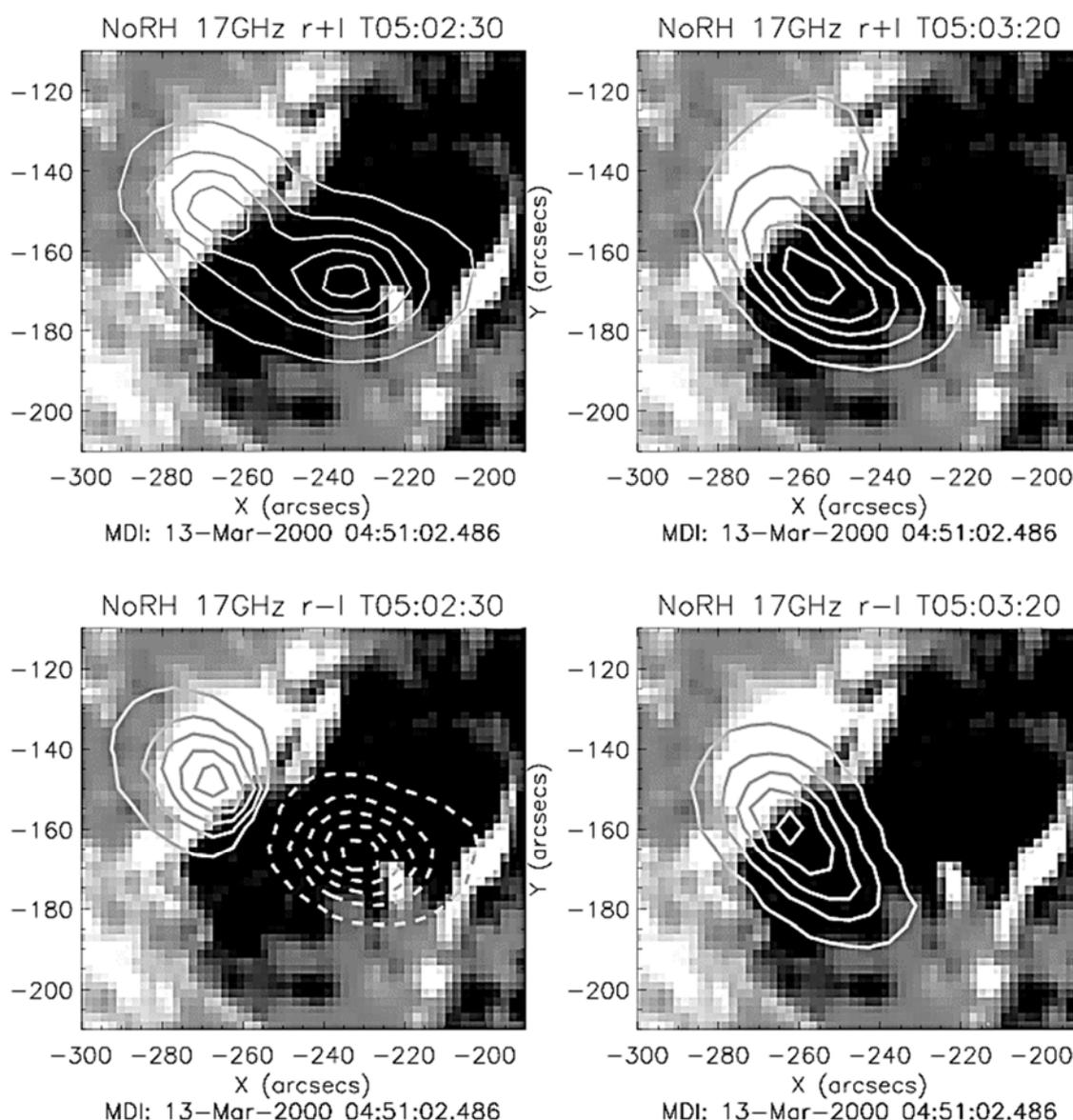


Рис. 2.19. Событие 13 марта 2000 г. Карты магнитного поля на уровне фотосферы по данным MDI/SOHO. Контурами показана интенсивность (верхняя панель) и параметр Стокса V (нижняя панель) радиоизлучения вспышки на частоте 17 ГГц на фазе роста (слева) и в пике всплеска (справа).

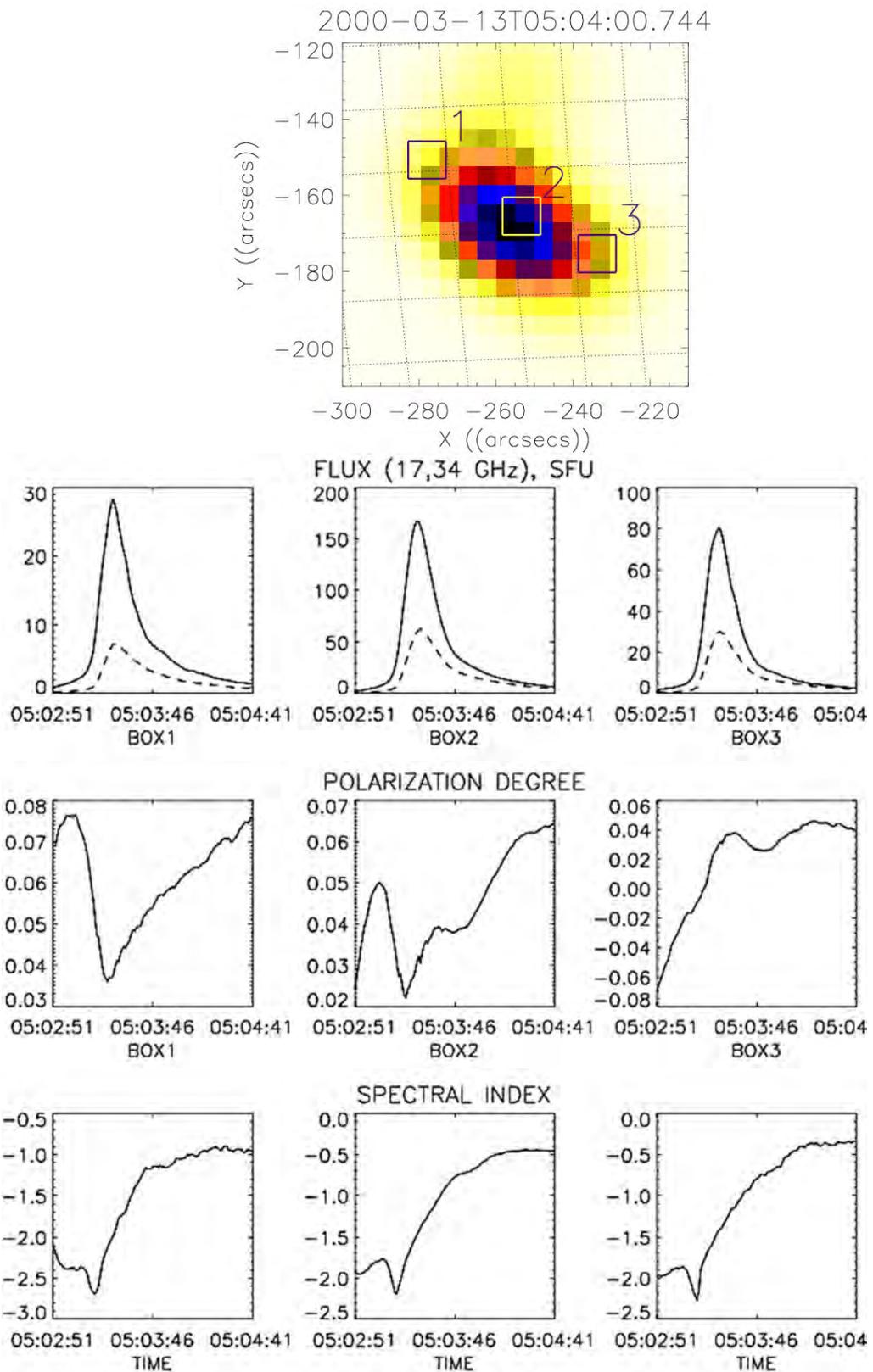


Рис. 2.20. Событие 13 марта 2000 г. Радиоизображение источника на частоте 17 ГГц и интегральные временные профили из боксов 1, 2 и 3: 1) потоков радиоизлучения на частоте 17 ГГц (сплошная линия) и 34 ГГц (штриховая линия); 2) степени поляризации излучения на частоте 17 ГГц; 3) показателя наклона спектра между частотами 17 и 34 ГГц.

На рисунке 2.20 показано радиоизображение вспышки на частоте 17 ГГц в момент максимума всплеска и временные профили потоков радиоизлучения, степени круговой

поляризации и показателя наклона спектра для трех участков вспышечной петли (боксов), показанных на радиокарте. Видно, что для боксов №1 и №2, соответствующих восточному основанию и вершине петли, степень поляризации все время остается положительной. В области же западного основания (бокс №3) поляризация из отрицательного значения в начале всплеска переходит через ноль и становится положительной, что говорит о смене моды микроволнового излучения.

Необходимо отметить, что временные профили степени поляризации коррелируют с временным профилем спектрального индекса. Однако его значение всегда остается отрицательным и уплощается после максимума всплеска, что свидетельствует о малой оптической толщине источника на 17 ГГц (см. [50]). Таким образом, доминирование обыкновенной моды в западном основании не может быть связано с эффектом большой оптической толщины. Длительность радиовсплеска, за время которого происходит изменение знака поляризации, составляет меньше минуты. Маловероятно, что за такое время над вспышечной петлей может образоваться область квазипоперечного магнитного поля, вызвав эффект инверсии мод. Поляризационные особенности вспышки 13 марта 2000 г. рассматривались в работе [28]. На основе совместного анализа радиокарт по данным NoRH и полного потока излучения, полученного радиополяриметром Нобеяма (NoRP) на частотах 3.75, 9.4, 17 и 35 ГГц сделан вывод, что смена знака поляризации в западном основании петли связана с излучением нетепловых позитронов, возникших в процессе вспышки.

Вспышка 22 октября 2014 г.

Вспышечная петля в данном событии, как и в предыдущем случае, находится далеко от солнечного лимба, поэтому линии магнитного поля в ее основаниях составляют острый угол с лучом зрения. При такой ориентации петли следует, очевидно, ожидать разный знак поляризации в ее основаниях, если нетепловые электроны генерируют ГС излучение в необыкновенной моде, поскольку направление магнитного поля в них противоположное. Однако в данном событии на протяжении всего всплеска поляризация в восточном (левом) и западном (правом) основаниях положительна (рис. 2.21, нижняя панель). По контурам радиояркости на частотах 17 и 34 ГГц, наложенным на карты фотосферного магнитного поля (рис. 2.21 верхняя панель), видно, что восточное основание ложится на область отрицательной магнитной

полярности, а западное – на область положительной магнитной полярности. Отсюда следует, что излучение в восточном основании в течение всего всплеска происходит в обыкновенной моде. По временным профилям (рис. 2.22) видно, что наклон спектра между частотами 17 и 34 ГГц на протяжении роста и максимума всплеска – отрицательный, и на фазе спада растет в область положительных значений, что, по всей видимости, вызвано эффектом Разина [50], а оптическая толщина источника на 17 ГГц меньше единицы. Отсутствие изменения знака поляризации в восточном основании петли в ходе вспышки говорит о том, что, скорее всего, доминирование обыкновенной моды здесь вызвано эффектом квазипоперечного распространения.

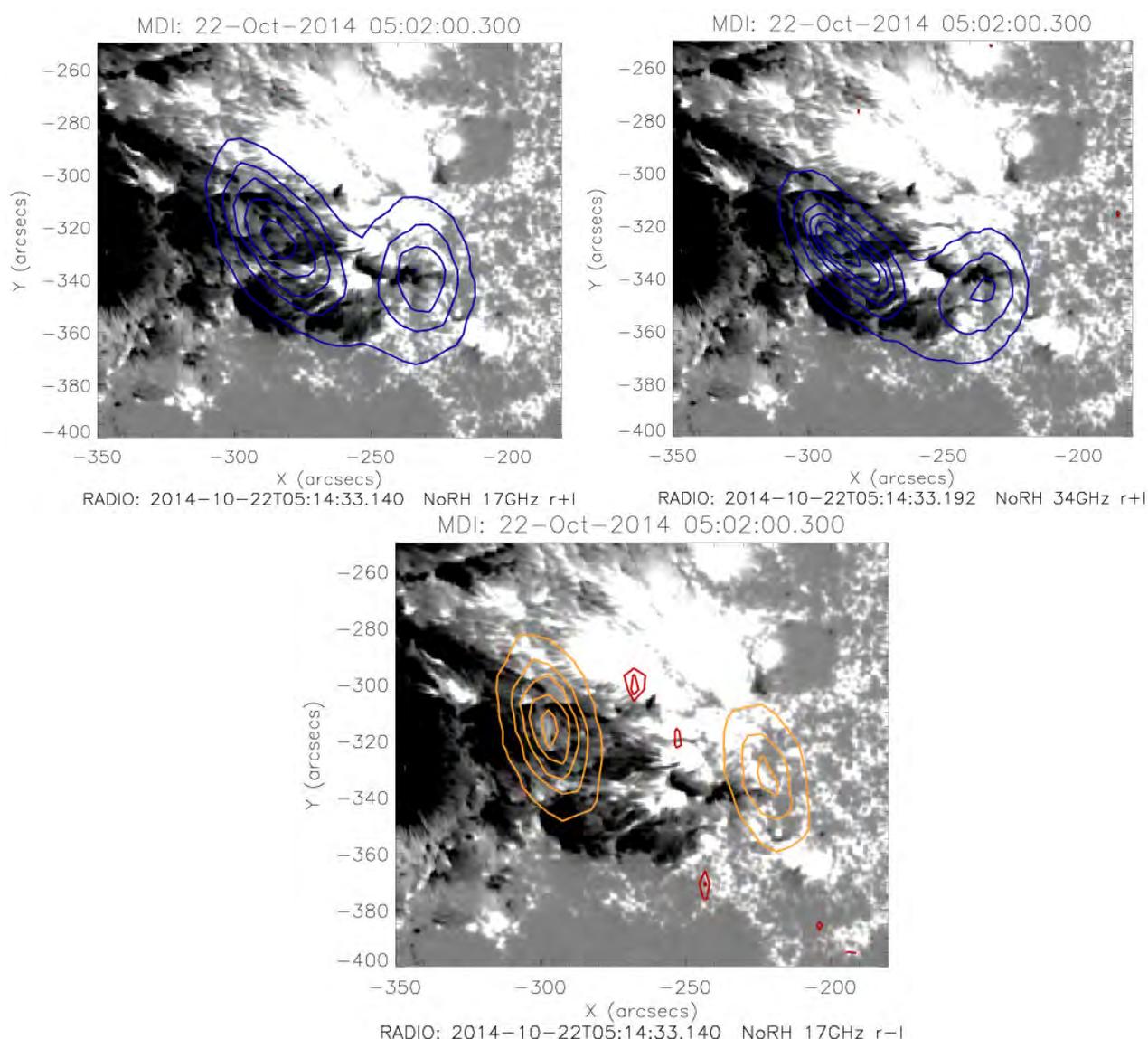


Рис. 2.21. Событие 22 октября 2014 г. Карты магнитного поля на уровне фотосферы по данным HMI/SDO. Контурами показана интенсивность излучения (верхняя панель) на частоте 17 ГГц (слева) и 34 ГГц (справа) и параметр Стокса V (нижняя панель) на частоте 17 ГГц в максимуме вспышки.

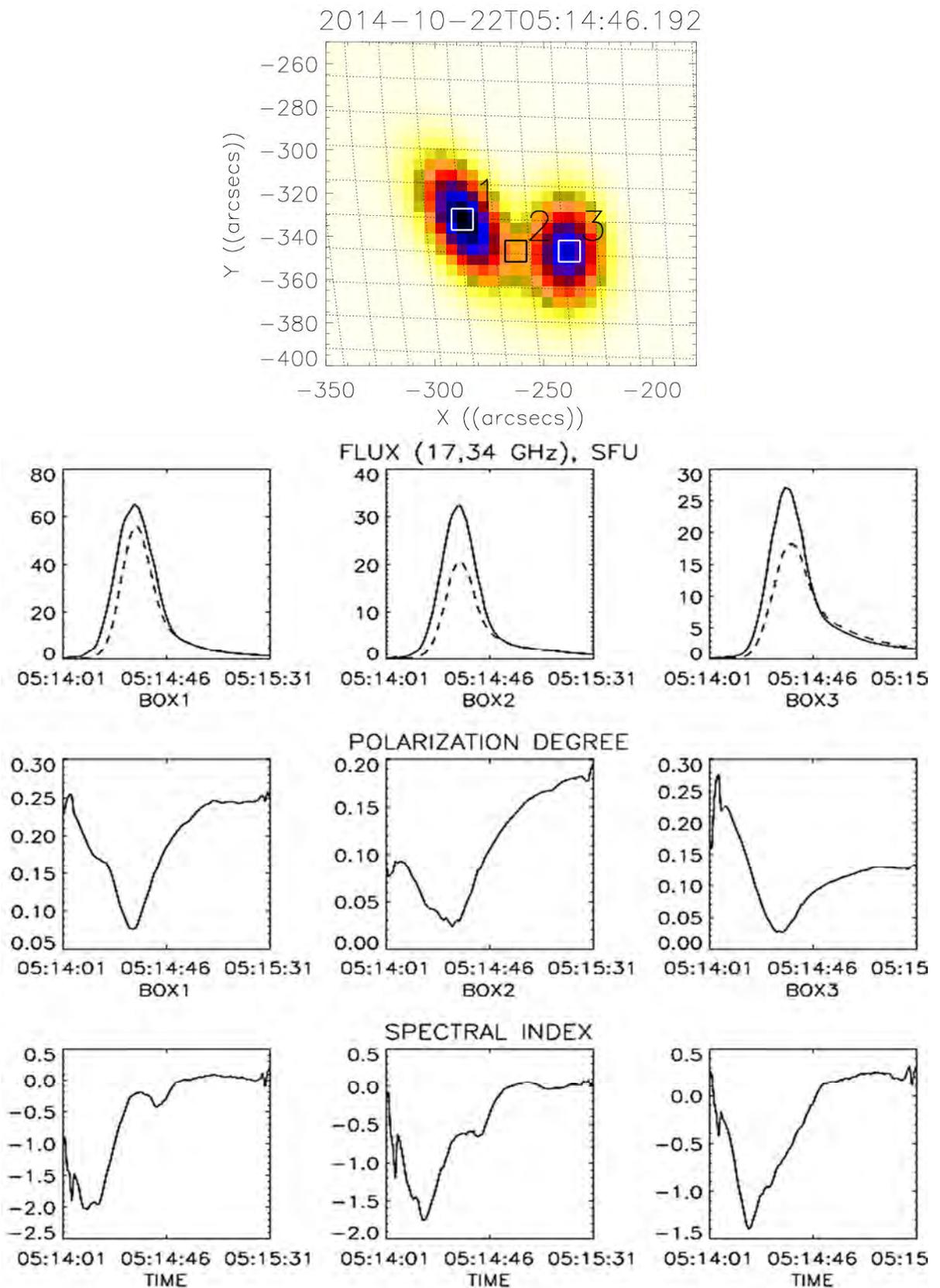


Рис. 2.22. Событие 22 октября 2014 г. Радиоизображение источника на частоте 17 ГГц и интегральные временные профили из боксов 1, 2 и 3: 1) потоков радиоизлучения на частоте 17 ГГц (сплошная линия) и 34 ГГц (штриховая линия); 2) степени поляризации излучения на частоте 17 ГГц; 3) показателя наклона спектра между частотами 17 и 34 ГГц.

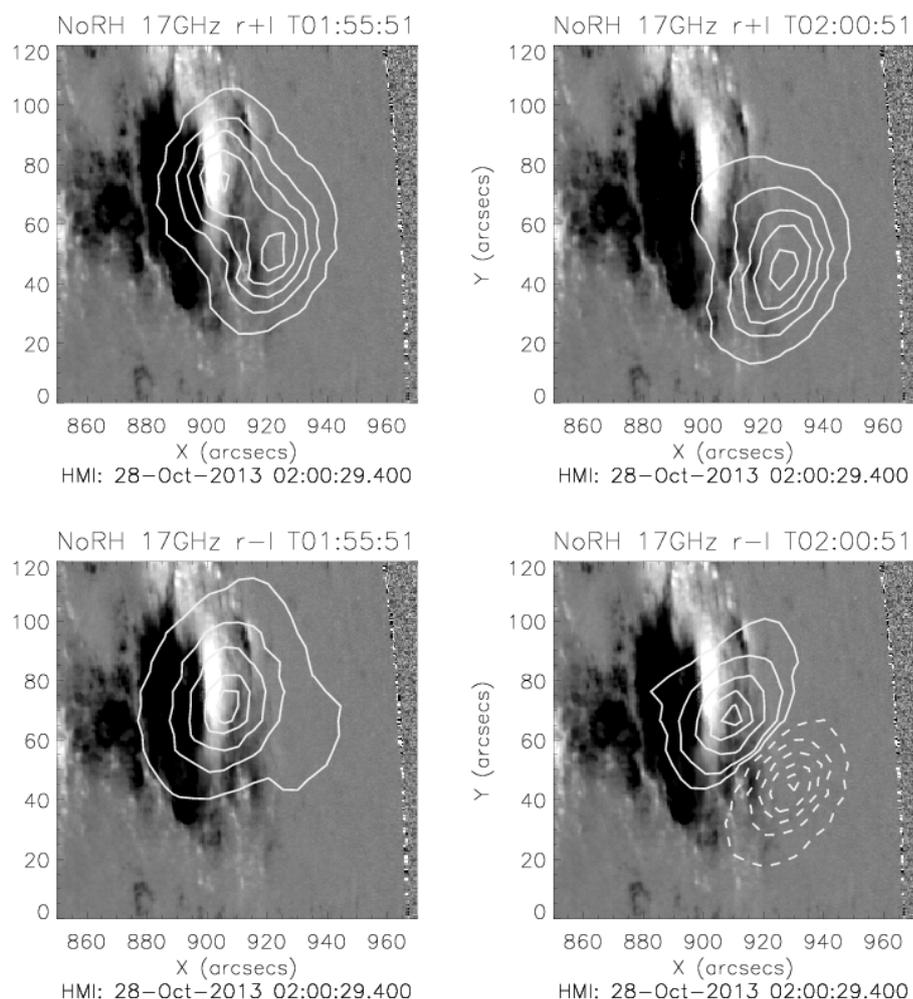


Рис. 2.23. Событие 28 октября 2013 г. Карты магнитного поля на уровне фотосферы по данным HMI/SDO. Контурами показана интенсивность (верхняя панель) и параметр Стокса V (нижняя панель) радиоизлучения вспышки на частоте 17 ГГц на фазе роста (слева) и в пике всплеска (справа).

Вспышка 28 октября 2013 г.

Данное событие произошло на западном лимбе Солнца. При такой ориентации вспышечной петли установить соответствие между наблюдаемыми правой/левой круговыми поляризациями и O-/X- модами ГС излучения нетепловых электронов по картам магнитного сложно (рис. 2.23). Из рисунка 2.23 видно, что распределение поляризации на фазе роста всплеска (01:55:51 UT) было положительным вдоль всей петли. Но к моменту максимума (02:00:51 UT) и на фазе спада знак поляризации в южной части источника становится отрицательным, что говорит о смене моды излучения. На временных профилях рисунка 2.24 видно, что во всех частях петли происходит уменьшение значения степени поляризации, а в вершине и южном основании (боксы 2 и 3) происходит смена ее знака.

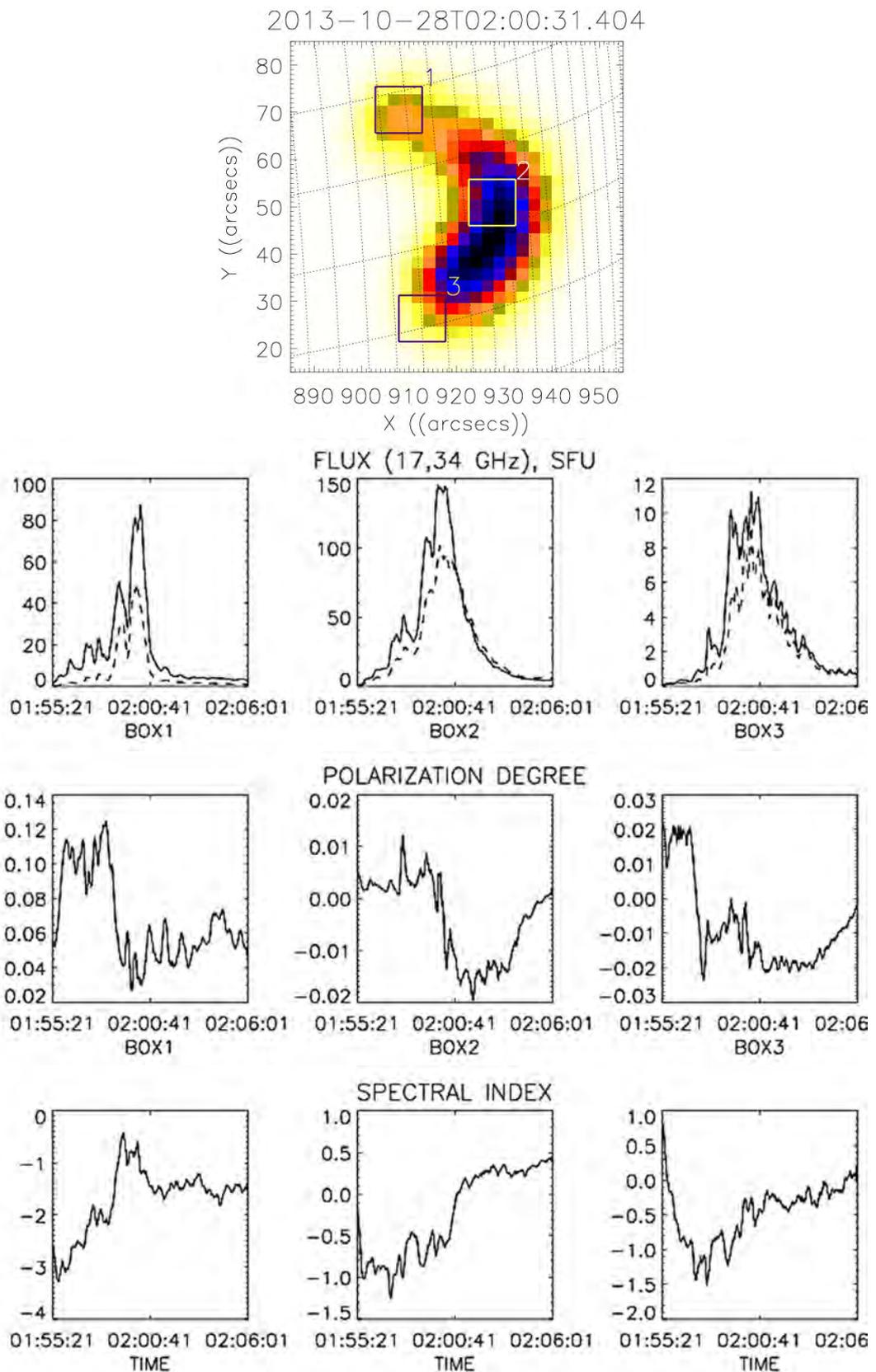


Рис. 2.24. Событие 28 октября 2013 г. Радиоизображение источника на частоте 17 ГГц и интегральные временные профили из боксов 1, 2 и 3: 1) потоков радиоизлучения на частоте 17 ГГц (сплошная линия) и 34 ГГц (штриховая линия); 2) степени поляризации излучения на частоте 17 ГГц; 3) показателя наклона спектра между частотами 17 и 34 ГГц.

От фазы максимума до пика всплеска во всех частях петли уменьшение степени поляризации сопровождается уменьшением наклона спектра между частотами 17 и 34 ГГц. Динамика спектрального индекса в вершине петли и в южном основании (непрерывное уплощение на протяжении всего всплеска) не дает оснований однозначно утверждать, что источник становится оптически толстым на 17 ГГц в момент максимума всплеска, т.к. положительный наклон спектра может быть вызван эффектом Разина [50]. Таким образом, преобладание О-моды ГС излучения в данном событии может быть связано с эффектом питч-угловой анизотропии электронов.

Вспышка 23 января 2012 г.

Геометрия вспышечной петли в событии 23 января 2012 г. и карты распределения магнитного поля на уровне фотосферы Солнца, а также динамика пространственного распределения параметра Стокса V (рис. 2.25) указывают на то, что вдоль всего радиоисточника вектор магнитного поля направлен на наблюдателя. На фазе роста всплеска параметр Стокса V принимает положительное значение как в северном, так и в южном основаниях вспышечной петли (рис. 2.25, нижний ряд слева). Дальнейшее возникновение в вершине петли и южной ноге области с отрицательным значением поляризации (рис. 2.25, нижний ряд справа) свидетельствует о том, что микроволновое излучение в них происходит в обыкновенной моде. На временных профилях степени круговой поляризации и показателя наклона спектра (рис. 2.26) из южной ноги (бокс 3) видно, что движение поляризации в область отрицательных значений сопровождается уменьшением значения показателя спектра (уплощением спектра), что может указывать на связь преобладания О-моды с увеличением оптической толщины. Однако степень поляризации продолжает находиться в области отрицательных значений и после фазы максимума всплеска, поэтому нельзя исключать эффект анизотропии нетепловых частиц.

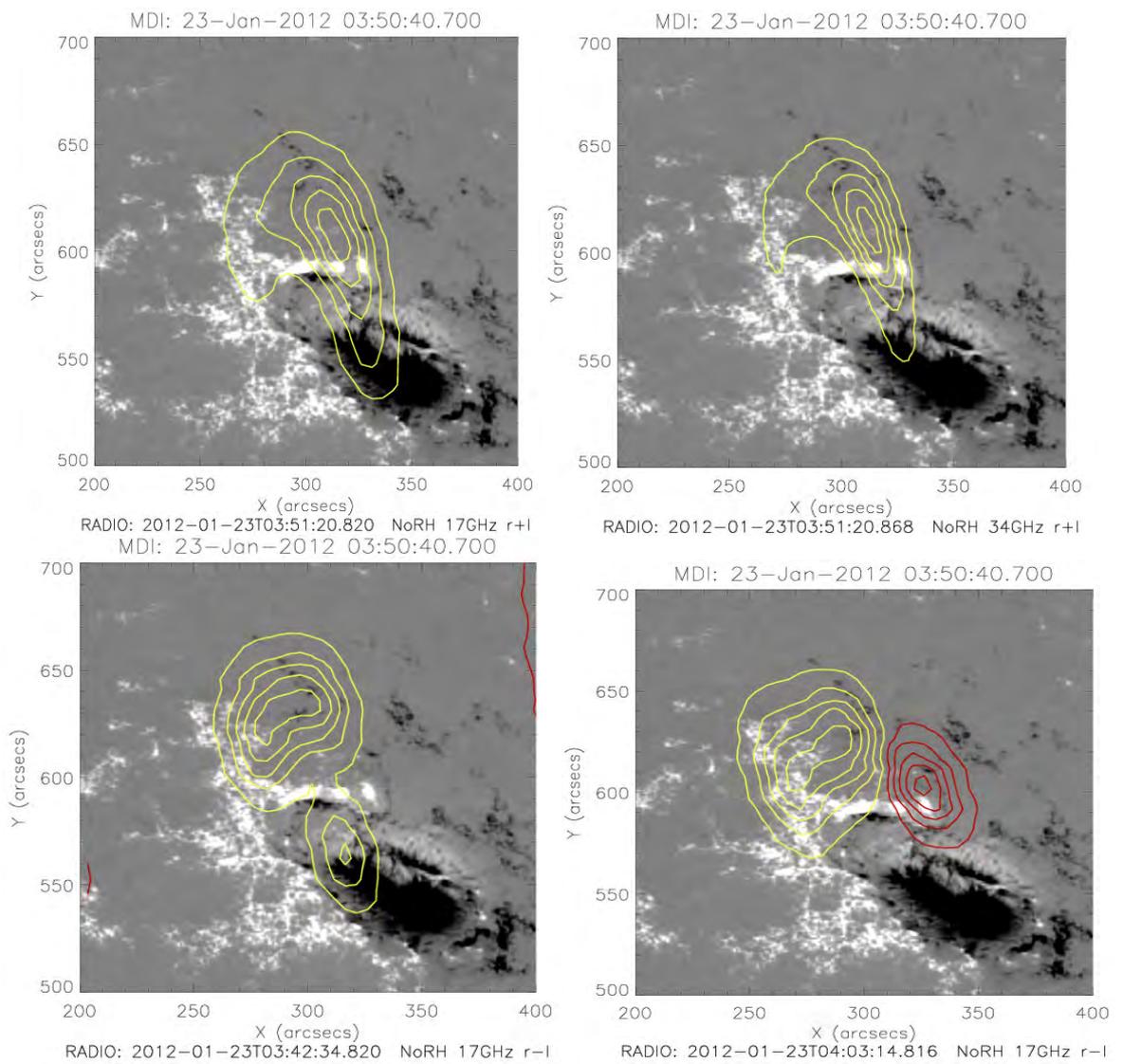


Рис. 2.25. Событие 23 января 2012 г. Карты магнитного поля на уровне фотосферы по данным HMI/SDO. Контурными показана интенсивность излучения (верхняя панель) на частоте 17 ГГц (слева) и 34 ГГц (справа) и параметр Стокса V (нижняя панель) на частоте 17 ГГц на фазе роста вспышки (слева) и на фазе спада (справа).

2012-01-23T04:06:55.868

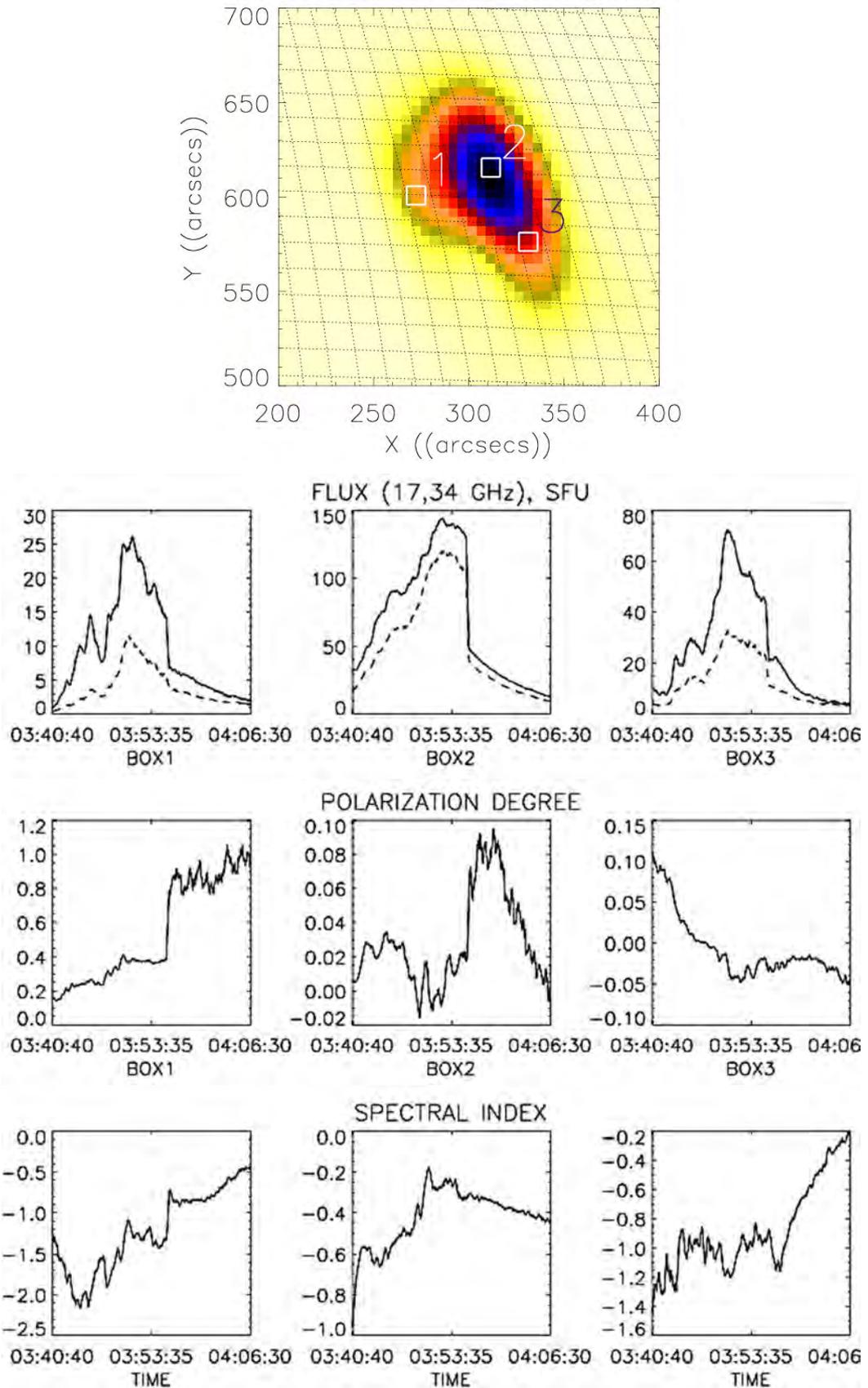


Рис. 2.26. Событие 23 января 2012 г. Радиоизображение источника на частоте 17 ГГц и интегральные временные профили из боксов 1, 2 и 3: 1) потоков радиоизлучения на частоте 17 ГГц (сплошная линия) и 34 ГГц (штриховая линия); 2) степени поляризации излучения на частоте 17 ГГц; 3) показателя наклона спектра между частотами 17 и 34 ГГц.

Вспышка 17 мая 2012 г.

Анализируя временные профили в данном событии (рис. 2.28), можно видеть, что в южной части петли (боксы 2, 3) происходит изменение степени поляризации с положительных значений до отрицательных на фазе максимума вспышки, что может указывать на доминирование обыкновенной моды. Однако, если внимательно рассмотреть карты радиояркости на частоте 34 ГГц (рис. 2.29), можно заметить присутствие двух отдельных вспышечных петель, расположенных рядом друг с другом. Таким образом, излучение, принимаемое из разных боксов, скорее всего, происходит из различных петель с разной ориентаций, что и вызывает пространственное и временное изменение степени поляризации. В пользу этого предположения также говорит заметное отличие временного поведения потоков излучения из области 3 на частотах 17 и 34 ГГц от наблюдаемого в областях 1 и 2.

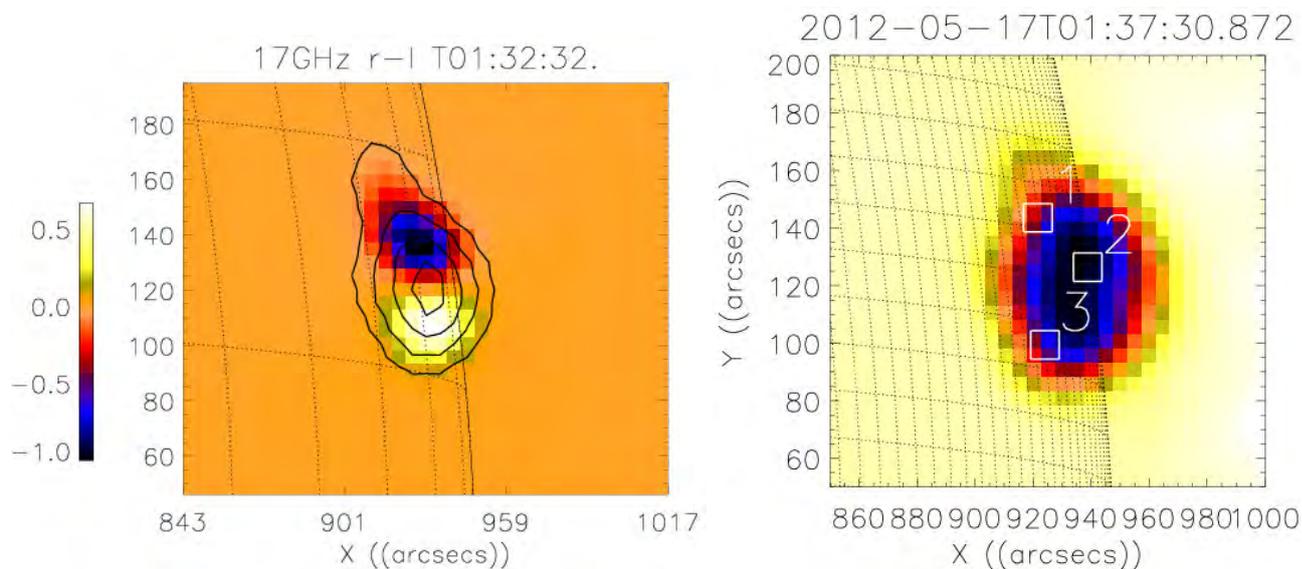


Рис. 2.27. Событие 17 мая 2012 г. Карты пространственного распределения параметра Стокса V (слева) и интенсивности излучения (справа) на частоте 17 ГГц на фазе максимума вспышки. Контурями (слева) показано распределение интенсивности излучения на 17 ГГц, а квадратиками (справа) – боксы, для которых построены интегральные характеристики излучения на рисунке 2.28.

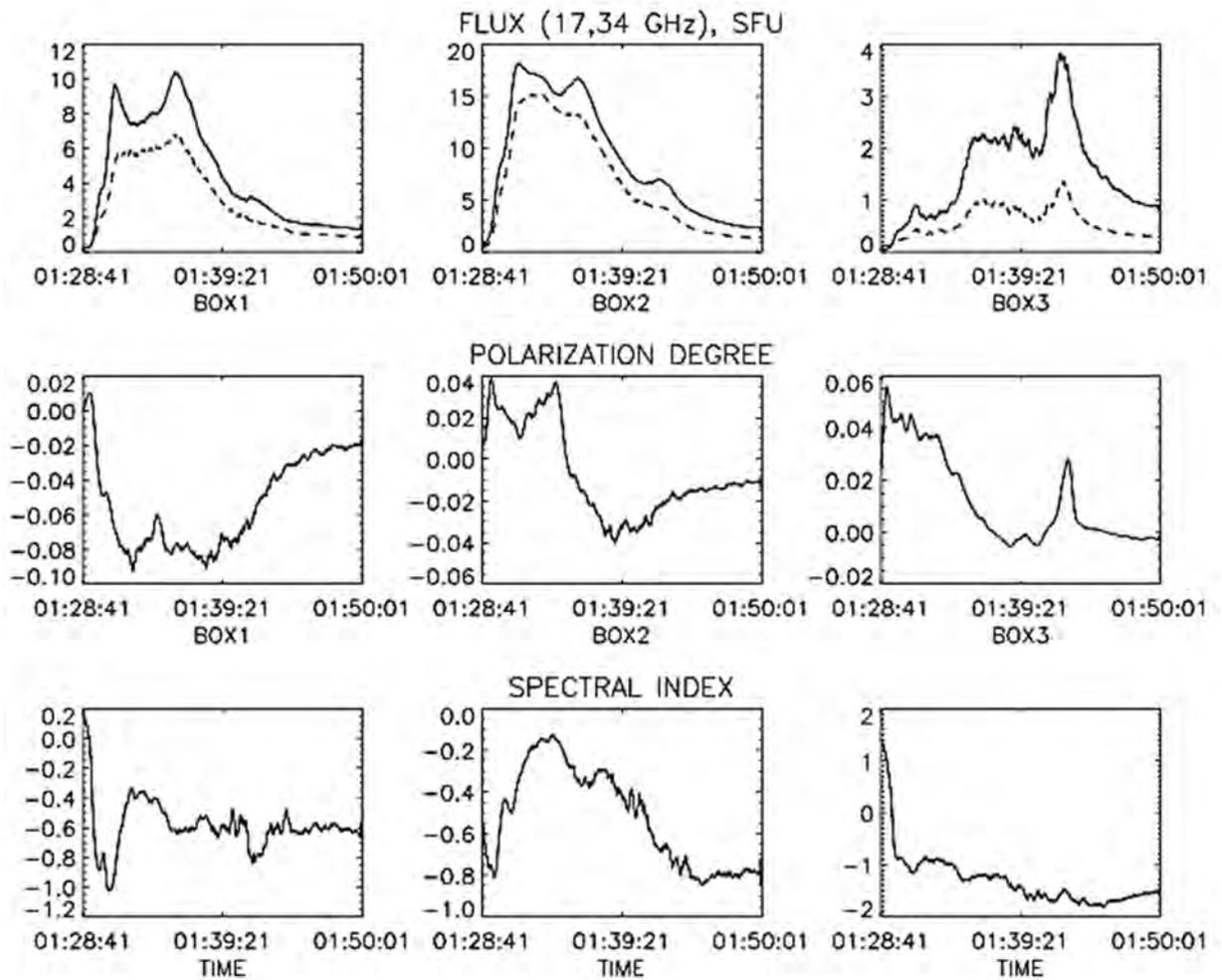


Рис. 2.28. Событие 17 мая 2012 г. Интегральные временные профили из боксов 1, 2 и 3 (рис. 2.27): 1) потоков радиоизлучения на частоте 17 ГГц (сплошная линия) и 34 ГГц (штриховая линия); 2) степени поляризации излучения на частоте 17 ГГц; 3) показателя наклона спектра между частотами 17 и 34 ГГц.

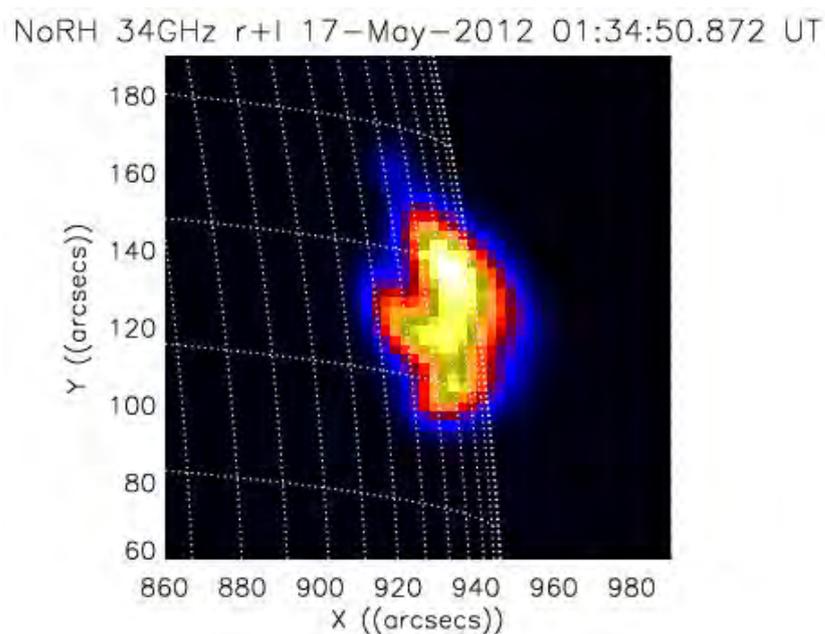


Рис. 2.29. Событие 17 мая 2012 г. Карта радиояркости на частоте 34 ГГц.

Вспышка 25 сентября 2011 г.

Данное событие произошло на западном солнечном лимбе, поэтому однозначно установить какой моде соответствует правая и левая круговые поляризации не представляется возможным. Временные профили степени круговой поляризации из оснований на рисунке 2.31 (боксы 1 и 3) и вершины петли (бокс 2) имеют схожее временное поведение по абсолютному значению, но противоположны по знаку. Перераспределения знака поляризации вдоль петли со временем не происходит, поэтому нельзя точно утверждать, что его пространственная инверсия в данном событии связана со сменой доминирующей моды. Подобное распределение поляризации скорее всего вызвано геометрией магнитного поля, либо эффектом квазипоперечного распространения.

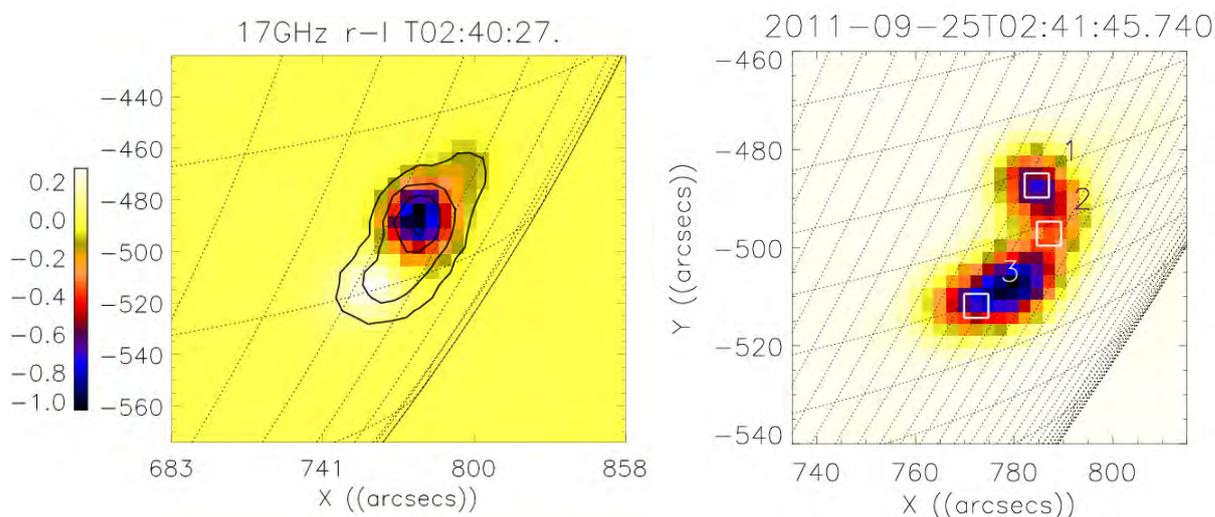


Рис. 2.30. Событие 25 сентября 2011 г. Карты пространственного распределения параметра Стокса V (слева) на частоте 17 ГГц и интенсивности излучения (справа) на частоте 34 ГГц на фазе максимума вспышки. Контурями (слева) показано распределение интенсивности излучения на 17 ГГц, а квадратиками (справа) – боксы, для которых построены интегральные характеристики излучения на рисунке 2.31.

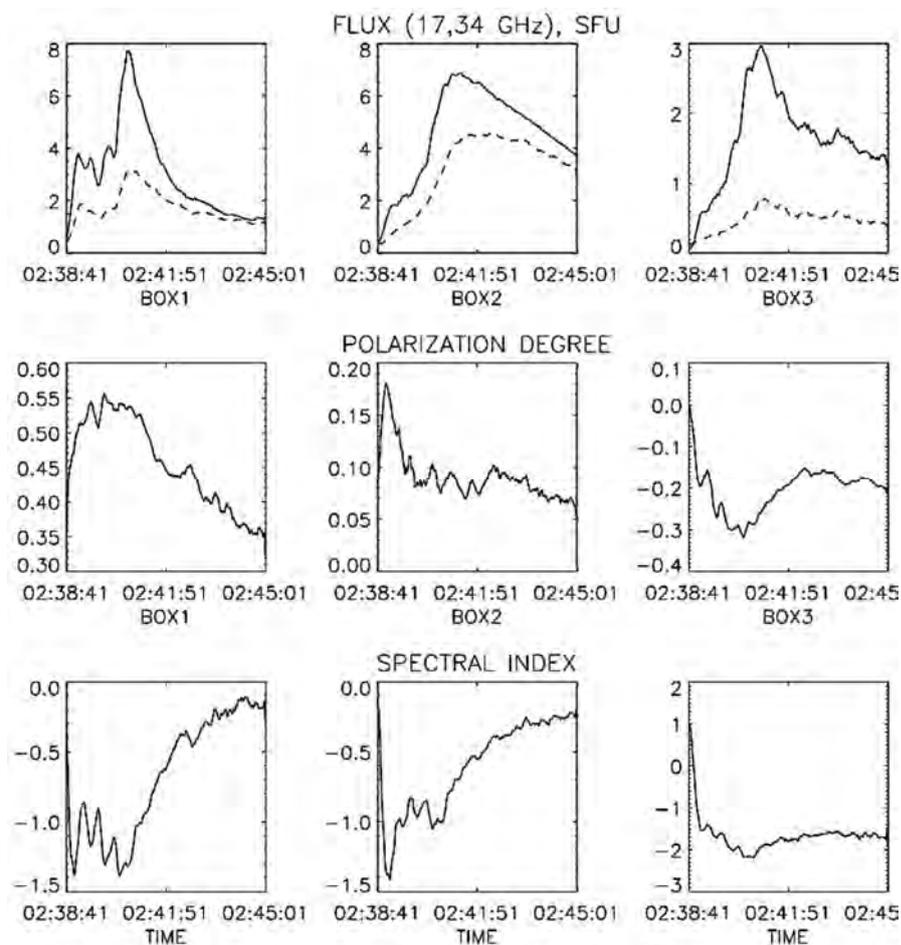


Рис. 2.31. Событие 25 сентября 2011 г. Интегральные временные профили из боксов 1, 2 и 3 (рис. 2.30): 1) потоков радиоизлучения на частоте 17 ГГц (сплошная линия) и 34 ГГц (штриховая линия); 2) степени поляризации излучения на частоте 17 ГГц; 3) показателя наклона спектра между частотами 17 и 34 ГГц.

Обсуждение результатов

Проведенный анализ показал, что, по крайней мере, в четырех из шести рассмотренных вспышек в определенной части петли наблюдается доминирование обыкновенной моды микроволнового излучения на частоте 17 ГГц. В двух событиях (28 октября 2013 г., 23 января 2012 г.) это явление может быть связано с формированием квазипродольной пичч-угловой анизотропии нетепловых электронов. Во вспышке 13 марта 2000 г., произошедшей вблизи центра солнечного диска, изменение знака поляризации наблюдается в ноге петли, т.е. под острым углом к линиям магнитного поля. Поэтому смена знака поляризации из-за продольной анизотропии очень маловероятна, так как гиросинхротронное излучение квазипродольного пучка электронов в обыкновенной моде происходит при углах зрения, близких к 90 градусам. В данном событии, как говорилось выше, за смену знака поляризации могут быть

ответственны нетепловые позитроны [28]. Во вспышке 22 октября 2014 г. одинаковый знак поляризации вдоль всей петли формируется вероятнее всего благодаря эффекту квазипоперечного распространения. Это предположение подтверждается результатами восстановления коронального магнитного поля по фотосферным значениям, выполненного в работе [78]. Моделирование микроволнового излучения, проведенное нами с помощью программного пакета GX simulator [68], показало, что конфигурация магнитного поля в окрестности вспышечной петли приводит к инверсии поляризации микроволнового излучения на частоте 17 ГГц в левой ноге петли (рис.2.32).

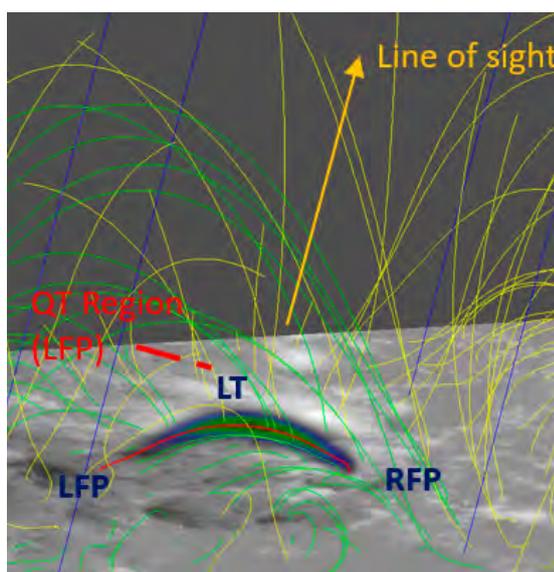


Рис. 2.32. Модель петли и конфигурация магнитного поля [78] в активной области события 22 октября 2014 г. Пунктиром отмечена область квазипоперечного (КПР) по отношению к лучу зрения магнитного поля.

2.4 Выводы к главе 2

Сформулируем основные результаты второй главы диссертации.

- 1) В солнечной вспышке 19 июля 2012 г. обнаружено необычное распределение микроволнового излучения вдоль вспышечной петли на частоте 17 ГГц, характеризующееся инверсией знака круговой поляризации в вершине относительно оснований и сменой знака поляризации со временем в ногах петли.
- 2) Проведено восстановление концентрации нетепловых электронов, показателя их степенного энергетического спектра, магнитного поля и угла зрения для трех различных участков вспышечной петли события 19 июля 2012 г. на основе метода

фитирования по данным радиогелиографа Нобеяма. В результате установлено, что в области инверсии знака поляризации получить адекватные значения восстанавливаемых параметров, объясняющих наблюдаемые потоки и поляризацию излучения, возможно только при наличии питч-угловой анизотропии нетепловых электронов.

- 3) На основе трехмерного моделирования микроволнового излучения вспышечной петли с использованием расчета кинетики нетепловых электронов в магнитной ловушке показано, что обнаруженные поляризационные особенности в событии 19 июля 2012 г. могут быть объяснены формированием в вершине вспышечной петли квазипродольной питч-угловой анизотропии. При этом инверсия знака поляризации излучения в вершине петли связана с доминированием обыкновенной моды микроволнового излучения.
- 4) Из базы данных радиогелиографа Нобеяма для более чем 40 солнечных вспышек выполнен поиск событий с признаками доминирования обыкновенной моды микроволнового излучения и квазипродольной питч-угловой анизотропии электронов. На основе анализа временных профилей и карт радиояркости на частотах 17 и 34 ГГц и карт фотосферного магнитного поля обнаружены 4 вспышки, в которых излучение на частоте 17 ГГц наблюдается в обыкновенной моде. В двух событиях доминирование обыкновенной моды может быть связано с формированием квазипродольных пучков электронов.

Глава 3

Суб-терагерцовое излучение солнечных вспышек

3.1 Введение

Различные наблюдения непрерывного микроволнового излучения солнечных вспышек в диапазоне от 3 до 80 ГГц, как говорилось в главе 1, показывают, что их типичный микроволновый спектр имеет колоколообразную форму с максимум в районе 10 ГГц [48] (рис. 3.1). Подобная спектральная зависимость объясняется гиросинхротронным излучением нетепловых электронов в корональных магнитных полях, имеющих степенное распределение по энергиям в диапазоне от 10 кэВ до 10 МэВ [23]. Теоретические расчеты показывают, что выше частоты спектрального максимума интенсивность гиросинхротронного излучения непрерывно уменьшается [23].

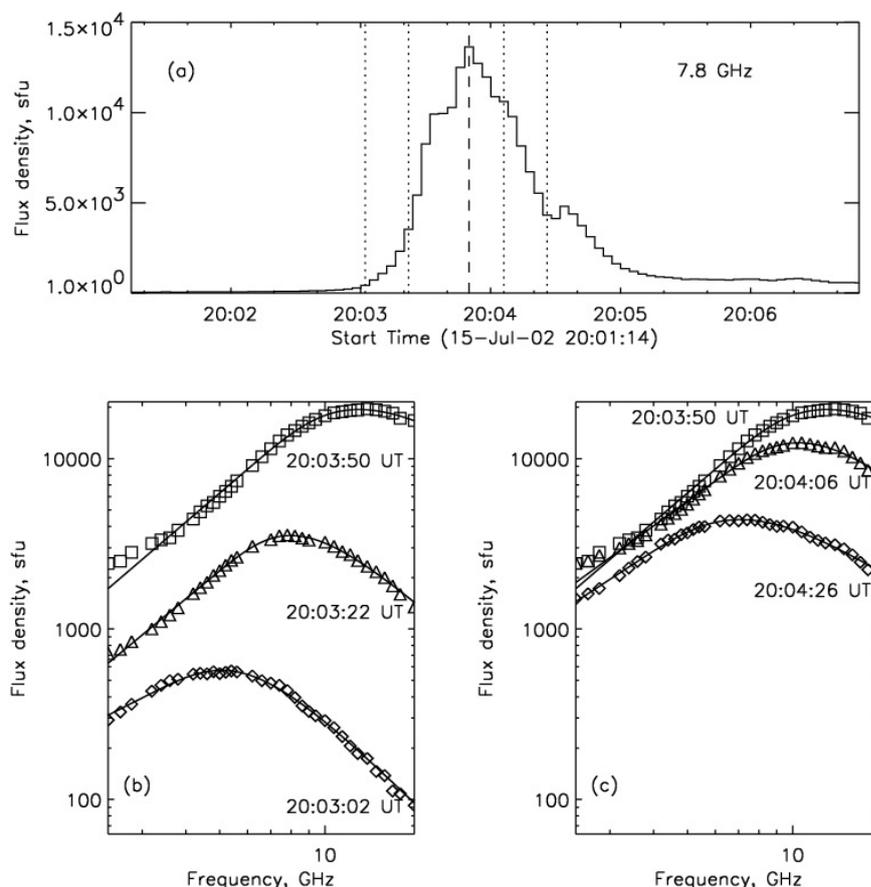


Рис. 3.1. Временной профиль микроволнового всплеска на частоте 7.8 ГГц (верхняя панель) для события 15 июля 2002 г. и частотный спектр наблюдаемого непрерывного микроволнового излучения в различные моменты времени (нижняя панель), соответствующие вертикальным линиям на временном профиле, полученные по данным радиобсерватории OVSA (Калифорния, США) [57].

В XXI веке стали доступны солнечные радионаблюдения на частотах выше 100 ГГц благодаря Солнечному Субмиллиметровому Телескопу [38] и Кельнской Обсерватории Миллиметровой и Субмиллиметровой астрономии [54]. Эти радиотелескопы начали работу в так называемом суб-терагерцовом (или суб-миллиметровом) диапазоне на частотах около 200 и 400 ГГц. Наблюдения солнечных вспышек на данных инструментах показали, что большинство событий имеют отрицательный наклон спектра между 200 и 400 ГГц, т.е. спектральный поток радиоизлучения может рассматриваться как продолжение гиротронного спектра [87, 72, 54, 31] (рис. 3.2 слева). Однако в ряде других вспышек неожиданно был обнаружен рост суб-терагерцового (суб-ТГц) излучения с частотой (рис. 3.2 справа) в течение как импульсной фазы, так и на фазе спада микроволнового всплеска [39, 79, 41].

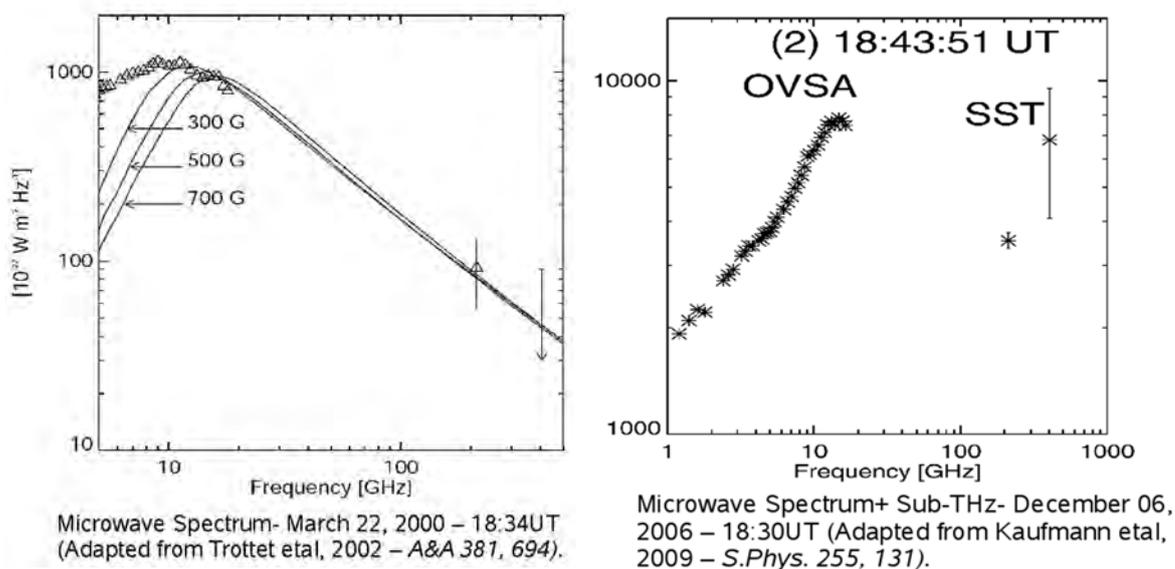


Рис. 3.2. Частотный спектр потока микроволнового излучения по данным OVSA и SST для событий 22 марта 2000 г. с обычным спектром в суб-ТГц области (слева), и 6 декабря 2006 г. с ростом спектра между частотами 212 и 405 ГГц.

Подобное поведение спектра не согласуется с привычной теорией. Для объяснения обнаруженной спектральной особенности было предложено, что в сантиметровом диапазоне излучение, как обычно, генерируется в корональных вспышечных петлях, а в суб-миллиметровом – некоторым дополнительным источником. В первую очередь логично предположить, что это оптически толстый источник теплового тормозного или гиротронного излучения. Оценки концентрации и меры эмиссии вспышечной плазмы с температурой около 10 МК, суб-ТГц излучение которой описывало бы наблюдаемый спектр, дают значения порядка 10^{12} см^{-3} и 3×10^{51}

см^{-3} , если источник достаточно компактный (<20 угл. сек.). При этом интенсивность его рентгеновского излучения должна быть заметно выше, чем обычно наблюдается в солнечных вспышках [26]. Если задать меньшую плазменную температуру (около 1 МК), для создания наблюдаемых суб-ТГц потоков (выше 1000 sfu) требуется размер источника, значительно превышающий наблюдаемый в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах [26]. В случае гиротронного механизма для того, чтобы частота максимума спектра была выше 400 ГГц, и интенсивность излучения соответствовала наблюдениям, магнитное поле в источнике должно превышать 2000 Гс, а его размер составлять меньше 1 угл. сек [79], что является довольно экстремальными значениями параметров.

В работе [6] показано, что генерация суб-миллиметрового излучения может происходить в основаниях вспыхивающих петель при наличии плотной хромосферной плазмы, в то время как излучение в сантиметровом диапазоне идет из вершины петли, где концентрация плазмы значительно меньше. Положительный наклон спектра на суб-ТГц частотах обусловлен сильным подавлением Раина. При этом концентрация фоновой плазмы в основаниях петель должна составлять 10^{12} - 10^{13} см^{-3} при напряженности магнитного поля от 400 до 100 Гс соответственно. Также авторами различных работ были рассмотрены другие специфические механизмы генерации суб-ТГц излучения с положительным наклоном спектра, такие как: черенковское излучение из хромосферных слоев [26], синхротронное излучение релятивистских позитронов [26], обратное комптоновское рассеяние [37], синхротронное излучение в стохастической среде [26], плазменный механизм [98]. Однако все эти модели сталкиваются с теми или иными трудностями при интерпретации и не могут быть до конца проверены на основе имеющихся наблюдений.

Таким образом, загадочное поведение микроволнового спектра на высоких частотах привлекает большое внимание исследователей, и его всестороннее изучение с привлечением новейших данных наблюдений, возможно, позволит с другой стороны взглянуть на физику солнечных вспышек, лучше понять процессы и условия, связанные с их возникновением.

Наблюдения в суб-ТГц диапазоне, обсуждаемые выше, велись на частотах больше 200 ГГц, в то время как диапазон 100-200 ГГц оставался недоступным до недавнего времени. Наблюдения в частотном диапазоне от 100 до 200 ГГц важны для улучшения

спектрального покрытия радиоизлучения вспышек и для изучения слабых «суб-терагерцовых» событий, которые, возможно, случаются чаще, чем сильные вспышки [20] и характеризуются более простой магнитной конфигурацией. По этой причине в 2012 году на частотах 93 и 140 ГГц вновь начал работу радиотелескоп Московского государственного технического университета им. Н.Э. Баумана РТ-7.5, г. Дмитров [74, 82]. Интересно, что по результатам его наблюдений также обнаружены солнечные вспышки с положительным наклоном суб-ТГц (между 93 и 140 ГГц) спектра.

Третья глава диссертации посвящена изучению природы суб-терагерцового излучения солнечных вспышек. Представленные здесь исследования, главным образом касаются интерпретации наблюдаемого положительного наклона вспышечного радиоспектра в неисследованном ранее диапазоне 100 – 200 ГГц. Для этих целей совместно с миллиметровым также проведен анализ сантиметрового, ультрафиолетового, мягкого и жесткого рентгеновского излучений по данным наземных и космических обсерваторий. Результаты третьей главы диссертации основаны на работах [89, 8, 63, 64, 90]

3.2 Данные наблюдений

Исследование вспышечного суб-терагерцового излучения в рамках данной главы проводилось по данным наблюдений радиотелескопа РТ-7.5 МГТУ им. Баумана [74, 82], (г. Дмитров, Московская область). Конструкция телескопа представляет собой одиночную антенну диаметром 7.75 м с супергетеродинными приемниками, установленными по квазиоптической схеме, что позволяет выполнять радионаблюдения на частотах 93 и 140 ГГц (3.2 и 2.2 мм) одновременно. Ширина диаграммы направленности антенны по уровню половинной мощности равна 1.5 и 2.5 угл. мин. на 140 и 93 ГГц соответственно. Временное разрешение инструмента – 1 с. При этом чувствительность приемников составляет около 0.3 К. Методы калибровки телескопа подробно описаны в работе [89].

За период работы с 2012 по 2019 гг. РТ-7.5 были зарегистрированы 13 солнечных вспышек (таблица 3.1). В результате обнаружено, что в относительно слабых событиях рентгеновского класса ниже M1.8 (по GOES) суб-миллиметровое излучение незначительно превышало фоновое на частотах 93 и 140 ГГц. Только для трех наиболее

мощных вспышек: 4 июля 2012 г. (M5.2), 5 июля 2012 г. (M6.1) и 2 апреля 2017 г. (M6.4) удалось обнаружить отчетливый миллиметровый всплеск. Удивительным оказалось, что поток излучения на 140 ГГц превышал поток на 93 ГГц на протяжении всех трех вспышек (рис. 3.3).

Таблица 3.1 Список солнечных вспышек, наблюдаемых радиотелескопом РТ-7.5, и их основные параметры.

№	Дата	АО	Рентгеновский класс	Время начала	Время окончания
1	2012-07-03	11515	C2.8	06:05	06:12
2	2012-07-04	11515	M5.3	9:54:30	09:56
3	2012-07-05	11515	M6.1	11:39	11:49
4	2012-07-06	11515	C7.4	07:02	07:10
5	2012-07-06	11515	C3.8	09:13	09:29
6	2012-07-06	11515	M1.8	10:24	10:32
7	2012-07-09	11520	C7.9	08:05	08:58
8	2012-07-10	11520	C5.5	12:08	12:31
9	2012-07-10	11520	C4.6	12:37	12:49
10	2012-07-13	11520	C1.5	11:07	11:13
11	2012-07-02	11582	C1.1	09:00	09:06
12	2012-07-16	11723	C1.3	07:30	07:47
13	2017-04-02	12644	M6.4	07:00	09:00

Для изучения природы суб-миллиметрового излучения событий 4 июля 2012 г., 5 июля 2012 г. и 2 апреля 2017 г. использовались многоволновые наблюдения в микроволновом, ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах, полученные на космических и наземных инструментах. В сантиметровом диапазоне применялись наблюдательные данные Сети солнечных радиотелескопов (RSTN) [32] на частотах 5, 8.8 и 15 ГГц (станции Сан Вито), а также Кисловодской горной астрономической станции (6.1 ГГц) и Радиообсерватории Метсахови (11.7 ГГц) [97], обладающих временным разрешением 1 с. и принимающих сигнал полного диска Солнца. Ультрафиолетовая и рентгеновская диагностика проводилась по данным космических телескопов SDO/AIA [51], RHESSI [52] и GOES [95]. Данные инструменты чувствительны к излучению солнечной плазмы в различных температурных диапазонах: 0.5-20 МК (AIA), 4-40 МК (GOES) и выше 10 МК (RHESSI). Телескоп RHESSI также позволяет принимать жесткое рентгеновское излучение в различных энергетических диапазонах, генерируемое обычно во вспышках нетепловыми ускоренными

электронами, что позволяет проводить их диагностику. Дополнительно привлекались данные спутника Конус-Винд [12], работающего в каналах энергий 20-76, 76-302 и 302-1143 кэВ, в случае, когда RHESSI не вел наблюдения.

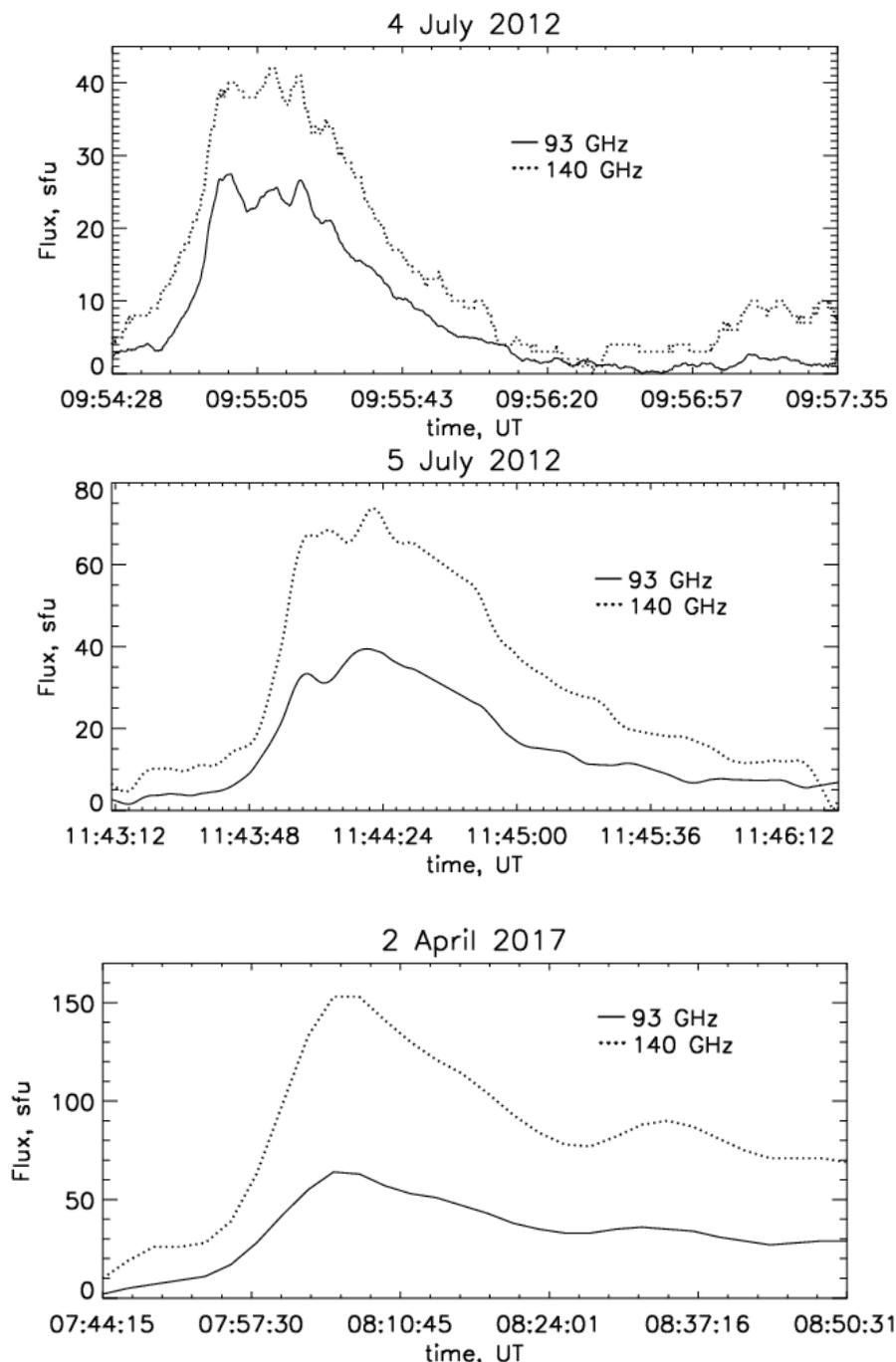


Рис. 3.3. Временные профили миллиметрового радиоизлучения на частотах 93 ГГц (сплошная линия) и 140 ГГц (пунктирная линия) по данным радиотелескопа МГТУ им. Баумана РТ-7.5 для солнечных вспышек: 4 июля 2012 г. (верхняя панель), 5 июля 2012 г. (средняя панель), 2 апреля 2017 г. (нижняя панель).

Спектры микроволнового излучения солнечных вспышек 4 июля 2012 г., 5 июля 2012 г. и 2 апреля 2017 г. в момент максимума их миллиметрового всплеска представлены на рисунке 3.4. Вертикальными линиями показаны диапазоны

погрешности измерения наблюдаемых потоков, которые составляют 15% и 30% на частотах 93 и 140 ГГц. Как видно, наряду с обнаруженным положительным наклоном в миллиметровом диапазоне спектры имеют локальный максимум в сантиметровой области, что свидетельствует о наличии коронального источника гиротронного излучения.

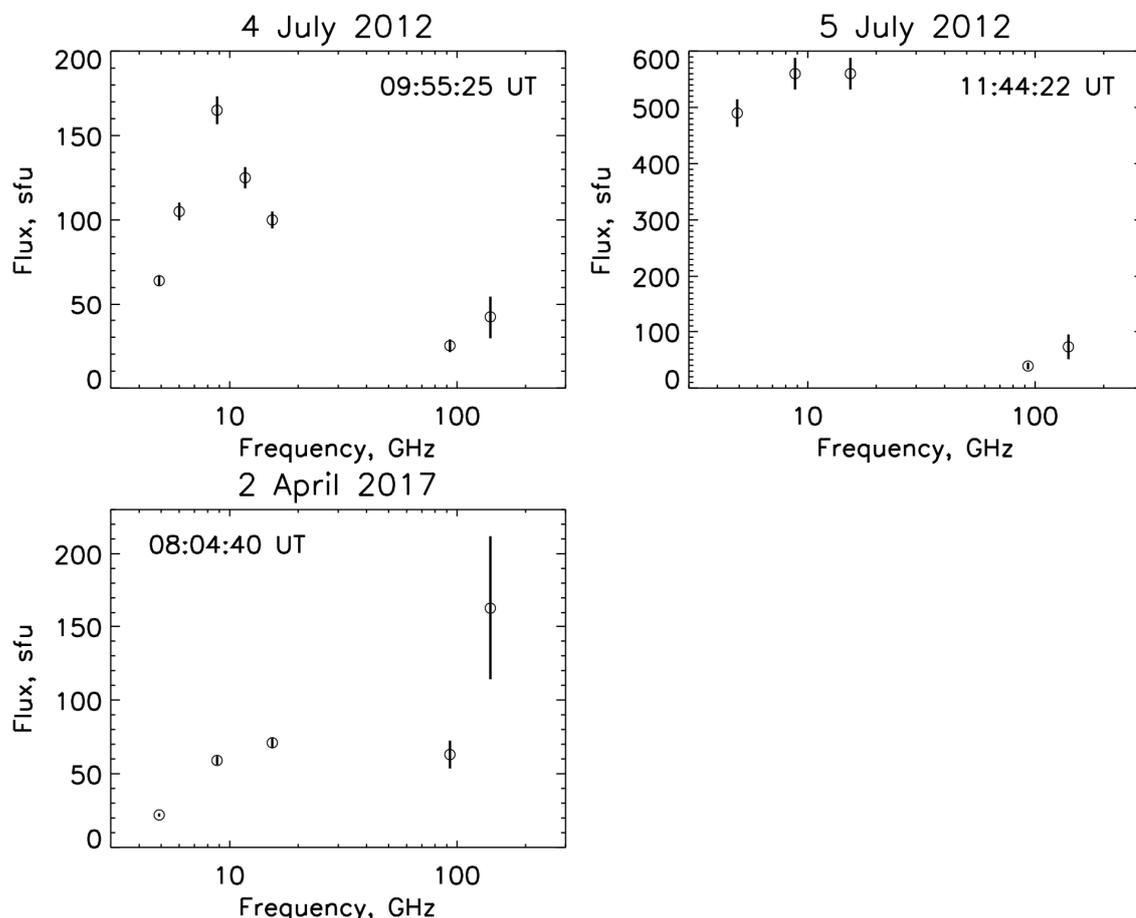


Рис. 3.4. Микроволновые спектры солнечных вспышек 4 июля 2012 г., 5 июля 2012 г. и 2 апреля 2017 г. на момент максимума всплеска на частоте 140 ГГц, полученные по данным радиобсерваторий Kislovodsk (6.1 ГГц), Metsahovi (11.7 ГГц), RSTN (San Vito, 8.8 ГГц) и RT-7.5 МГТУ им. Баумана (93 и 140 ГГц). Вертикальными линиями показы диапазоны погрешности измерения потоков.

На рисунках 3.5–3.7 представлены временные профили сантиметрового, суб-миллиметрового, мягкого и жесткого рентгеновского излучений обсуждаемых событий. Видно, что во всех диапазонах, кроме мягкого рентгеновского, во вспышках 4 и 5 июля 2012 г. наблюдаются отчетливые пульсации. Максимум миллиметрового всплеска в событии 4 июля 2012 г. запаздывает на 20 сек относительно максимумов сантиметрового и жесткого рентгеновского излучений и совпадает с максимумом мягкого рентгеновского временного профиля. Во вспышке 5 июля 2012 г. временное изменение суб-миллиметровых потоков очень похоже на поведение сантиметрового и

жесткого рентгеновского профилей. Их время максимума, как и времена отдельных пиков, достаточно хорошо совпадают. Отсюда можно предположить, что суб-терагерцовый всплеск во вспышке 5 июля 2012 г. связан с нетепловыми процессами.

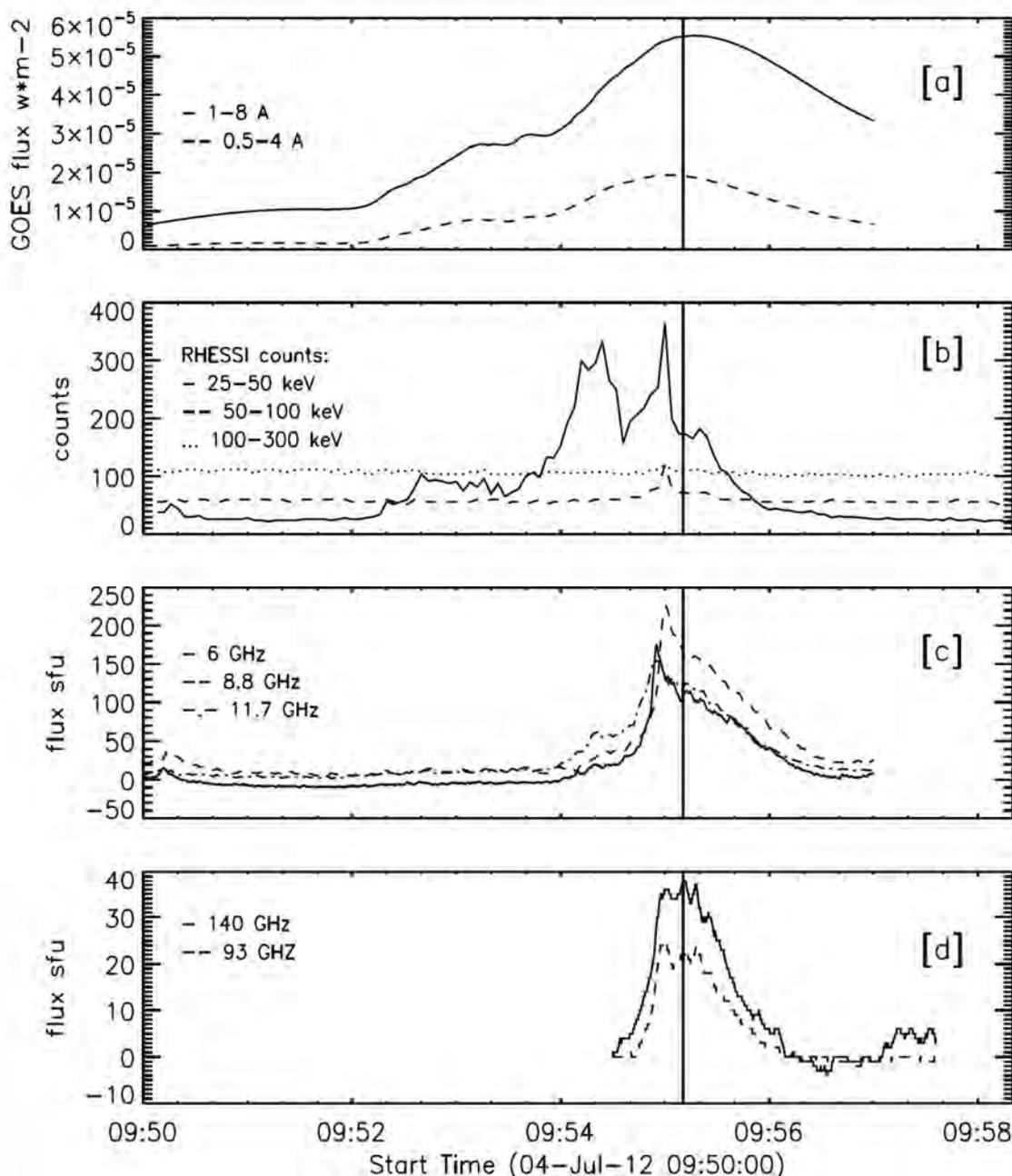


Рис. 3.5. Временные профили мягкого рентгеновского [a], жесткого рентгеновского [b], сантиметрового [c] и суб-ТГц [d] излучений вспышки 4 июля 2012 г., полученные спутниками GOES, RHESSI, Кисловодской горной астрономической станцией (6.1 ГГц), радиообсерваториями Метсахови (11.7 ГГц), RSTN (San Vito, 8.8 ГГц) и радиотелескопом РТ-7.5 МГТУ им. Баумана. Вертикальной линией показан максимум суб-ТГц всплеска (09:55:09 UT).

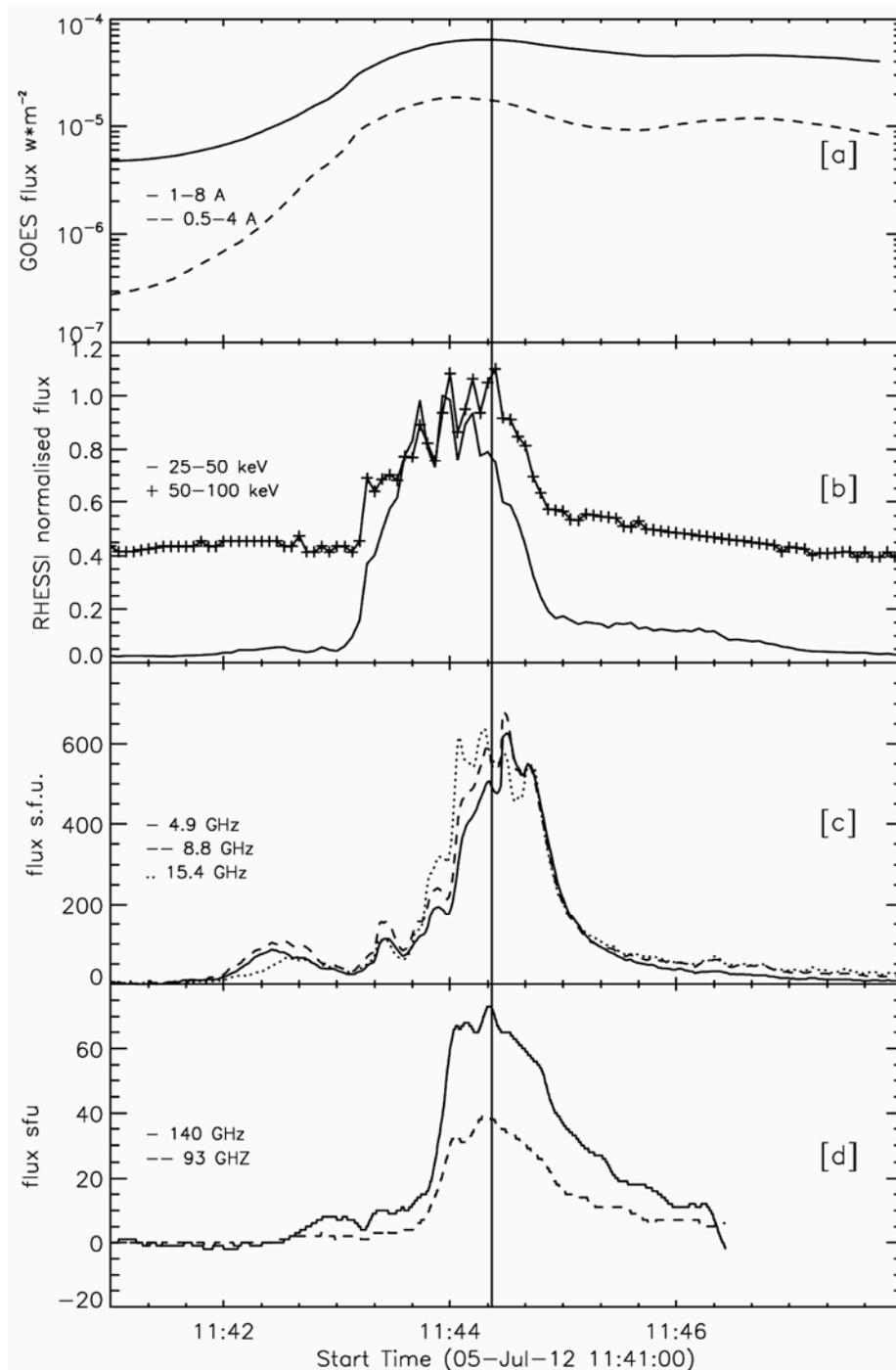


Рис. 3.6. Временные профили мягкого рентгеновского [a], жесткого рентгеновского [b], сантиметрового [c] и суб-ТГц [d] излучений вспышки 5 июля 2012 г., полученные спутниками GOES, RHESSI, радиобсерваторией RSTN (San Vito, 4.9, 8.8, 15.4 ГГц) и радиотелескопом РТ-7.5 МГТУ им. Баумана. Вертикальной линией показан максимум суб-ТГц всплеска (11:44:24 UT).

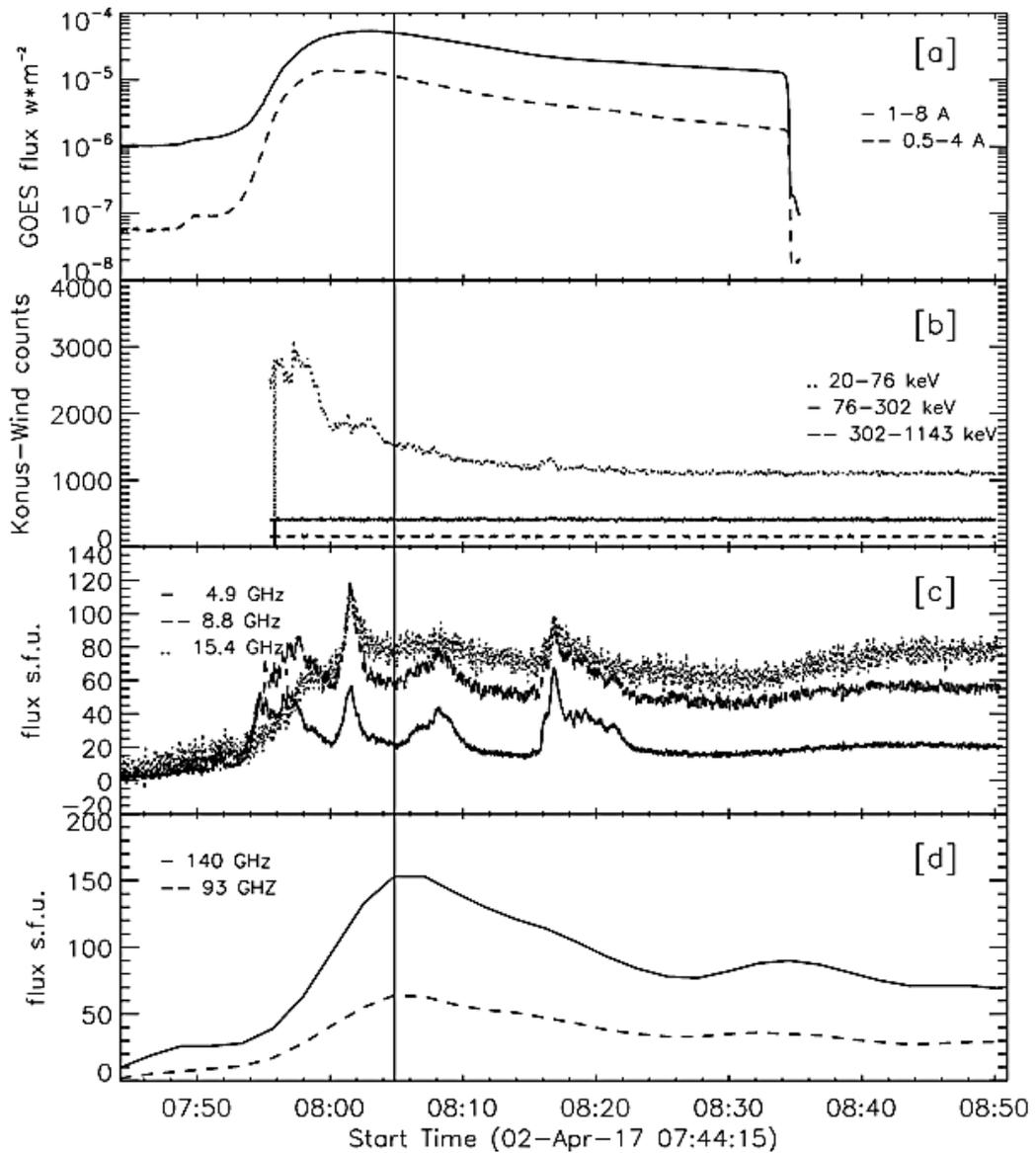


Рис. 3.7. Временные профили мягкого рентгеновского [a], жесткого рентгеновского [b], сантиметрового [c] и суб-ТГц [d] излучений вспышки 2 апреля 2017 г., полученные спутниками GOES, Konus-Wind, радиообсерваторией RSTN (San Vito, 4.9, 8.8, 15.4 ГГц) и радиотелескопом РТ-7.5 МГТУ им. Баумана. Вертикальной линией показан максимум суб-ТГц всплеска (08:04:40 UT).

Сантиметровое излучение вспышки 2 апреля 2017 г. (RSTN, San Vito) также имело ярко выраженные пульсации (рис. 3.7c), которые согласно наблюдениям на спутнике Конус-Винд проявлялись и в жестком рентгеновском диапазоне (рис. 3.7b). Максимум миллиметрового всплеска совпал с фазой спада вспышки в жестком рентгене. Характер эволюции же миллиметрового излучения скорее согласуется с поведением мягкого рентгеновского, полученного спутником GOES в каналах 1-8 и 0.5-4 А (рис. 3.7a), хотя максимум последнего наступает раньше. Относительная гладкость миллиметрового профиля и отсутствие резких пиков, которые имеют место в

сантиметровом и жестком рентгеновском диапазонах, говорят в пользу тепловой природы всплеска на частотах 93 и 140 ГГц.

3.3 Моделирование миллиметрового вспыхивающего излучения

Для установления природы суб-миллиметровых всплесков в событиях 4 и 5 июля 2012 г. и 2 апреля 2017 г., были выполнены оценки параметров простых модельных источников, которые могут описать наблюдаемые суб-ТГц спектры. При этом были привлечены данные наблюдений в других диапазонах длин волн. Рассмотрим в первую очередь возможность формирования суб-ТГц излучения всплеском тепловым источником.

3.3.1 Тепловой источник

Наличие наблюдений в крайнем ультрафиолетовом (КУФ) диапазоне позволяет сделать оценки вклада вспыхивающей тепловой плазмы в полный поток излучения на частотах 93 и 140 ГГц. Для этого по данным телескопа SDO/AIA (в каналах 93, 131, 171, 193, 211 и 335 А), используя подходы и численные программы, развитые в работах [44, 33], было проведено восстановление дифференциальной меры эмиссии (Differential Emission Measure, DEM) $\varphi(T)$ плазмы в диапазоне температур от $T_{min}=3 \times 10^5$ К до $T_{max}=3 \times 10^7$ К:

$$\varphi(T) = n^2 \frac{dl}{dT} [\text{см}^{-5}\text{К}^{-1}], \quad (3.1)$$

где n – концентрация тепловых электронов, l – расстояние вдоль луча зрения.

Согласно [23] яркостную температуру T_b микроволнового источника можно записать, как:

$$T_b = \int_0^{\tau} T e^{-\tau'} d\tau'. \quad (3.2a)$$

Оптическая толщина τ и $d\tau$ теплового тормозного излучения определяются выражениями [23, 31]:

$$d\tau = \frac{Kn^2}{v^2 T^{3/2}} dl, \quad (3.2b)$$

$$\tau_\nu(l) = \frac{1}{v^2} \int_l^{l_{\max}} \frac{Kn^2}{T^{3/2}} dl', \quad (3.3c)$$

где $K = 9.78 \times 10^{-3} \times (24.5 - \ln(T) - \ln(\nu))$ при $T > 2 \times 10^5$ К [23], ν – частота. Предположим, что электронная температура плазмы в источнике меняется монотонно вдоль луча зрения (от T_{\min} при $l=0$ до T_{\max} при $l=l_{\max}$). Тогда согласно [31] $d\tau$ и τ можно представить:

$$d\tau = \frac{Kn^2}{v^2 T^{3/2}} \frac{dl}{dT} dT = \frac{K}{v^2 T^{3/2}} \varphi(T) dT; \quad (3.3a)$$

$$\tau_\nu(T) = \frac{1}{v^2} \int_T^{T_{\max}} \frac{K\varphi(T')}{T'^{3/2}} dT', \quad (3.3b)$$

где $\varphi(T)$ – дифференциальная мера эмиссии (3.1). Откуда выражение (3.2a) для яркостной температуры принимает вид:

$$T_b(\nu) = \frac{1}{v^2} \int_{T_{\max}}^{T_{\min}} \frac{K\varphi(T)}{\sqrt{T}} e^{-\tau_\nu(T)} dT \quad (3.3c)$$

По известному значению яркостной температуры можно рассчитать спектральный поток теплового тормозного излучения плазмы в радиодиапазоне:

$$F_\nu = \frac{2k_b \nu^2}{c^2} T_b \frac{S}{R^2}, \quad (3.4)$$

где R – расстояние от Земли до Солнца, S – площадь источника. Диапазон температур $T_{\min} - T_{\max}$ ограничен возможностями метода [33] восстановления $\varphi(T)$. Площадь теплового источника для трех событий S была оценена по картам рентгеновского излучения, зарегистрированного телескопом RHESSI, в диапазонах энергий 7-50 кэВ, построенных с помощью алгоритмов CLEAN и PIXON [35], по уровню 50% от максимума интенсивности.

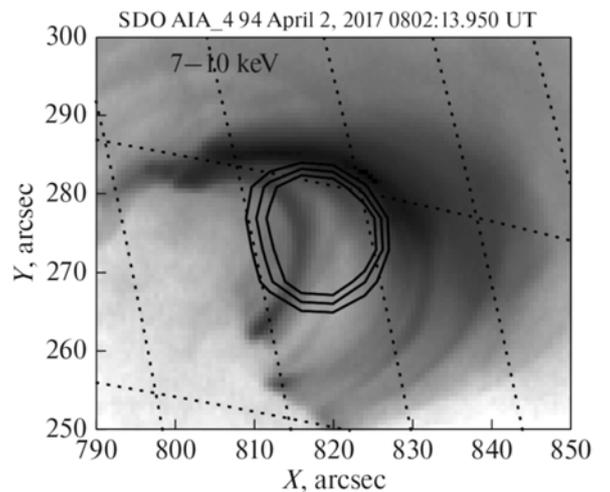
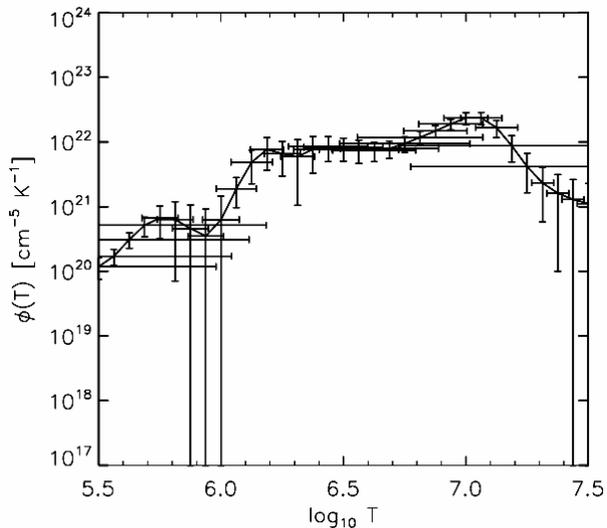
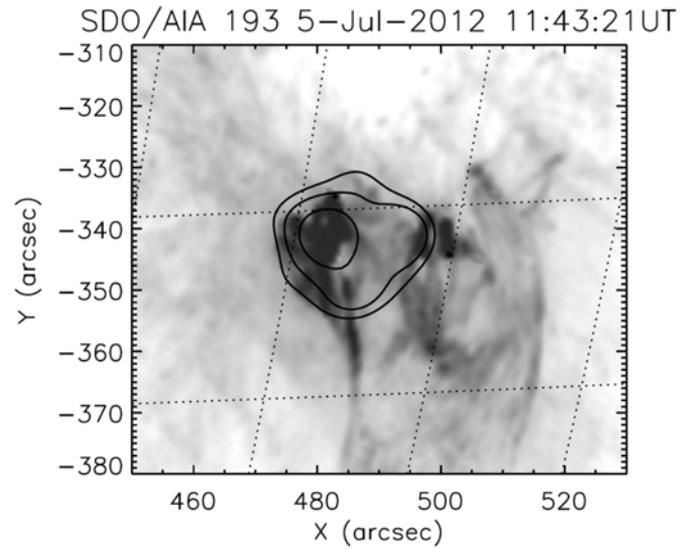
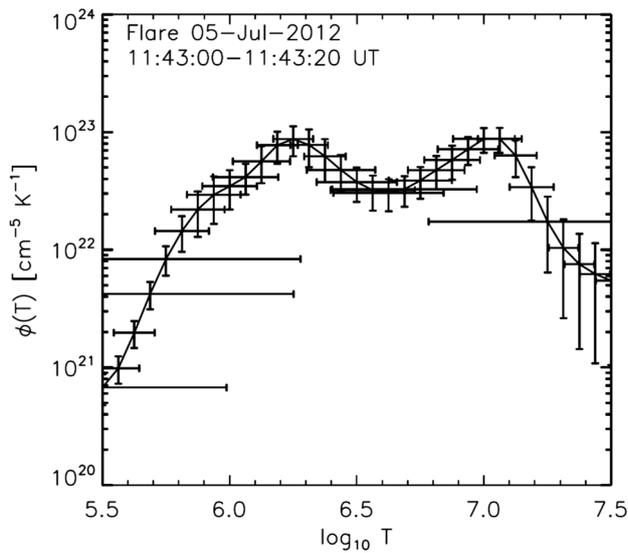
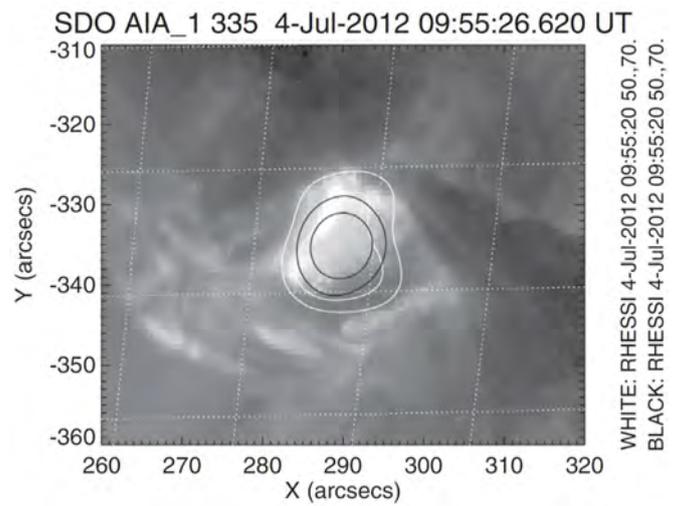
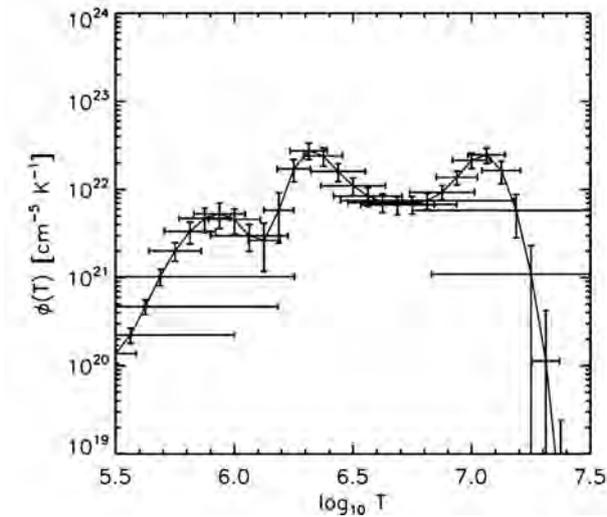


Рис. 3.8. Регуляризованная дифференциальная мера эмиссии $\phi(T)$ (справа) и КУФ карты с контурами рентгеновского излучения (слева) для событий 4 июля 2012 г. (верхняя панель), 5 июля 2012 г. (средняя панель) и 2 апреля 2017 г. (нижняя панель). Вертикальные и горизонтальные линии соответствуют ошибкам $\Delta\phi(T)$ and $\Delta\lg T$ соответственно.

На рисунке 3.8 (слева) представлены графики восстановленной дифференциальной меры эмиссии для исследуемых событий. Для вспышки 4 июля 2012 г. $\varphi(T)$ получена в момент пика миллиметрового всплеска (09:55:28 UT). В событиях 5 июля 2012 г. и 2 апреля 2017 г. из-за засветки детекторов SDO/AIA в моменты максимума вспышек распределения DEM рассчитаны на фазах роста (11:43:21 UT и 08:02:06 UT). В правой колонке рисунка 3.8 показаны контуры рентгеновского излучения в различных энергетических каналах, наложенные на карты КУФ излучения. В событии 2 апреля 2017 г. данные наблюдений RHESSI с 07:57 до 08:35 UT были недоступны, поэтому оценка площади источника проводилась по рентгеновским контурам на фазе роста суб-ТГц всплеска (07:56-07:57 UT). Полученные площади источников S составили: 2.5×10^{18} см² – для вспышки 4 июля 2012 г., 2.5×10^{17} см² – для 5 июля 2012 г. и 1.4×10^{18} см² – для 2 апреля 2017 г. На рисунке 3.9 показаны результаты расчета микроволновых спектров по восстановленным распределениям дифференциальной меры эмиссии. Видно, что вклад тепловой плазмы с температурой 0.3 – 30 МК в наблюдаемое излучение на частотах 93 и 140 ГГц незначителен. При этом выше частоты 10 ГГц спектр становится плоским, т.е. тепловой источник оптически тонкий в миллиметровом диапазоне. Таким образом, во всех исследуемых событиях высокотемпературная плазма (3×10^5 К $< T <$ 3×10^7 К) не может оказывать влияние на формирование спектра суб-ТГц вспышечного излучения.

Однако нельзя исключать возможность генерации суб-миллиметровых всплесков оптически толстой тепловой плазмой более низких температур $T < 3 \times 10^5$ К из переходной области или области хромосферы. Имеющихся данных наблюдений недостаточно, чтобы найти однозначный набор параметров такого теплового источника. Для примера на рисунке 3.10 показан микроволновый спектр плазмы с температурой $T = 0.1$ МК и электронной концентрацией $n_e = 7 \times 10^{10}$ см⁻³, которая вместе с высокотемпературной SDO плазмой обеспечивает наблюдаемые во вспышке 4 июля 2012 г. потоки на частотах 93 и 140 ГГц. При этом площадь источника составляет $S = 2.5 \times 10^{18}$ см², а толщина $l = 10^9$ см. Идея формирования вспышечного суб-ТГц излучения с положительным наклоном спектра в солнечной хромосфере более подробно рассмотрена в разделе 3.5 данной главы.

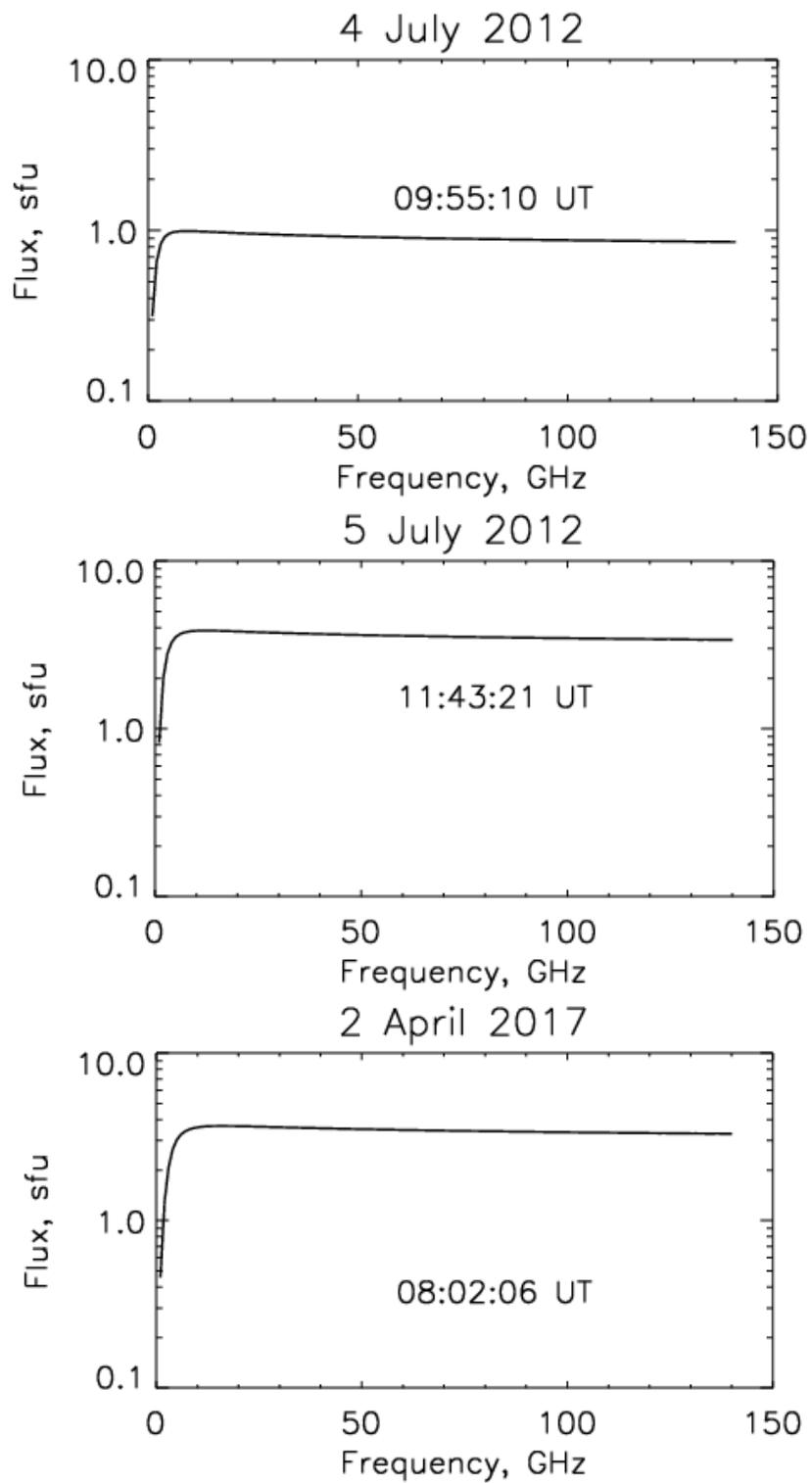


Рис. 3.9. Спектры потоков теплового тормозного излучения вспышечной плазмы температурного диапазона 0.3-30 МК для событий 4 июля 2012 г. (верхняя панель), 5 июля 2012 г. (средняя панель) и 2 апреля 2017 г. (нижняя панель), рассчитанных, используя распределения дифференциальной меры эмиссии (рис. 3.8).

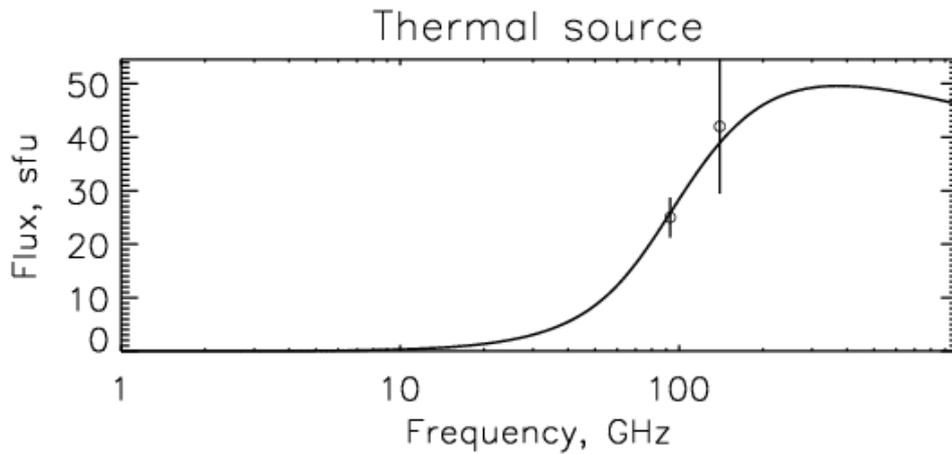


Рис. 3.10. Результаты численного моделирования теплового тормозного излучения вспышки 4 июля 2012 г. Кружками показаны наблюдаемые потоки в момент максимума всплеска на 140 ГГц (09:55:25 UT), а вертикальными линиями – границы погрешности измерения потоков.

3.3.2 Нетепловой источник

Схожесть сантиметрового и миллиметрового временных профилей в событии 5 июля 2012 г. (рис. 3.6) говорит о том, что суб-ТГц излучение вспышки может генерироваться нетепловыми электронами за счет гиротронного механизма. В свою очередь, соответствие эволюции жесткого рентгеновского и сантиметрового всплесков указывает на единую популяцию низкоэнергичных ($E < 300$ кэВ) и высокоэнергичных ($E > 300$ кэВ) электронов [96]. Во введении к главе 3 говорилось, что достичь положительного наклона спектра ГС излучения в суб-ТГц диапазоне не получается при физически реализуемых параметрах нетепловых электронов и магнитного поля. Однако обеспечить растущий с частотой суб-миллиметровый спектр можно за счет поглощения в оптически толстой фоновой плазме.

Наличие данных наблюдений спутника RHESSI позволяет оценить количество высокоэнергичных электронов, ответственных за сантиметровое излучение [90]. Так, интегральный поток низкоэнергичных электронов в области генерации жесткого рентгена, можно представить следующим образом:

$$F_e = S_x \int_{E_l}^{E_b} v n_l(E) dE, \quad (3.5)$$

где E_b – энергия излома, S_x – площадь источника, v – скорость частицы, $n_l(E)$ – электронная концентрация:

$$n_l(E) = n_{0l} E^{-\delta_l}, \quad (3.6)$$

где n_{0l} – нормировочный коэффициент. Тогда полная концентрация низкоэнергичных электронов равна:

$$n_l = \int_{E_l}^{E_b} n(E)dE = \frac{n_{0l}}{\delta_l - 1} (E_l^{1-\delta_l} - E_b^{1-\delta_l}). \quad (3.7)$$

Для нерелятивистских частиц можно записать:

$$v = \sqrt{\frac{2E}{\alpha m}}, \quad (3.8)$$

где коэффициент $\alpha=1-3$ примерно учитывает степень анизотропии электронов [90]. Таким образом, предыдущие уравнения при $(E_b/E_l)^{1-\delta_l} \gg 1$ дают:

$$F_e = S_X \sqrt{\frac{2}{\alpha m}} n_{0l} \frac{E_l^{-\delta_l+3/2}}{\delta_l - 3/2} = \frac{\delta_l - 1}{\delta_l - 3/2} n_l v_l S_X. \quad (3.9)$$

Откуда выразим концентрацию низкоэнергичных электронов:

$$n_l = \frac{\delta_l - 3/2}{\delta_l - 1} \frac{F_e}{v_l S_X}, \quad (3.10)$$

где $v_l = \sqrt{2E_l / (\alpha m)}$. Предполагая, что плотность высокоэнергичных электронов с энергиями $E > E_b$:

$$n_h(E) = n_{0h} E^{-\delta_h}, \quad (3.11)$$

где n_{0h} – нормировочный коэффициент, и исключая скачок спектра в точке E_b , $n_l(E_b) = n_h(E_b)$, получаем соотношение между концентрациями n_l и n_h [89]:

$$n_h = \frac{\delta_l - 1}{\delta_h - 1} \left(\frac{E_l}{E_h} \right)^{\delta_l - 1} n_l. \quad (3.12)$$

Откуда находим конечное соотношение для концентрации высокоэнергичных частиц:

$$n_h \approx \frac{F_e}{\sqrt{2E_l / (\alpha m)} S_X} \frac{\delta_l - 1}{\delta_h - 1} \left(\frac{E_l}{E_b} \right)^{\delta_l - 1} \quad (3.13)$$

Параметры низкоэнергичных электронов и площадь источника получены из наблюдений спутника RHESSI с помощью программного пакета OSPEX [77] на основе фитирования спектра рентгеновского излучения однотемпературной столкновительной моделью толстой мишени: $F_e = 2.22 \times 10^{35} \text{ с}^{-1}$, $E_l = 21.88 \text{ кэВ}$, $\delta_l = 4.75$. Площадь источника

по рентгеновским картам составляет $S_x=2.5 \times 10^{17}$ см². Тогда, если для оценок взять $E_b=300$ кэВ и $\delta_h=3$, концентрация высокоэнергичных электронов $n_h \sim 10^5$ см⁻³.

Используя рассчитанные по формуле (3.13) значения концентрации высокоэнергичных электронов, можно получить остальные параметры ГС источника, который генерирует наблюдаемые во вспышке 5 июля 2012 г. миллиметровые потоки. Используя быстрый ГС код [27] были рассчитаны спектры для различных комбинаций геометрической толщины $l = 10^6$ – 10^8 см, магнитного поля $B = 50$ – 1500 Гс, спектрального индекса $\delta_h = 2$ – 7 и углов зрения $\theta = 0$ – 90 град. Поскольку, как было получено в разделе 3.3.1, вспышечная плазма с температурой выше 0.3 МК – оптически тонкая на микроволнах, для оценок рассмотрен ее температурный диапазон $T = 0.6 \times 10^4$ – 3×10^5 К при концентрации тепловых электронов $n_e = 10^{10}$ – 10^{12} см⁻³.

В результате установлено, что обеспечить наблюдаемые максимальные потоки на частотах 93 и 140 ГГц в момент максимума миллиметрового всплеска 5 июля 2012 г. можно, если спектральный индекс δ_h лежит в пределах от 2 до 2.6, а толщина источника $l = 2.8 \times 10^7$ – 10^8 см. Необходимый (положительный) наклон спектра обеспечивает фоновая тепловая плазма с температурой от 10^4 до 3×10^5 К с электронной концентрацией $n_e = 10^{11}$ – 10^{12} см⁻³ соответственно. При этом значения напряженности магнитного поля и угла зрения должны лежать в пределах 450–1500 Гс и 25–90 град. в зависимости от заданных δ_h и l . Для примера на рисунке 3.11 (нижняя панель) показан микроволновый спектр однородного источника со следующими параметрами $S_x=2.5 \times 10^{17}$ см², $l=4.6 \times 10^7$ см, $\delta_h=2.1$, $B=1380$ Гс, $T=10^5$ К, $n_e=3.8 \times 10^{11}$ см⁻³, $\theta = 70$ град. и концентрацией нетепловых электронов (согласно формуле (3.13)) $n_h=10^5$ см⁻³. На верхней панели представлен спектр ГС излучения нетепловых электронов данного источника без учета теплового поглощения, а на средней панели – собственное излучение фоновой плазмы.

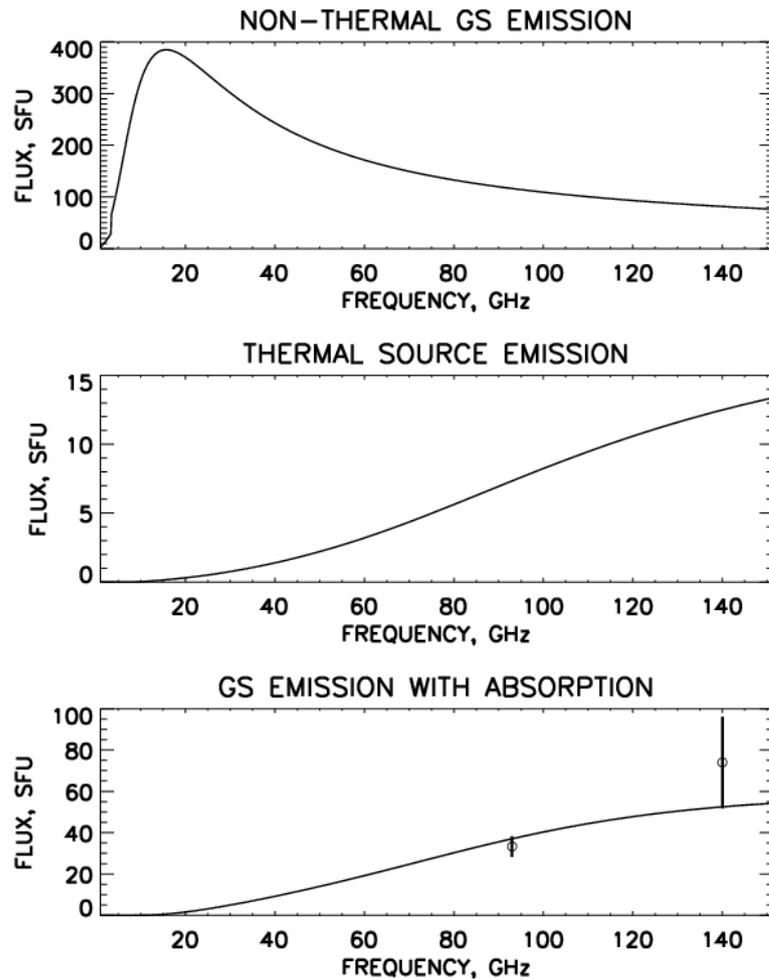


Рис. 3.11. Численное моделирование миллиметрового спектра солнечной вспышки 5 июля 2012 г. Верхняя панель: ГС излучение нетепловых электронов без хромосферного поглощения. Средняя панель: тепловое тормозное излучение фоновой плазмы. Нижняя панель: полный спектр модельного источника и наблюдаемые потоки (кружки) с диапазоном погрешности измерения потоков (вертикальные линии). Параметры модельного источника приведены в основном тексте.

3.4 Моделирование микроволнового излучения магнитной арки с растущим суб-миллиметровым спектром

В разделе 3.2 данной главы показано, что временное поведение излучения на частотах 93 и 140 ГГц во вспышке 5 июля 2012 г. очень похоже на поведение нетепловых сантиметрового и жесткого рентгеновского, генерируемых ускоренными во вспышке электронами. Это дает основание полагать, что и сам суб-ТГц всплеск создается нетепловыми электронами. Оценки, сделанные в предыдущем разделе, показывают, что положительный наклон миллиметрового спектра можно получить, если поместить источник гиротронного излучения нетепловых электронов в относительно холодную хромосферную плазму с температурой от 10^4 до 3×10^5 К. Между тем, во всех трех исследуемых здесь вспышках помимо роста спектра в суб-мм

области наблюдается локальный максимум в сантиметровой (рис. 3.4), который, вероятнее всего, формируется ГС излучением в корональной магнитной петле. Для интерпретации наблюдаемых спектральных особенностей была поставлена задача получить на основе численного моделирования пространственное распределение параметров нетепловых электронов, магнитного поля и тепловой плазмы в модельной вспышечной петле, при которых ее полный радиоспектр имел бы локальный максимум в сантиметровом диапазоне и положительный наклон в миллиметровом.

Генерация гиротронного излучения в солнечных магнитных петлях, начиная с простейших одномерных и заканчивая трехмерными моделями, рассматривалась многими авторами [43, 9, 80, 81, 49, 21, 68]. Весьма подробно изучались особенности излучения в зависимости от самых разных параметров, например, таких как угол зрения, направление и напряженность магнитного поля, неоднородность плотности и температуры фоновой плазмы, концентрация и распределение ускоренных частиц по энергиям и пич-углам и т.д. [56, 73, 50] Между тем авторы, как правило, ограничивались анализом излучения из корональной части петли. В значительной мере это объясняется тем, что излучение в сантиметровом диапазоне длин волн сильно подавлено в окружающей хромосфере из-за больших значений плазменной частоты, эффекта Разина и тормозного поглощения [42]. Стоит отметить, что Кляйн [42] воспользовался данным обстоятельством для объяснения крайне слабого микроволнового излучения на частоте меньше 30 ГГц и растущего спектра между 30 и 90 ГГц, обнаруженного в событии 21 мая 1984 г. При этом расчеты проводились в рамках однородной модели, что накладывает серьезные ограничения на полученные результаты. Стоит также отметить работу Алиссандракиса и Преки-Пападемы [70], в которых формально учитывалось гиротронное излучение из хромосферной части арки, но для сантиметрового диапазона длин волн, что, как уже было отмечено, представляется малоинтересным.

3.4.1 Моделирование

Автором диссертации был разработан специальный программный пакет для трехмерного моделирования микроволнового излучения солнечных вспышечных петель. Используемый подход для создания модельной петли похож на предложенный в [80]. Трехмерное пространство разбивается на объемные элементы (воксели), в которых

задаются определенные значения параметров среды, таких как: напряженность и направление магнитного поля, концентрация и температура тепловой плазмы, вид энергетического и пич-углового распределения нетепловых электронов. Вычисление характеристик микроволнового излучения проводилось с помощью программы быстрого ГС кода («Fast GS code») Флейшмана и Кузнецова [27, 29]. При этом выполняется расчет переноса излучения вдоль луча зрения для произвольно заданного угла наблюдения.

Для проведения численных расчетов с помощью разработанного программного пакета была сформирована модельная симметричная петля в виде изогнутого по окружности цилиндра с переменной площадью поперечного сечения (рис. 3.12а), имеющего следующие геометрические размеры: длина вдоль оси $L = 5 \times 10^9$ см, радиусы сечения в основаниях и вершине соответственно равны 1.2×10^8 и 2.8×10^8 см. Затем в петле были заданы параметры магнитного поля и заполняющей ее тепловой плазмы и нетепловых электронов. При этом их значения считались постоянными по сечению петли и менялись только вдоль продольной оси Z . Магнитные силовые линии были направлены из левого основания в правое (рис. 3.12а), и для упрощения заданы параллельными оси арки.

Предполагалось, что миллиметровое излучение в модели должно исходить из оснований петли, лежащих в хромосфере, где напряженность магнитного поля может достигать высоких значений. Вместе с тем сантиметровая компонента с максимумом около 10 ГГц должна генерироваться в корональной части петли.

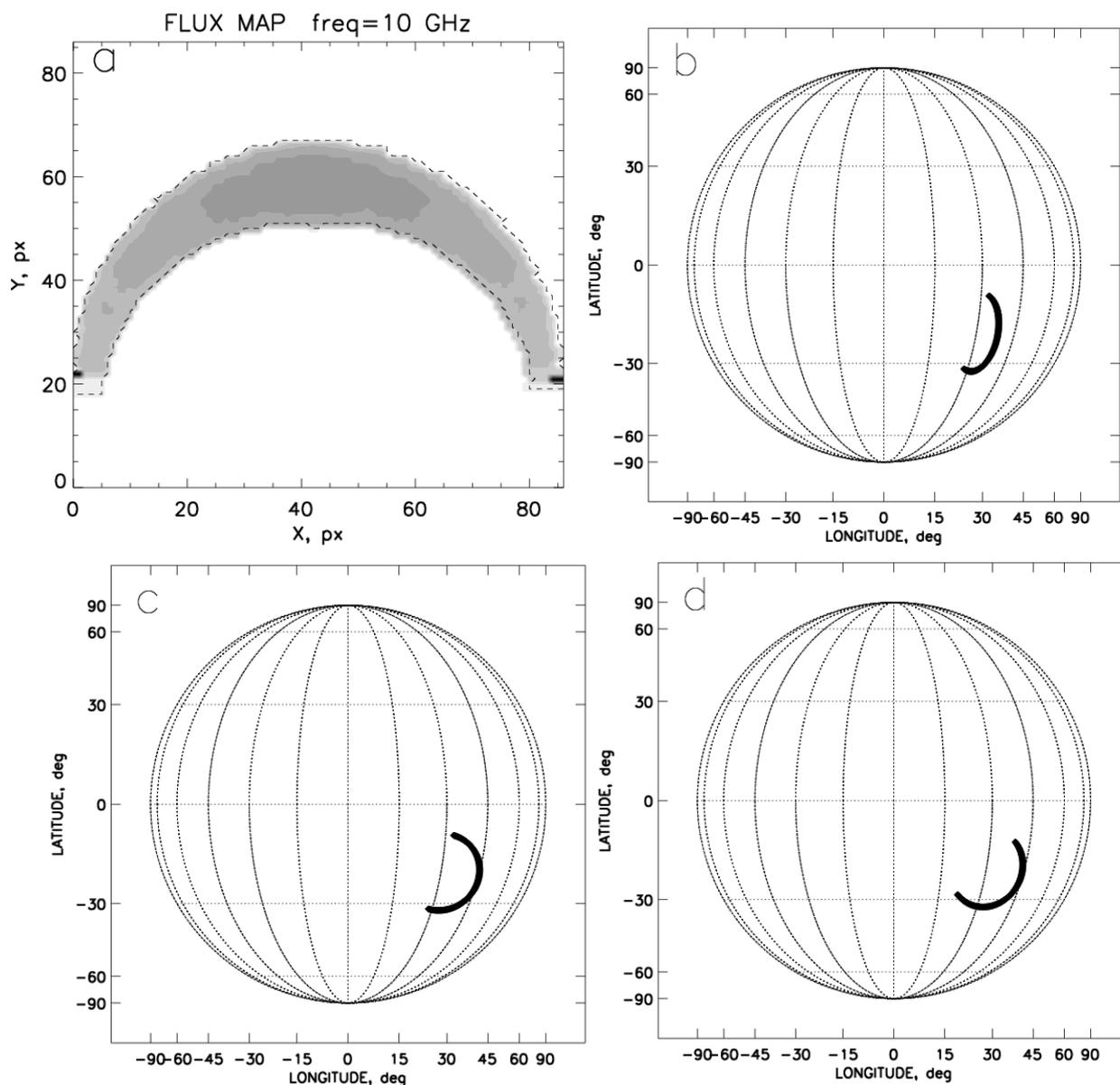


Рис. 3.12. а: внешний вид модельной вспянутой петли, показанный в тепловом тормозном излучении; b,c,d: ориентация вспянутой петли в моделях 1,2,3 соответственно.

Модель 1

Рассмотрим модельную петлю (**модель 1**), в которой концентрация n и температура T фоновой плазмы вдоль оси z модельной петли практически на всей ее длине $L=5 \times 10^9$ см принимались равными $n=10^{10}$ см $^{-3}$ и $T=10^6$ К соответственно, а в области оснований, в слое глубиной 10^8 см, термодинамические параметры быстро меняются до хромосферных величин: $n = 3 \times 10^{11}$ см $^{-3}$ и $T = 10^4$ К (рис. 3.13). При этом напряженность магнитного поля уменьшается от 1100 Гс в основаниях до 150 Гс в вершине по кубическому закону: $B(z) \sim |z|^3$ (рис. 3.13, верхняя панель).

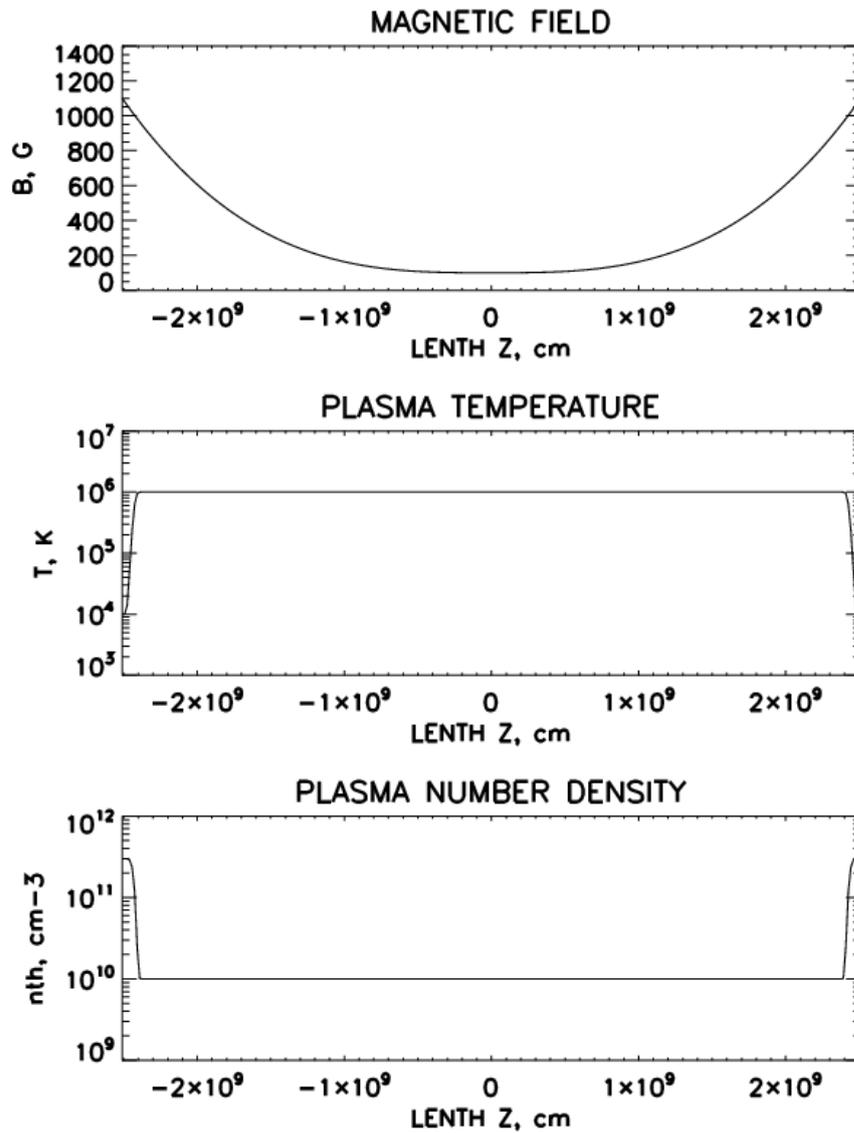


Рис. 3.13. Распределение напряженности магнитного поля (верхняя панель), температуры (средняя панель) и концентрации (нижняя панель) тепловой плазмы вдоль продольной оси модельной вспышечной петли в модели 1.

Зададим питч-угловое распределение нетепловых электронов, при котором практически отсутствуют частицы с малыми значениями питч-углов (рис. 3.14, нижняя панель), высыпаящиеся в реальных условиях в конус потерь:

$$f(\mu) = \begin{cases} 1, & |\mu| < \mu_c \\ \exp\left(-\frac{(|\mu| - \mu_c)^2}{\Delta\mu^2}\right), & |\mu| \geq \mu_c \end{cases} \quad (3.14)$$

где $\mu = \cos(\alpha)$, α – питч-угол, $\mu_c = 40$ град., $\Delta\mu = 0.1$. Энергетический спектр электронов был определен всюду степенным ($f_e(E) = kE^{-\delta}$) в диапазоне $E = 0.1 - 10$ МэВ с показателем спектра δ . Ориентация модельной вспышечной петли на диске Солнца показана на рис. 3.12b. Она приблизительно соответствует положению источника микроволнового

излучения в событии 5 июля 2012 г.

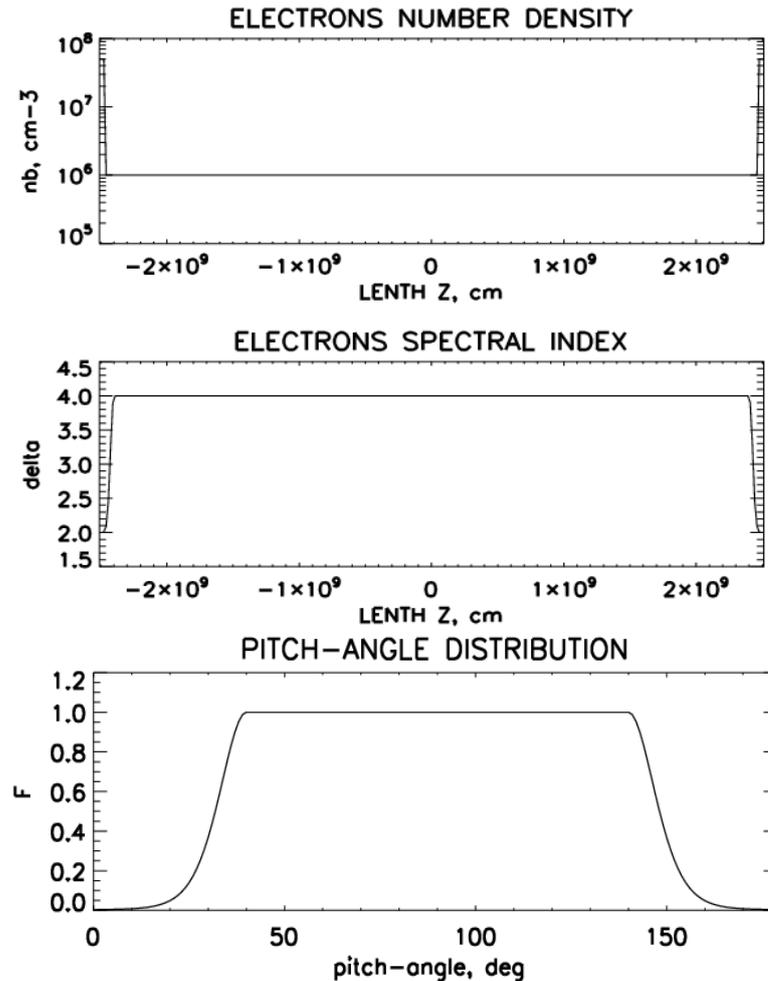


Рис. 3.14. Распределение концентрации и показателя степенного энергетического спектра нетепловых электронов вдоль модельной вспышечной петли (верхняя и средняя панели); питч-угловое распределение нетепловых электронов в модельной петле (нижняя панель) в модели 1.

В ходе моделирования мы рассмотрели различные функции распределения концентрации n_b и показателя энергетического спектра δ нетепловых электронов вдоль петли, адаптируя расчетный микроволновый спектр под наблюдаемый в событии 5 июля 2012 г. В результате получено, что для формирования спектра с максимумом в районе 10 ГГц и положительным наклоном на частотах выше 90 ГГц, концентрация и показатель спектра должны значительно отличаться в хромосферном и корональном участках петли (рис. 3.14, верхняя и средняя панели). Так в области оснований параметры электронов принимают значения $n_b = 1.5 \times 10^7 \text{ см}^{-3}$ и $\delta = 2$, а при переходе в корональную часть петли становятся равными: $n_b = 10^6 \text{ см}^{-3}$ и $\delta = 4$. На рисунке 3.15 (верхняя панель) представлены карты распределения радиояркости модельной вспышечной петли с описанными выше параметрами. Видно, что в сантиметровом диапазоне, на частотах ниже 30 ГГц максимумы микроволнового излучения

концентрируются в «ногах» петли. С увеличением частоты они перемещаются в сторону оснований, где напряженность магнитного поля больше, и как следствие выше частота спектрального максимума гиротронного излучения нетепловых электронов. При переходе в миллиметровую часть радиоспектра, на частотах выше 60 ГГц источник излучения смещается в хромосферную часть магнитной арки, соответствующую ее основаниям. На рисунке 3.15 (нижняя панель, слева) показан спектр микроволнового излучения модельной вспышечной петли. Видно, что он имеет максимум в сантиметровом диапазоне на частоте 10 ГГц благодаря излучению из корональной части петли, и положительный наклон в миллиметровой области на частотах выше 60 ГГц, который формируется за счет теплового тормозного поглощения ГС излучения нетепловых электронов в относительно холодной и плотной хромосферной плазме в основаниях.

Описанная выше модель подразумевает резкий скачок значений концентрации и показателя энергетического спектра нетепловых электронов на границе хромосферного и коронального участков петли, что представляется неправдоподобным в рамках существующих теорий солнечных вспышек и кинетики энергичных частиц в магнитной ловушке. Получить микроволновый спектр нужной формы при заданных в данной модели распределениях температуры и плотности плазмы в петле (рис. 3.13) не удастся для плавных функций распределения параметров электронов. Это связано с тем, что при плавном изменении (без скачков) концентрации и показателя спектра их значения слабо меняются на длине хромосферного участка петли ($\sim 10^8$ см). Таким образом, ГС излучение нетепловых электронов из корональной области, где температура плазмы резко увеличивается до 1 МК, а концентрация падает, в отсутствие сильного тормозного поглощения доминирует над хромосферным микроволновым излучением петли и имеет отрицательный наклон спектра в миллиметровом диапазоне.

Модель 2

Для задания плавной функции распределения параметров ускоренных электронов в магнитной арке необходимо, чтобы длина ее хромосферной области была значительно больше, чем толщина хромосферы ($\sim 1.5 \times 10^8$ см). Это возможно в случае, если основания модельной петли будут наклонены к горизонту. При этом длина участка петли, лежащего в хромосфере равна $L_c = 1.5 \times 10^8 \text{ см} / \cos(\alpha_r)$, где α_r – угол наклона.

Рассмотрим модельную петлю (модель 2), наклоненную к горизонту на угол $\alpha_r = 70^\circ$

рис. 3.12с. Тогда распределения концентрации и температуры фоновой плазмы будут иметь вид, показанный на рис. 3.16 (верхняя панель). Видно, что на протяжении $L_c = 5 \times 10^8$ см параметры тепловых электронов в основаниях петли принимают хромосферные значения ($n=10^{10}$ см⁻³ и $T=10^6$ К). Определим спадающую от оснований к вершине функцию распределения концентрации нетепловых электронов (рис. 3.16d). Зададим переменное вдоль петли электронное питч-угловое распределение в виде гауссового пучка:

$$f(\mu) = \exp\left(-\frac{(|\mu| - \mu_c(z))^2}{\Delta\mu^2}\right), \quad (3.15)$$

где $\mu = \cos(\alpha)$, $\Delta\mu = 0.2$, $\alpha_c(z)$ – питч-угол, который имеют наибольшее количество электронов в данном участке петли. Пространственное распределение $\alpha_c(z)$ показано на рисунке 3.16f. В основаниях $\alpha_c(z)=90^\circ$, т.е. электроны движутся преимущественно поперек линий магнитного поля (рис. 3.16g). В остальной части петли $\alpha_c(z)$ рассчитывается из закона сохранения адиабатического инварианта в магнитной ловушке $\sin^2(\alpha)/B = \text{const}$, где B – напряженность магнитного поля, график которой приведен на рисунке 3.16а. В вершине петли нетепловые электроны имеют квазипродольное питч-угловое распределение (рис. 3.16h). Показатель энергетического спектра зададим неизменным и равным $\delta=2.5$. Частотный спектр полного микроволнового излучения, рассчитанного для модельной вспышечной петли с описанными выше параметрами представлен на рисунке 3.15 (нижняя панель справа). Видно, что он имеет локальный максимум в области 10 ГГц и положительный наклон на частотах выше 50 ГГц.

Карты распределения радиояркости (рис. 3.15 средняя панель) показывают, что излучение в сантиметровом диапазоне генерируется в верхней части петли, а в миллиметровом – в основаниях. Стоит отметить важную роль питч-угловой анизотропии в формировании микроволнового спектра. ГС излучение электронов, как известно, направлено преимущественно в сторону вектора скорости, и степень направленности увеличивается с частотой. Поэтому при заданной в модели ориентации петли излучение в ее основаниях преобладает на более высоких частотах вследствие квазипоперечной питч-угловой анизотропии. В ногах петли и вершине, где электроны в основном имеют небольшие питч-углы и «движутся» квазиперпендикулярно лучу зрения, доминирует излучение на более низких частотах с максимумом в области 10 ГГц.

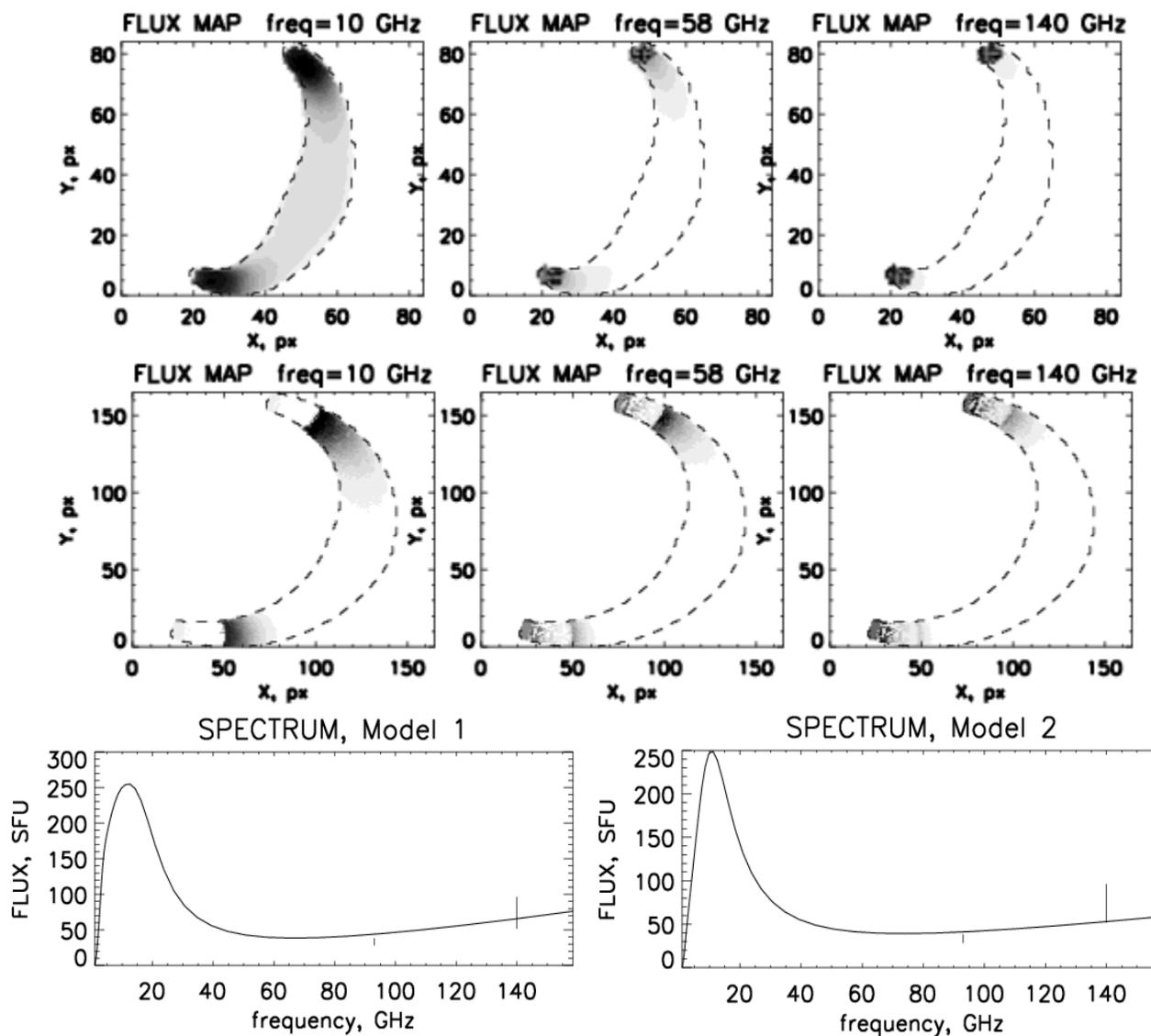


Рис. 3.15. Верхняя панель: карты распределения радиояркости модельной вспышечной петли на частотах 10, 58, 140 ГГц для модели 1. Штриховой линией показаны границы петли. Средняя панель: карты распределения радиояркости модельной вспышечной петли на частотах 10, 58, 140 ГГц для модели 2. Нижняя панель слева: спектр полного микроволнового излучения вспышечной петли в модели 1. Вертикальными линиями показаны значения наблюдаемых на РТ-7.5 потоков излучения вспышки 5 июля 2012 г. в момент максимума всплеска с учетом погрешности измерения. Нижняя панель справа: спектр полного микроволнового излучения вспышечной петли в модели 2.

Модель 3

Вышеописанная модель формирования положительного наклона спектра миллиметрового вспышечного излучения имеет недостаток. Как известно, в реальных условиях высокоэнергичные нетепловые электроны, сталкиваясь с частицами фоновой плазмы в хромосфере, вызовут ее разогрев до нескольких миллионов градусов. Это приведет к отсутствию значимого поглощения гиротронного излучения в основаниях и соответственно к изменению наклона миллиметрового спектра с положительного на отрицательный, что не наблюдается в исследуемых нами вспышках

(наклон в течение всего всплеска остается положительным). Таким образом, предложенная модель может объяснить рост миллиметрового спектра только на начальной фазе радиовсплеска, когда увеличение температуры плазмы в хромосферных участках петли еще не произошло. В таком случае на более поздних фазах вспышки положительный наклон спектра может формироваться за счет эффекта Разина, вызванного увеличением концентрации плазмы в ногах петли в результате разогрева хромосферы ускоренными частицами [6].

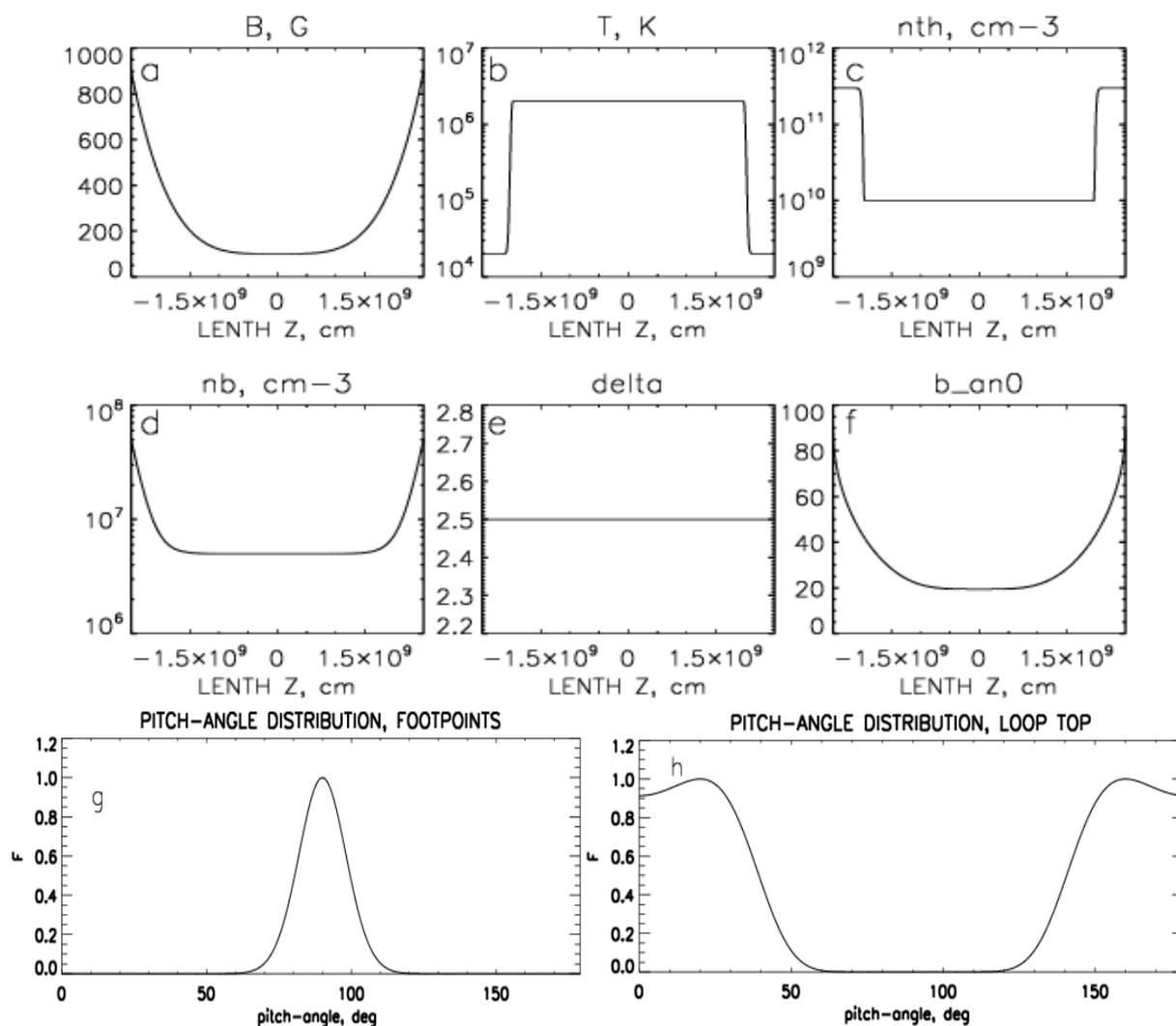


Рис. 3.16. Верхняя и средняя панели: Графики распределения магнитного поля (а), температуры (b) и концентрации фоновой плазмы (с), концентрации нетепловых электронов (d) и показателя их степенного энергетического спектра (e), а также направления максимума анизотропного электронного пичт-углового распределения (f) во вспышечной петле для модели 2. Нижняя панель: график пичт-углового распределения нетепловых электронов в основании (g) и вершине (h) вспышечной петли в модели 2.

Чтобы избежать влияния разогрева плазмы на наблюдаемый миллиметровый спектр логично связать формирование его положительного наклона с поглощением ГС излучения нетепловых электронов хромосферной плазмой не в самой вспышечной

петле, а вне ее, на пути распространения волны в хромосфере. Для этого основания вспышечной петли должны быть также наклонены к горизонту, а толщина петли в области оснований не должна превышать глубину хромосферы. Мы рассмотрели модель петли (модель 3), наклоненной на угол $\alpha_r=80^\circ$ (рис. 3.17d), с распределением параметров плазмы и нетепловых электронов, приведенных на рисунке 3.17 (верхняя и средняя панели). Температура и концентрация плазмы в основаниях составляют $T=10^6$ К и $n=10^{11}$ см⁻³. Такие значения не приводят к возникновению положительного наклона миллиметрового спектра излучения нетепловых электронов с параметрами, показанными на рисунке 3.17, и анизотропным питч-угловым распределением (3.15) без дополнительного поглощения внешней средой. Диаметр петли в области оснований равен 8×10^7 см. При расчете излучения в модели учитывалось поглощение внешней хромосферной плазмой с температурой $T=10^4$ К и концентрацией $n=10^{11}$ см⁻³ на длине, зависящей от ориентации петли на диске Солнца. В результате полный спектр микроволнового излучения имеет форму с максимумом в сантиметровом диапазоне и положительным наклоном в миллиметровой области (рис. 3.17 нижняя панель).

3.4.2 Выводы

Проведено моделирование микроволнового излучения солнечной вспышечной петли для различных пространственных распределений параметров нетепловых электронов и фоновой плазмы. Получено, что наблюдаемый в событиях 4 и 5 июля 2012 г., и 2 апреля 2017 г. микроволновый спектр, имеющий максимум в области 10 ГГц и положительный наклон между частотами 93 и 140 ГГц, может быть объяснен гиротронным излучением нетепловых электронов единой магнитной петли. При этом низкочастотная компонента генерируется преимущественно в ее корональной части, а высокочастотная – в хромосферном слое, который соответствует основаниям. Положительный наклон спектра микроволнового излучения достигается за счет поглощения ГС излучения нетепловых электронов хромосферной плазмой либо в самой петле, либо во внешней среде. Важными особенностями модели является питч-угловая анизотропия нетепловых электронов, а также наклон оснований вспышечной петли от вертикали к горизонту на угол не менее 70° .

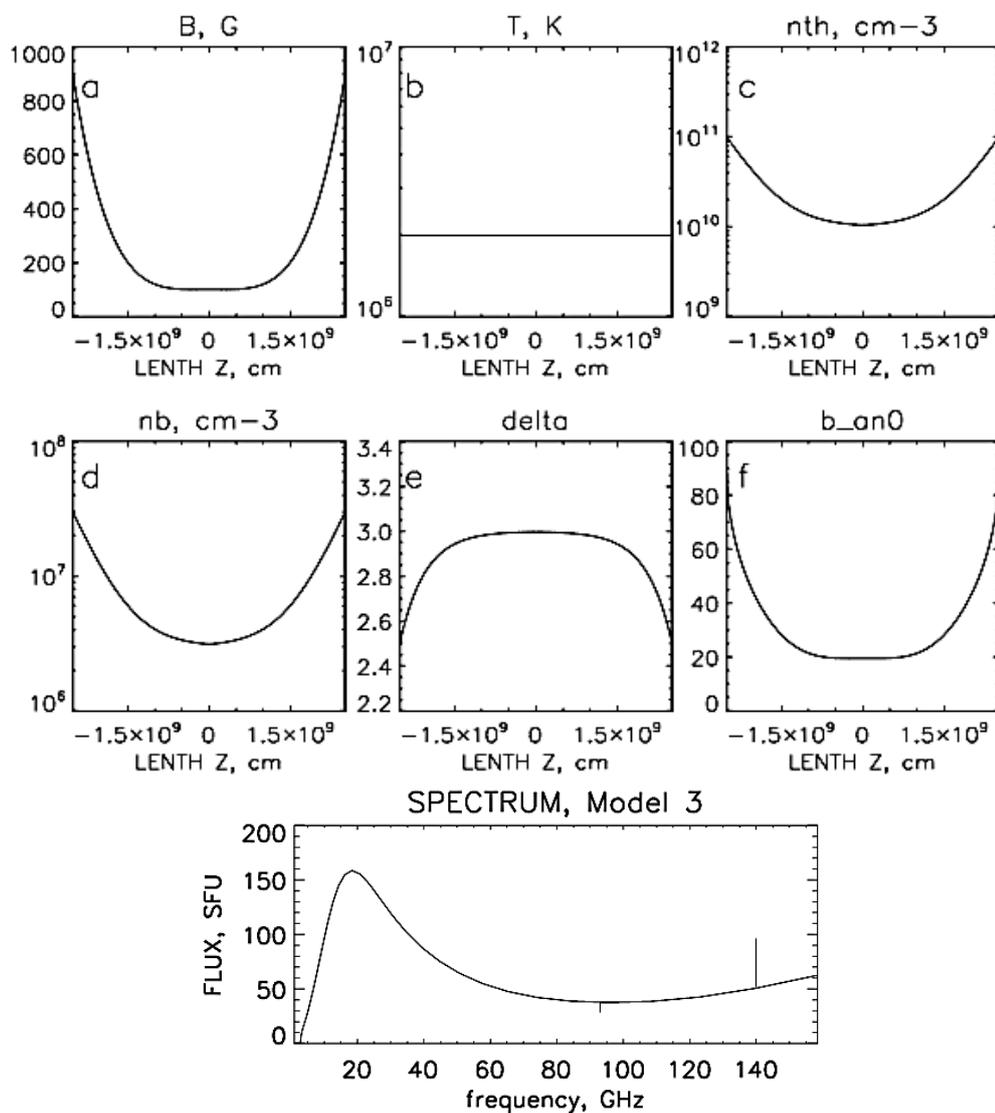


Рис. 3.17. Верхняя и средняя панели: Графики распределения магнитного поля (a), температуры (b) и концентрации фоновой плазмы (c), концентрации нетепловых электронов (d) и показателя их степенного энергетического спектра (e), а также направления максимума анизотропного электронногоpitch-углового распределения (f) во вспышечной петле для модели 3. Нижняя панель: спектр полного микроволнового излучения вспышечной петли в модели 3.

3.5 Модель хромосферного суб-терагерцового излучения

Как отмечалось выше, особенности временного поведения суб-мм излучения вспышки 2 апреля 2017 г. указывают на его тепловую природу, как и в событии 4 июля 2012 г. Помимо этого в работе [45] показано, что в других событиях с положительным наклоном суб-ТГц спектра в диапазоне 200-400 ГГц их излучение практически всегда может быть сгенерировано тепловым источником. Однако вопрос о природе этого источника остается открытым. Расчеты, выполненные в разделе 3.3.1 данной главы, показывают, что суб-ТГц спектр относительно горячей вспышечной плазмы с температурой от 0.3 до 30 МК во всех рассматриваемых вспышках не имеет положительного наклона, а потоки ее миллиметрового излучения невелики. В связи с этим было бы естественным предположить, что всплески на частотах 93 и 140 ГГц определялись плазмой солнечной хромосферы и переходной области с температурой $T < 3 \times 10^5$ К.

Для проверки этой гипотезы были рассмотрены полуэмпирические модели хромосферы [55] и [93], разработанные на основе оптических наблюдений континуума и линий H I, Si I, C I, Ca II, Mg II ряда солнечных вспышек. На рисунке 3.18 (верхняя и средняя панели) показаны распределения температуры и электронной концентрации по высоте для спокойного Солнца (сплошная линия) и моделей слабой (пунктирная линия) и сильной (штриховая линия) вспышек [55], а на рисунке 3.19 (верхняя панель) – аналогичные высотные зависимости, приведенные в работе [93]. Можно заметить, что вспышечную плазму отличает, в первую очередь, значительное увеличение (на один – два порядка) по всей высоте концентрации электронов. Обращает также на себя внимание уменьшение высот оснований переходной области, а также несколько более высокая температура хромосферы по сравнению с моделью спокойного Солнца. В работе [55] приведены табличные данные значений температуры и концентрации плазмы, а также нейтральных атомов и плотности вещества (таблица 3.2) для различных высот моделей «слабой» и «сильной» вспышек. Параметры же хромосферных моделей [93] были взяты из приведенного в статье графика.

Таблица 3.2. Значения параметров модели хромосферы [55] для случая сильной вспышки

MODEL F2, $m_0 = 3.46 \times 10^{-3} \text{ g cm}^{-2}$

h (km)	$m - m_0$ (g cm^{-2})	T (K)	n_{H} (cm^{-3})	n_e (cm^{-3})	n_1 (cm^{-3})	n_2 (cm^{-3})	n_3 (cm^{-3})
1120	7.640E-07	7.10E+05	4.197E+11	5.054E+11	3.111E+05	3.629E+01	1.781E+01
1113	1.029E-06	4.50E+05	6.619E+11	7.970E+11	1.008E+06	1.450E+02	7.737E+01
1110	2.290E-06	2.30E+05	1.293E+12	1.557E+12	6.312E+06	1.163E+03	6.783E+02
1105	4.175E-06	1.50E+05	1.979E+12	2.383E+12	2.275E+07	5.174E+03	2.824E+03
1103	5.361E-06	9.00E+04	3.286E+12	3.957E+12	1.289E+08	3.533E+04	1.666E+04
1102.75	5.597E-06	6.00E+04	4.905E+12	5.906E+12	6.511E+08	1.876E+05	7.639E+04
1102.50	5.956E-06	4.00E+04	7.305E+12	8.790E+12	4.150E+09	1.558E+06	4.929E+05
1102.25	6.414E-06	3.50E+04	8.338E+12	9.998E+12	7.091E+09	3.726E+06	1.089E+06
1102	6.958E-06	2.90E+04	1.032E+13	1.164E+13	1.589E+10	1.021E+07	2.968E+06
1101.75	7.612E-06	2.50E+04	1.205E+13	1.328E+13	2.627E+10	1.872E+07	5.690E+06
1101.50	8.363E-06	2.20E+04	1.363E+13	1.501E+13	4.024E+10	2.887E+07	9.276E+06
1101.25	9.198E-06	2.00E+04	1.494E+13	1.644E+13	5.759E+10	3.848E+07	1.294E+07
1101	1.012E-05	1.80E+04	1.654E+13	1.815E+13	9.410E+10	5.280E+07	1.822E+07
1100.75	1.117E-05	1.50E+04	1.987E+13	2.131E+13	2.511E+11	9.482E+07	3.186E+07
1100.50	1.252E-05	1.15E+04	2.683E+13	2.552E+13	1.419E+12	2.221E+08	6.433E+07
1100.25	1.436E-05	9.00E+03	3.592E+13	2.900E+13	7.030E+12	4.768E+08	9.648E+07
1100	1.666E-05	8.50E+03	4.288E+13	2.387E+13	1.922E+13	4.532E+08	7.810E+07
1075	3.245E-04	8.36E+03	6.222E+13	7.228E+12	5.518E+13	1.469E+08	2.290E+07
1025	1.163E-03	8.12E+03	8.204E+13	6.251E+12	7.602E+13	1.331E+08	1.923E+07
975	2.269E-03	7.91E+03	1.084E+14	5.549E+12	1.032E+14	1.228E+08	1.651E+07
875	5.697E-03	7.50E+03	1.941E+14	4.365E+12	1.902E+14	1.008E+08	1.166E+07
775	1.199E-02	7.08E+03	3.637E+14	3.263E+12	3.613E+14	7.307E+07	7.066E+06
675	2.411E-02	6.64E+03	7.180E+14	2.417E+12	7.172E+14	4.806E+07	3.791E+06
575	4.874E-02	6.21E+03	1.491E+15	1.813E+12	1.492E+15	2.874E+07	1.813E+06
475	1.014E-01	5.78E+03	3.262E+15	1.420E+12	3.268E+15	1.503E+07	7.407E+05
375	2.209E-01	5.29E+03	7.633E+15	1.374E+12	7.647E+15	5.293E+06	1.939E+05
325	3.336E-01	5.06E+03	1.199E+16	1.725E+12	1.202E+16	2.972E+06	9.865E+04
275	5.105E-01	4.96E+03	1.862E+16	2.396E+12	1.866E+16	2.925E+06	9.201E+04
200	9.607E-01	5.05E+03	3.414E+16	4.298E+12	3.420E+16	8.805E+06	2.716E+05
150	1.451E+00	5.14E+03	5.032E+16	6.351E+12	5.041E+16	1.924E+07	6.274E+05
-25	5.076E+00	6.91E+03	1.284E+17	1.535E+14	1.284E+17	1.848E+10	1.741E+09
-75	6.641E+00	8.33E+03	1.390E+17	1.216E+15	1.380E+17	3.661E+10	5.912E+10

3.5.1 Моделирование

Учитывая известное выражение [23]:

$$T_b = \int_0^{\tau_v} T e^{-\tau'_v} d\tau'_v \quad (3.16)$$

и используя формулу (3.3), был проведен расчет микроволнового спектра столба хромосферной плазмы с параметрами, представленными на рисунках 3.18 и 3.19, приняв, согласно рентгеновским данным площадь $S = 1.4 \times 10^{18} \text{ cm}^2$, полученную для вспышки 2 апреля 2017 г. Для сравнения подобный расчет также был выполнен с использованием ГС кода Флейшмана и Кузнецова [29], который учитывает столкновения электронов с нейтральными атомами в тепловой тормозной излучательной способности плазмы. Расчеты показали, что при концентрациях нейтралов, приведенных

в работе [55], их влияние на результирующий спектр незначительное.

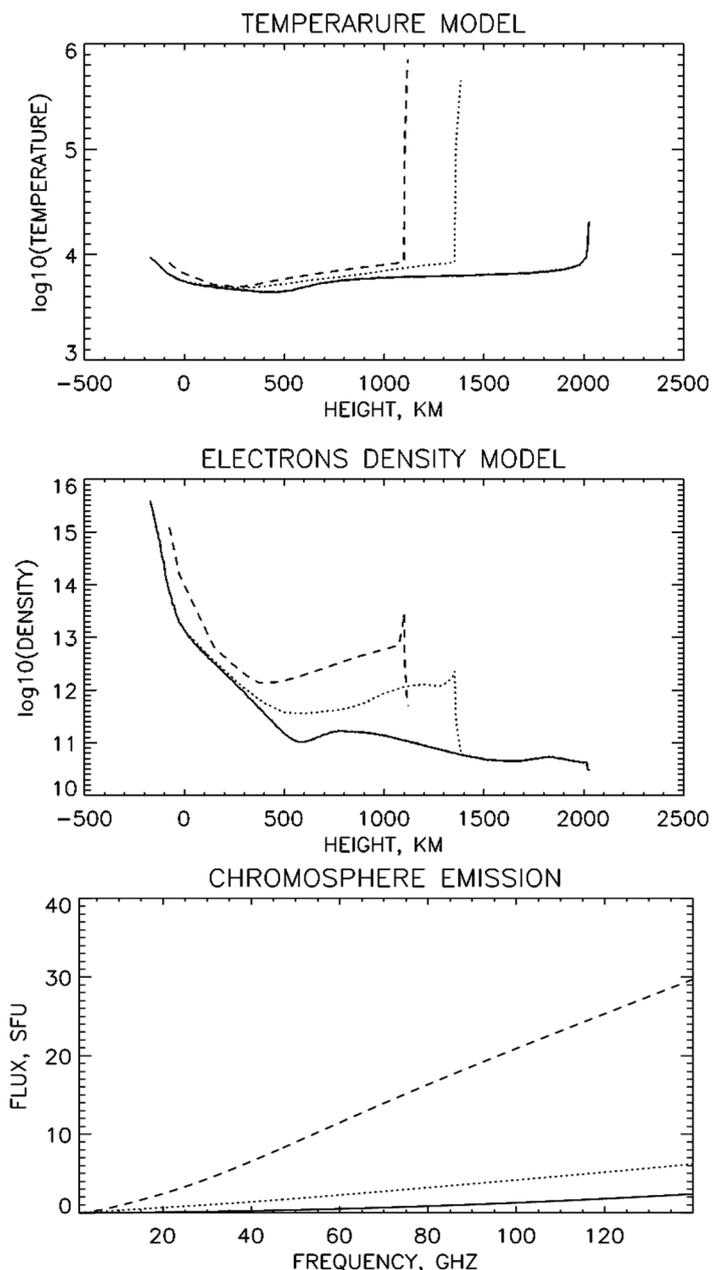


Рис. 3.18. Зависимость температуры (верхний график) и концентрации тепловых электронов (средний график) хромосферной плазмы от высоты для моделей спокойного Солнца (сплошная линия), слабой (пунктирная линия) и сильной вспышек (штриховая линия), полученных Machado et.al., 1980, и соответствующие спектры теплового тормозного излучения в микроволновом диапазоне (нижний график)

На рис. 3.18 (нижняя панель) сплошной линией показан микроволновый спектр излучения хромосферы [55] для спокойного Солнца, пунктирной – для модели слабой вспышки, штриховой – для сильной. Видно, что в случае модели слабой вспышки потоки в миллиметровом диапазоне возрастают лишь в несколько раз относительно фоновых значений. Для модели же сильной вспышки они увеличиваются более чем на

порядок по сравнению с уровнем спокойного Солнца, составляя 20 и 30 с.е.п. на частотах 93 и 140 ГГц соответственно.

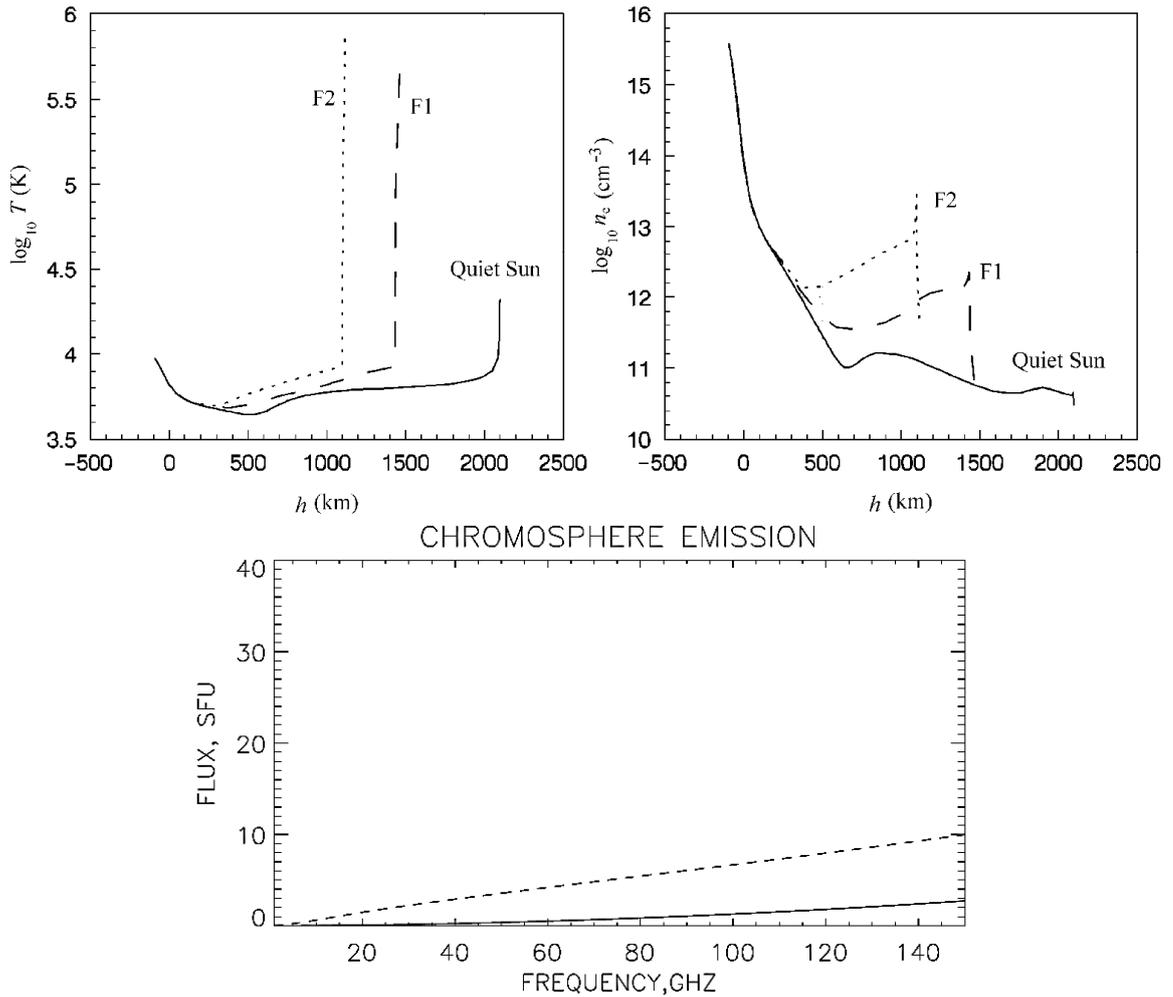


Рис. 3.19. Верхняя панель: зависимость температуры и концентрации тепловых электронов (верхняя панель) хромосферной плазмы от высоты для моделей спокойного Солнца (сплошная линия), слабой F1 (пунктирная линия) и сильной F2 вспышек (штриховая линия) в работе [93]. Нижняя панель: спектры теплового тормозного излучения моделей хромосферы для спокойного Солнца (сплошная линия) и сильной F2 вспышки (штриховая линия).

Полученные значения согласуются с наблюдаемым миллиметровым спектром в событии 4 июля 2012 г. (рис. 3.4). Однако для объяснения максимальных потоков во вспышке 2 апреля 2017 г. (65 с.е.п. на 93 ГГц и 150 с.е.п. на 140 ГГц) этого недостаточно. Между тем, формирующийся положительный наклон суб-миллиметрового спектра для модели сильной вспышки Мачадо [55] примерно совпадает с наблюдаемым. В таком случае, если реальная площадь суб-ТГц источника больше площади, полученной по рентгеновским картам RHESSI примерно в 3.5 раза, то расчетное излучение согласуется с наблюдаемым (рис. 3.20). Хромосферная же модель Q_{ch} и X_{ch} даже в случае сильной вспышки дает незначительное увеличение

интенсивности излучения по сравнению с уровнем спокойного Солнца (рис. 3.19, нижняя панель).

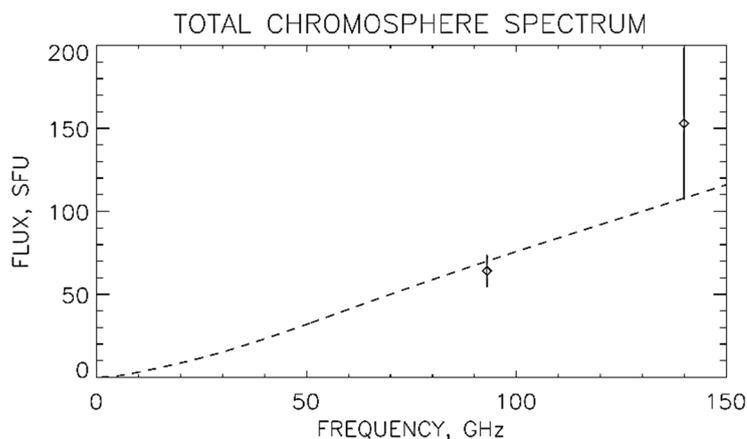


Рис. 3.20. Спектр теплового тормозного излучения хромосферной модели сильной вспышки Мачадо [55] с площадью источника $S=4.6 \times 10^{18} \text{ см}^2$. Кружками показаны наблюдаемые во вспышке 2 апреля 2017 г. максимальные потоки на частотах 93 и 140 ГГц, вертикальными линиями – интервал погрешности измерения потоков.

3.5.2 Высота формирования суб-мм излучения

Несмотря на то, что в разделе 3.5.1 объяснить наблюдаемые потоки на частотах 93 и 140 ГГц во вспышке 2 апреля 2017 г. не удастся без дополнительного предположения о большей площади источника, полученные результаты представляются интересными. Хромосферная модель Мачадо [55] для случая сильной вспышки показывает значительный рост интенсивности излучения по сравнению с уровнем спокойного Солнца и положительный наклон спектра. Между тем, она не является универсальной и основана на частных наблюдениях ряда солнечных вспышек. Возможно альтернативные модели атмосферы с несколько иными высотными распределениями температуры и концентрации могут описать наблюдаемый суб-миллиметровый спектр. В связи с этим, полезно хотя бы в первом приближении оценить параметры вспышечной хромосферной плазмы, генерирующей необходимые потоки излучения.

Для начала проанализируем, на каких высотах модельная хромосфера Мачадо дает основной вклад в расчетное миллиметровое излучение. Будем исходить из следующих соображений. Как известно, интенсивность неоднородного источника высотой H , используя стандартные обозначения, можно определить из выражения:

$$I_\nu(H) = \int_0^H \eta_\nu e^{-\tau_\nu} dh, \quad (3.17)$$

где η_ν – коэффициент излучения, τ_ν – оптическая толщина:

$$\tau_\nu(h) = \int_h^H k_\nu dh, \quad (3.18)$$

k_ν – коэффициент поглощения. Определим функцию вклада отдельного хромосферного слоя в полную интенсивность источника:

$$CF(h) = \eta_\nu(h) \exp\left(-\int_h^H k_\nu dh\right) \quad (3.19)$$

На основе выражения для $CF(h)$ получим поток излучения столба хромосферной плазмы, высотой h :

$$F_\nu(h) = \frac{S}{R^2} \int_0^h CF(h') dh'. \quad (3.20)$$

В случае локального термодинамического равновесия:

$$\frac{\eta_\nu}{k_\nu} = \frac{2k_B T \nu^2}{c^2}, \quad (3.21)$$

Согласно [23]:

$$\kappa_\nu = 9.78 \times 10^{-3} \frac{n_e^2}{T^{3/2} \nu^2} \times \begin{cases} 18.2 + \ln T^{3/2} - \ln \nu, & T > 2 \times 10^5 \\ 24.5 + \ln T - \ln \nu, & T < 2 \times 10^5 \end{cases} \quad (3.22)$$

где n_e – концентрация электронов плазмы.

На рисунке 3.21 для моделей слабой и сильной вспышек Мачадо [55] представлены зависимости функции вклада CF , потока излучения F_ν и оптической толщины источника τ_ν от высоты h на частотах 93 и 140 ГГц. Как видно, для обеих моделей значение функции вклада $CF(h)$ ниже определенной высоты равно нулю из-за сильного поглощения в плотной и относительно холодной хромосферной плазме, а излучение на частотах 93 и 140 ГГц определяется плазмой переходной области. Наибольший вклад в полный поток вносит хромосферный слой толщиной менее 10 км с температурой $(1-4) \times 10^4$ и $(3-10) \times 10^4$ К соответственно для слабой и сильной вспышек. При этом характерные значения электронной концентрации $n_e = 10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

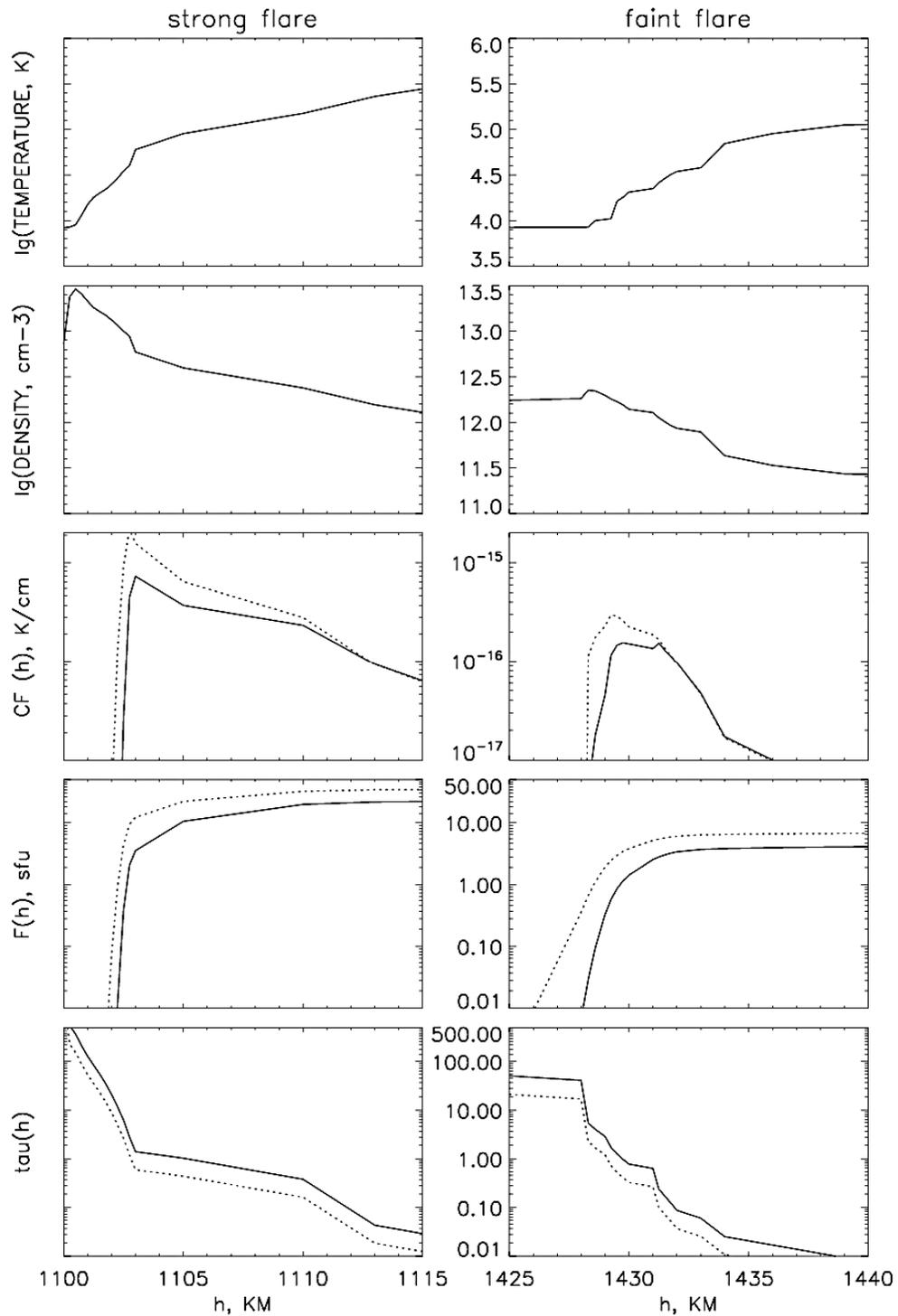


Рис. 3.21. Зависимость температуры и концентрации электронов, функции вклада $CF(h)$, спектральной плотности потока излучения $F_\nu(h)$ и оптической толщины τ_ν на частотах 93 (сплошная линия) и 140 ГГц (пунктирная линия) для моделей вспышечной хромосферы [55] от высоты над фотосферой h в случае сильной (левая панель) и слабой (правая панель) вспышек.

Таким образом, в рассмотренных моделях миллиметровое излучение почти полностью генерируется в тонком квазиоднородном слое. Исходя из этого, оценим температуру и концентрацию электронов геометрически тонкого ($l = 10$ км) однородного теплового источника, при которых его расчетные потоки излучения на

частотах 93 и 140 ГГц повторяли бы наблюдаемые во вспышке 2 апреля 2017 г. с учетом погрешностей измерений радиотелескопа РТ-7.5 (рис. 3.22). Значение площади источника зададим $S=1.4 \times 10^{18} \text{ см}^2$.

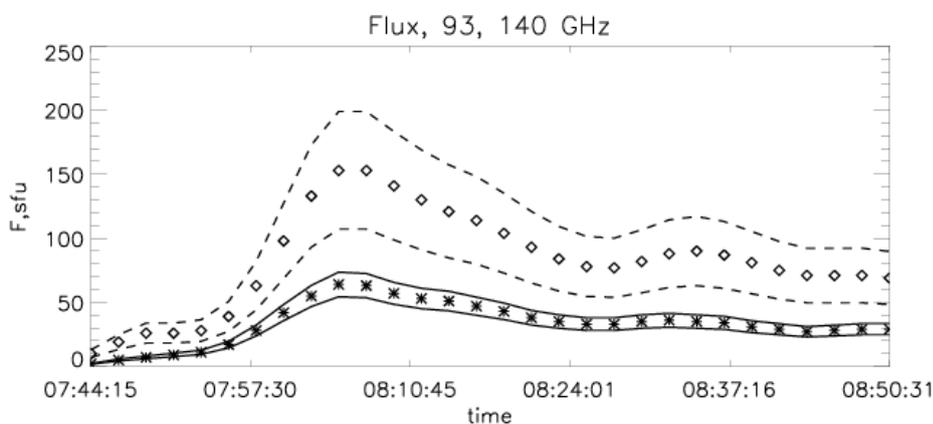


Рис. 3.22. Временные профили миллиметрового излучения солнечной вспышки 2 апреля 2017 г. на частотах 93 ГГц (звездочка) и 140 ГГц (ромб), полученные по данным радиотелескопа РТ-7.5 МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сплошными и штриховыми линиями показаны интервалы погрешности измерения на частотах 93 и 140 ГГц соответственно.

Полученные значения параметров хромосферной плазмы для различных моментов времени представлены на рис. 3.23, а соответствующие им потоки теплового тормозного излучения на 93 и 140 ГГц показаны на рис. 3.24. Поиск подходящих параметров выполнялся простым перебором на фиксированной сетке в диапазоне от 10^3 до 10^7 К по температуре и от 10^7 до 10^{15} см^{-3} по концентрации с логарифмическим шагом $\log(\Delta T)=0.08$ и $\log(\Delta n_e)=0.07$ соответственно. Расчет теплового тормозного излучения плазмы проводился по формуле (3.20).

На рис. 3.23 видно, что для каждого момента времени разброс найденных значений температуры плазмы сравнительно мал, тогда как электронную концентрацию можно определить лишь с точностью до одного порядка. Последнее обстоятельство объясняется слабой зависимостью интенсивности оптически толстого теплового тормозного источника от плотности плазмы. Полученные значения температуры на фазах роста и спада миллиметрового всплеска не превышают 0.3 МК и только в максимуме вспышки достигают 0.6 МК, что соответствует переходной области солнечной атмосферы. Это хорошо согласуется с расчетами меры эмиссии вспышечной плазмы, выполненными в разделе 3.3.1, согласно которым плазма с температурой выше 0.3 МК не может вносить существенный вклад в наблюдаемое миллиметровое излучение на фазах роста и спада всплеска. Хотя сделать надежные оценки для фазы

максимума не удалось из-за эффекта насыщения сигнала на соответствующем промежутке времени, тем не менее, ввиду пренебрежимо малого вклада горячей корональной плазмы в миллиметровую компоненту на фазах роста и спада едва ли следует ожидать каких-либо резких изменений в пике миллиметрового всплеска.

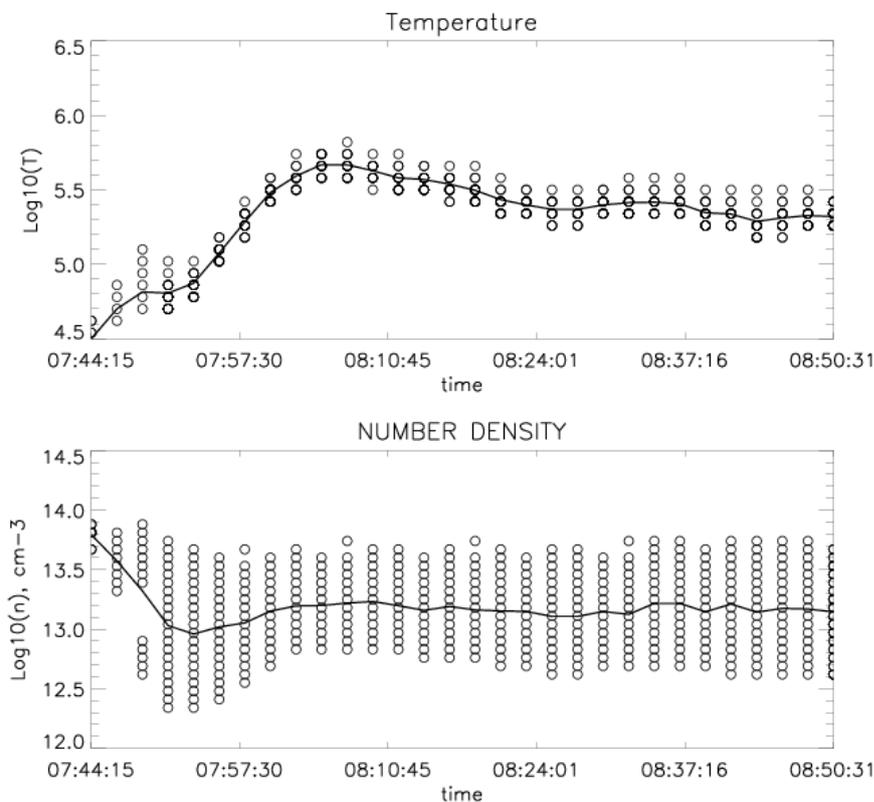


Рис. 3.23. Восстановленные значения температуры (верхняя панель) и электронной концентрации (нижняя панель) однородного теплового источника с площадью 1.4×10^{18} см² и глубиной 10^6 см, генерирующего наблюдаемые потоки миллиметрового излучения на частотах 93 и 140 ГГц во вспышке 2 апреля 2017 г. (рис. 3.24). Сплошной линией показан временной профиль среднего значения параметров.

3.5.3 Обсуждение результатов

Рассмотрена возможность генерации миллиметрового всплеска с положительным наклоном спектра в солнечной хромосфере для события 2 апреля 2017 г. Выполнен расчет теплового тормозного излучения вспышечной плазмы переходной области и хромосферы Солнца в рамках моделей атмосферы [55] и [93], полученных из оптических наблюдений, в предположении равенства площадей источников миллиметрового и мягкого рентгеновского излучений. На основании этого сделан вывод, что полностью объяснить наблюдаемый спектр на миллиметровых волнах в рамках рассмотренной теории не удастся. Предположение о большей (в 3–5 раз)

площади суб-ТГц источника хотя и решает проблему малых значений спектральных потоков, однако является недостаточно обоснованным. Необходимо также отметить, что потоки в максимуме вспышки 4 июля 2012 г. на 93 и 140 ГГц (соответственно 20 и 30 с.е.п.) согласуются с моделью вспышечной хромосферы и переходного слоя [55] в случае сильной вспышки.

Как следует из расчетов, миллиметровое излучение хромосферных моделей формируется в геометрически тонком слое с температурой порядка 10^5 К, толщина которой не превышает десяти километров. Было показано, что объяснить наблюдаемые во вспышке 2 апреля 2017 г. максимальные потоки на частотах 93 и 140 ГГц можно лишь в том случае, если прослойка хромосферной плазмы является более плотной и горячей, нежели полученная из модели Мачадо [55].

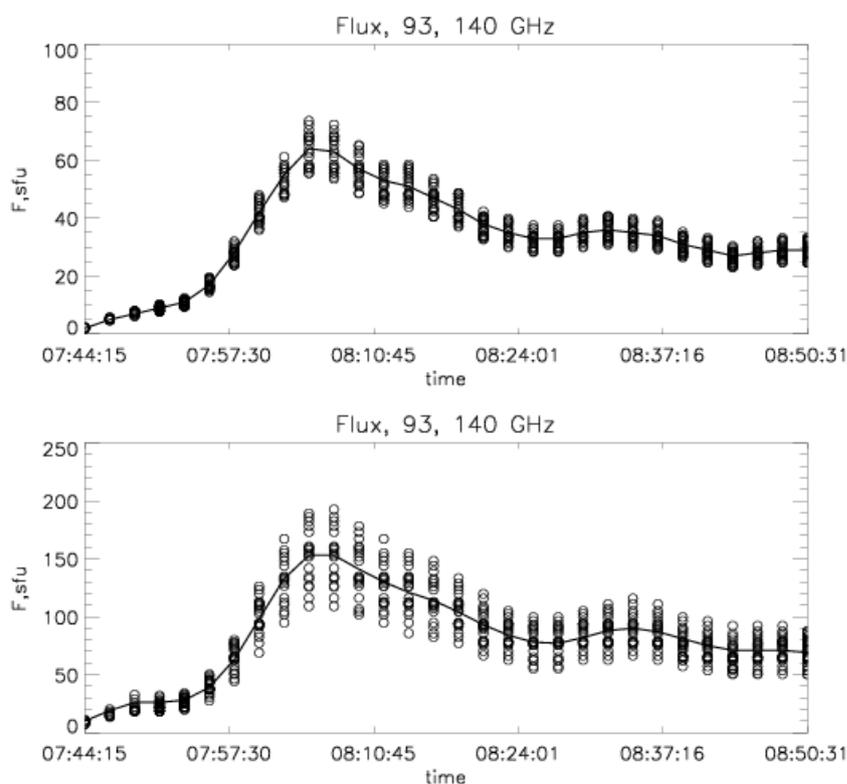


Рис. 3.24. Сплошной линией показаны временные профили наблюдаемого миллиметрового излучения во вспышке 2 апреля 2017 г. на 93 ГГц (верхняя панель) и 140 ГГц (нижняя панель). Кружками изображены значения рассчитанных потоков излучения модельного источника с параметрами плазмы, показанными на рисунке 3.23.

3.6 Выводы к главе 3

Сформулируем основные результаты третьей главы диссертации.

- 1) При анализе данных наблюдений радиотелескопа МГТУ им. Баумана РТ-7.5 для трех солнечных вспышек: 4 июля 2012 г., 5 июля 2012 г. и 2 апреля 2017 г. обнаружен положительный наклон спектра между частотами 93 и 140 ГГц на протяжении всего всплеска.
- 2) Используя данные наблюдений радиотелескопов RSTN, Metsahovi и Кисловодской горной астрономической станции, установлено, что микроволновые спектры солнечных вспышек 4 июля 2012 г., 5 июля 2012 г. и 2 апреля 2017 г. наряду с обнаруженным положительным наклоном в миллиметровом диапазоне имеют локальный максимум в сантиметровой области.
- 3) Проведен сравнительный анализ миллиметровых временных профилей на частотах 93 и 140 ГГц во вспышках 4 июля 2012 г., 5 июля 2012 г. и 2 апреля 2017 г. с временными профилями сантиметрового, мягкого и жесткого рентгеновского всплесков. Сделан вывод, что в событии 5 июля 2012 г. поведение миллиметрового излучения согласуется с поведением сантиметрового и жесткого рентгеновского и, таким образом, генерируется нетепловым источником. Во вспышке 2 апреля 2017 г. временная эволюция всплеска на частотах 93 и 140 ГГц имеет скорее сходство с эволюцией мягкого рентгеновского излучения, сильно отличаясь от поведения жесткого рентгеновского или сантиметрового профилей, что говорит в пользу тепловой природы суб-ТГц источника. В событии 4 июля 2012 г. точной корреляции миллиметрового излучения с тепловым или нетепловым излучением в других диапазонах не выявлено.
- 4) Выполнена оценка потоков теплового тормозного радиоизлучения вспышечной плазмы с температурой от 0.3 до 30 МК в микроволновом диапазоне на основе восстановления ее дифференциальной меры эмиссии. Установлено, что вклад горячей плазмы в миллиметровое излучение исследуемых вспышек незначителен и не может приводить к наблюдаемому росту спектра между частотами 93 и 140 ГГц.
- 5) Предложена модель источника хромосферного нетеплового гиротронного излучения, ответственного за генерацию миллиметрового всплеска события 5 июля 2012 г., исходя из оценки площади источника и концентрации нетепловых электронов по жесткому рентгеновскому излучению (RHESSI). Показано, что расчетное излучение согласуется с наблюдаемым на частотах 93 и 140 ГГц, если

показатель спектра нетепловых электронов лежит в пределах от 2 до 2.6, толщина источника – от 3×10^7 до 10^8 см, концентрация фоновой плазмы – от 5.5×10^{10} до 10^{12} см⁻³, температура – от 10^4 до 3×10^5 К. При этом положительный наклон спектра достигается за счет теплового тормозного поглощения в фоновой плазме.

- 6) Рассмотрена возможность формирования микроволнового спектра событий 4 и 5 июля 2012 г. с положительным наклоном в миллиметровом диапазоне и максимумом в сантиметровом благодаря излучению нетепловых умеренно-релятивистских электронов в магнитной арке с учетом влияния хромосферной плазмы. Проведено трехмерное моделирование гиротронного излучения изогнутой вспышечной петли для различных распределений параметров магнитного поля, нетепловых электронов, фоновой плазмы и ее геометрии. Установлено, что полный микроволновый спектр с положительным наклоном в миллиметровом диапазоне и максимумом в сантиметровом удастся объяснить, если наклон оснований модельной петли к поверхности Солнца составляет около 70° , максимум концентрации нетепловых электронов приходится на основания корональной петли, и формируется питч-угловая анизотропия нетепловых электронов (квазипоперечная в основаниях и квазипродольная в вершине). При этом излучение в миллиметровом диапазоне генерируется главным образом в основаниях петли, лежащих в хромосфере, а в сантиметровом – в ее корональной части.
- 7) Изучена возможность генерации всплеска на частотах 93 и 140 ГГц в событиях 4 июля 2012 г. и 2 апреля 2017 г. солнечной хромосферой из области вспышек. Выполнен расчет теплового тормозного излучения плазмы для полуэмпирических моделей солнечной атмосферы [55] и [93], используя оценки площадей источника по картам жесткого рентгеновского излучения (RHESSI). Получено, что излучение вспышечной хромосферы [55] на частотах 93 и 140 ГГц превышает уровень спокойного Солнца в 10 - 15 раз для модели сильной вспышки, имея при этом положительный наклон спектра. Сравнение с данными наблюдений показало, что потоки излучения хромосферы для модели сильной вспышки согласуются с максимальными потоками на частотах 93 и 140 ГГц в событии 4 июля 2012 г., но значительно ниже зарегистрированных во вспышке 2 апреля 2017 г.

Заключение

В заключение сформулируем основные результаты диссертационной работы.

1. Впервые в радионаблюдениях солнечных вспышечных петель обнаружена инверсия знака круговой поляризации микроволнового излучения вдоль вспышечной петли от оснований к вершине. В ходе теоретического моделирования кинетики энергичных электронов в солнечной магнитной ловушке и расчета характеристик ГС радиоизлучения, генерируемого энергичными электронами, установлено, что в вершине петли знак поляризации соответствует обыкновенной моде, а наблюдаемая смена знака поляризации может быть обусловлена продольным характером пучковой анизотропии ускоренных электронов в верхней части вспышечной петли.
2. Впервые по данным радиогелиографа Нобеяма применен метод прямой подгонки для восстановления четырех параметров вспышечных петель (концентрации и показателя энергетического спектра нетепловых электронов, напряженности и направления линий магнитного поля) в событии 19 июля 2012 г. На основании результатов восстановления предложена интерпретация наблюдаемого изменения степени поляризации вдоль петли, связанная с реализацией во вспышке анизотропии нетепловых электронов типа гауссова пучка.
3. Обнаружено, что в шести из сорока солнечных вспышках из базы данных радиогелиографа Нобеяма присутствует пространственная и временная инверсия степени поляризации микроволнового излучения на частоте 17 ГГц. Показано, что в четырех событиях в некоторых частях петли присутствует доминирование обыкновенной моды микроволнового излучения.
4. На основе оригинальных наземных (PT-7.5) и космических (SDO, RHESSI, GOES) наблюдений в суб-терагерцовом (93-140 ГГц), ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах, показано, что растущий с частотой поток миллиметрового излучения солнечной вспышки 4 июля 2012 г. связан с оптически толстым тепловым тормозным источником, расположенным в переходной области Солнца.
5. Показано, что наблюдаемый в событии 5 июля 2012 г. микроволновый спектр, имеющий максимум в районе 10 ГГц и положительный наклон между частотами 93 и 140 ГГц, может быть объяснен гиротронным излучением нетепловых электронов магнитной петли, основания которой наклонены на угол около 70° . При

этом низкочастотная компонента генерируется преимущественно в ее корональной части, а высокочастотная – в основаниях петли, лежащих в хромосфере.

6. Изучена возможность генерации всплеска на частотах 93 и 140 ГГц в хромосфере Солнца для нескольких вспышек. Выполнен расчет теплового тормозного излучения плазмы для полуэмпирических моделей солнечной атмосферы [55] в случае слабой и сильной вспышек, используя оценки площадей источника по картам жесткого рентгеновского излучения (RHESSI). Получено, что потоки излучения хромосферы для модели сильной вспышки согласуются с максимальными потоками на частотах 93 и 140 ГГц в событии 4 июля 2012 г.
7. Проведен анализ вклада теплового тормозного излучения вспышечной плазмы в микроволновое излучение солнечных вспышечных петель по данным радиогелиографа Нобеля и спутников GOES. Установлено, что на фазах роста и максимума всплеска влияние тепловой плазмы на общий поток и спектральный индекс микроволнового излучения незначительно, а на фазе спада становится существенным, приводя к весоному изменению наблюдаемого микроволнового спектра.

Литература

- [1] Гладков Л.А., Курейчик В.В., Курейчик В.М., Генетические алгоритмы: Учебное пособие. 2-е издание. – М.: Физматлит, 2006. – 320 с.
- [2] Горбиков С.П., Мельников В.Ф. Численное решение уравнения Фоккера-Планка в задачах моделирования распределения частиц в солнечных магнитных ловушках // Математическое моделирование. – 2007. – Т.19. – №2. – С.112-122.
- [3] Железняков В.В. Излучение в астрофизической плазме. – М.: Янус-К, 1997. – 453 с.
- [4] Железняков В.В., Злотник Е.Я. О поляризации радиоволн, прошедших через область поперечного магнитного поля в солнечной короне // Астрономический Журнал. – 1963. – Т.40. – №4. – С.633-642.
- [5] Каплан С.А. Элементарная радиоастрономия. – М.: Наука, 1966. – 275 с.
- [6] Мельников В.Ф., Коста Ж.Э.Р., Симоес П.Ж.А. Суб-ТГц излучение солнечных вспышек: формирование спектра // Сборник трудов XV ежегодной конференции по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2011». – 2011. – ГАО РАН, Санкт-Петербург. – С.159-162.
- [7] Разин В.А. К теории спектров радиоизлучения дискретных источников на частотах ниже 30 МГц // Известия ВУЗов. Радиофиз. – 1960. – Т.3. – С.584-602.
- [8] Смирнова В.В., Цап Ю.Т., Шумов А.В., Моргачев А.С., Моторина Г.Г., Рыжов В.С., Жаркова Н.А., Нагнибеда В.Г. Анализ механизмов генерации излучения рентгеновского, микроволнового и миллиметрового диапазонов в плазме солнечной вспышки 5 июля 2012 г. // Наука и Образование. – 2016. – №12. – С.85-97.
- [9] Alissandrakis C.E., Kochanov A.A., Patsourakos S. et al. Microwave and EUV observations of an erupting filament and associated flare and coronal mass ejections // Publications of the Astronomical Society of Japan. – 2013. – V.65. – №SP1. – id.S8. – 10 p.
- [10] Alisandrakis C.E., Nindos A., Kundu M.R. Evidence for ordinary mode emission from microwave burst // Solar Phys. – 1993. – V.147. – P.343–358.
- [11] Altyntsev A.T., Fleishman G.D., Huang G.L., Melnikov V.F. A broadband microwave burst produced by electron beams // Astrophys. J. – 2008. – V.677. – P.1367–1377.

- [12] Aptekar R.L., Frederiks D.D., Golenetskii S.V. et al. Konus-W gamma-ray burst experiment for the GGS Wind spacecraft // *Space Sci. Rev.* – 1995. – V.71. – №1-4. – P.265-272.
- [13] Aschwanden M.J., Benz A.O. Electron densities in solar flare loops, chromospheric evaporation upflows, and acceleration sites // *Astrophys. J.* – 1997. – V.480. – №2. – P.825-839.
- [14] Bastian T.S., Benz A.O., Gary D.E., Radio emission from solar flares // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* – 1998. – V. 36. – P.131-188.
- [15] Belkora L., Time Evolution of Solar Microwave Bursts // *Astrophys. J.* – 1997. – V.481. – №1. – P.532-544.
- [16] Benz A.O., Wentzel D.G. Coronal evolution and solar type I radio bursts – an ion-acoustic wave model // *Astron. Astroph.* – 1981. – V.94. – P.100-108.
- [17] Battaglia M., Kontar E.P. Electron distribution functions in solar flares from combined X-Ray and extreme-ultraviolet observations // *Astrophys. J.* – 2013. – V.779. – P.107-115.
- [18] Carmichael H.A. Process for Flares // *Proceedings of the AAS-NASA Symposium «The Physics of Solar Flares».* – 1964. – Goddard Space Flight Center, Greenbelt. – P.451-456.
- [19] Cohen M.H. Magnetoionic mode coupling at high frequencies // *Astrophys. J.* – 1960. – V.131. – P.664-680.
- [20] Correia E., Kaufmann P., Magun A. The observed spectrum of solar burst continuum emission in the submillimeter spectral range // *Proceedings of IAU Symposium.* – 1994. – P.125-129.
- [21] Costa J.E.R., Simoes P.J.A., Pinto T.S.N., Melnikov V.F. Solar burst analysis with 3D loop models // *Astron. Soc. J.* – 2013. – V.65. – id.S5. –10 p.
- [22] Dulk G.A., Marsh K.A Simplified expressions for the gyrosynchrotron radiation from mildly relativistic, nonthermal and thermal electrons // *Astrophys. J.* – 1982. – V.259. – №1. – P.350-358.
- [23] Dulk G.A., Radio emission from the Sun and stars // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* – 1985. – V.23. – P.169-224.
- [24] Fleishman G.D., Melnikov V.F. Gyrosynchrotron emission from electrons with anisotropic pitch-angle distribution // *Astrophys. J.* – 2003. – V.587. – P.823-835.

- [25] Fleishman G.D., Nita G.M., Gary D.E. Dynamic magnetography of solar flaring loops // *Astrophys. J.* – 2009. V.698. – №2. – P.L183-L187.
- [26] Fleishman G.D., Kontar E.P. Sub-THz radiation mechanisms in solar flares // *Astrophys. J. Lett.* – 2010. – V.709. – №2. – P.L127-L132.
- [27] Fleishman G.D., Kuznetsov A.A. Fast gyrosynchrotron codes // *Astrophys. J. Lett.* – 2010. – V.721. – №2. – P.1127-1141.
- [28] Fleishman G., Altyntsev A., Meshalkina N., Microwave signature of relativistic positrons in solar flares // *Publ. Astron. Soc. Jpn.* – 2013. – V.65. – №S7. – P.1-5.
- [29] Fleishman G.D., Kuznetsov A.A. Theory of gyroresonance and free-free emissions from non-Maxwellian quasi-steady-state electron distributions // *Astrophys. J.* – 2014. – V.781. – №2. – id.77. – 16 p.
- [30] Gary D.E., Fleishman G.D., Nita G.M. Magnetography of solar flaring loops with microwave imaging spectropolarimetry // *Solar Phys.* – 2013. – V.288. – №2. – P.549-565.
- [31] Gimenez de Castro C.G., Trottet G., Silva-Valio A. et al. Submillimeter and X-ray observations of an X class flare // *Astron. Astrophys.* – 2009. – V.507. – P.433-439.
- [32] Guidice D.A., Cliver E.W., Barron W.R., Kahler S. The air force RSTN System // *Bulletin of the American Astronomical Society.* – V.13. – P.533
- [33] Hannah I.G., Kontar E.P. Differential emission measures from the regularized inversion of Hinode and SDO data // *Astron. Astrophys.* – 2012. – V.539. – id.A146. – 14 p.
- [34] Hirayama T. Theoretical model of flares and prominences. I: Evaporating flare model // *Solar Phys.* – 1974. – V.34. – №2. – P.323-338.
- [35] Hurford G.J., Schmahl E.J., Schwartz R.A. et. al. The RHESSI imaging concept // *Solar Phys.* – 2002. – V.210. – №.1-2. – P.61-86.
- [36] Isliker H., Benz A.O. Catalogue of 1–3 GHz solar flare radio emission // *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* – 1994. – V.104. – P.145-160.
- [37] Kaufmann P., Correia E., Costa J.E.R., Zodivaz A.M. A synchrotron/inverse Compton interpretation of a solar burst producing fast pulses at lambda less than 3-mm and hard X-rays // *Astron. Astrophys.* – 1986. – V.157. – №1. – P.11-18.
- [38] Kaufmann P., Raulin J.-P., Correia E. et al. Solar flare observations at submm-waves // *Proceedings of IAU Symp. «Recent Insights into the Physics of the Sun and Heliosphere:*

- Highlights from SOHO and Other Space Mission». – 2001. – ASP, San Francisco. – P.283-286.
- [39] Kaufmann P., Raulin J.P., Gimenez de Castro C.G. et al. A new solar burst spectral component emitting only in the terahertz range // *Astrophys. J.* – 2004. – V.603. – P.L121-L124.
- [40] Kaufmann P., Raulin J.P. Can microbunch instability on solar flare accelerated electron beams account for bright broadband coherent synchrotron microwaves // *Phys. of Plasmas*. – 2006. – V.13. – №7. – P.070701-070701-4.
- [41] Kaufmann P., Trottet G., Gimenez de Castro C.G. Subterahertz, microwaves and high energy emissions during the 6 December 2006 flare, at 18:40 UT // *Solar Phys.* – 2009. – V.255. – P.131-142.
- [42] Klein K.L. Microwave radiation from a dense magneto-active plasma // *Astron. Astrophys.* – 1987. – V.183. – P.341-350.
- [43] Klein K.L., Trottet G. Gyrosynchrotron radiation from a source with spatially varying field and density // *Astron. Astrophys.* – 1984. – V.141. – P.67-76.
- [44] Kontar E.P., Emslie A.G. Piana M. et al. Determination of electron flux spectra in a solar flare with an augmented regularization method: application to RHESSI data // *Solar Phys.* – 2005. – V.226. – P.317-325.
- [45] Kontar E.P., Motorina G.G., Jeffrey N.L.S. et. al. Frequency rising sub-THz emission from solar flare ribbons // *Astron. Astrophys.* – 2018. – V.620. – id.A95. – 6 p.
- [46] Kopp R.A., Pneuman G.W. Magnetic reconnection in the corona and the loop prominence phenomenon // *Solar Phys.* – 1976. – V.50. – P.85-98.
- [47] Krucker S., Battaglia M. Particle densities within the acceleration region of a solar flare // *Astrophys. J.* – 2014. – V.780. – №1. – id.107. – 6 p.
- [48] Kundu M.R., Vlahos L. Solar microwave bursts — A review // *Space Science Reviews.* – 1982. – V.32. – №4. – P.405-462.
- [49] Kuznetsov A.A., Nita G.M., Fleishman G.D. Three-dimensional simulations of gyrosynchrotron emission from mildly anisotropic nonuniform electron distributions in symmetric magnetic loops // *Astrophys. J.* – 2011. – V.742. – №2. – id.87. – 14 p.
- [50] Kuznetsov S.A., Melnikov V.F. Modeling the effect of dense plasma on dynamics of the microwave spectrum of solar flaring loops // *Geomagnetism and Aeronomy.* – 2012. – V.52. – №7. – P.883-891.

- [51] Lemen J.R., Title A.M., Akin D.J. et al. The atmospheric imaging assembly (AIA) on the solar dynamics observatory (SDO) // *Solar Phys.* – 2012. – V.275. – P.17-40.
- [52] Lin R.P., Dennis B.R., Hurford G.J. et al. The Reuven Ramaty High-Energy Solar Spectroscopic Imager (RHESSI) // *Solar Phys.* – 2002. – V.210. – №1. – P.3-32.
- [53] Liu W., Chen Q., Petrosian V. Plasmoid ejection and loop contraction in an eruptive M7.7 solar flare: Evidence of particle acceleration and heating in magnetic reconnection outflows // *Astrophys. J.* – 2013. – V.767. – №2. – id.168. – 18 p.
- [54] Luthi T., Magun A., Miller M., First observation of a solar X-class flare in the submillimeter range with KOSMA // *Astron. Astrophys.* – 2004. – V.415. – P.1123-1132.
- [55] Machado M.E., Avrett E.H., Vernazza J.E., Noyes R.W. Semiempirical models of chromospheric flare regions // *Astrophys. J.* – Pt.1. – 1980. – V.242. – P.336-351.
- [56] Melnikov V.F., Shibasaki K., Reznikova V.E. Loop-top nonthermal microwave source in extended solar flaring loops // *Astrophys. J.* – 2002. – V.580. – №2. – P.L185-L188.
- [57] Melnikov V.F., Gary D.E., Nita G.M. Peak frequency dynamics in solar microwave bursts // *Solar Phys.* – 2008. – V.253. – №1-2. – P.43-73.
- [58] Melnikov V.F., Pyatakova N.P., Shibasaki K. Constraints for electron acceleration models in solar flares from microwave observations with high spatial resolution // *Proceedings of the 3rd Hinode Science Meeting.* – 2009., ASP Conf. Ser. 454, San Francisco: Astronomical. Soc. Pac., 2012, P.321–324.
- [59] Morgachev A.S., Polyakov V.E., Melnikov V.F. Contribution of thermal bremsstrahlung to microwave emission of solar flare loops // *Astronomy Reports.* – 2014. – V.58. – №5. – P.335-344.
- [60] Morgachev A.S., Kuznetsov S.A., Melnikov V.F. Radio diagnostics of the solar flaring loop parameters by direct fitting method // *Geomagnetism and Aeronomy.* – 2014. – V.54. – №7. – P.933-942.
- [61] Morgachev A.S., Kuznetsov S.A., Melnikov V.F., Simoes J.A. Modeling the distribution of circular polarization degree of solar flare loops in event 19 July 2012 // *Geomagnetism and Aeronomy.* – 2015. – V.55. – №8. – P.1118–1123.
- [62] Morgachev A.S., Melnikov V.F., Kuznetsov S.A. Search for accelerated electron anisotropy signatures based on observed polarization of the flaring loop microwave emission // *Geomagnetism and Aeronomy.* – 2016. – V.56. – №8. – P.1045-1052.

- [63] Morgachev A.S., Tsap Yu.T., Smirnova V.V. et al. Simulation of microwave emission from the magnetic arch with a growing millimeter spectrum // *Geomagnetism and Aeronomy*. – 2017. – V.57. – №8. – P.1028-1038.
- [64] Morgachev A.S., Tsap Yu.T., Smirnova V.V., Motorina G.G. Simulation of subterahertz emission from April 2, 2017 solar flare based on the multiwavelength observations // *Geomagnetism and Aeronomy*. – 2018. – V.58. – №8. – P.1113-1122.
- [65] Nakajima H., Sekiguchi H., Sawa M. et al. The radiometer and polarimeters at 80, 35, and 17 GHz for solar observations at Nobeyama // *Astronomical Society of Japan Publications*. – 1985. – V.37. – №1. – P.163-170.
- [66] Nakajima H., Nishio M., Enome S., et al. The Nobeyama radioheliograph // *In Proc. Of the IEEE*. – 1994. – V.8. – P.705-713.
- [67] Nita G.M., Gary D.E., Lee J. Statistical study of two years of solar flare radio spectra obtained with the Owens valley solar array // *Astrophys. J.* – 2004. – V.605. – №1. – P.528-545.
- [68] Nita G.M., Fleishman G.D., Kuznetsov A.A. et al. Three-dimensional radio and X-ray modeling and data analysis software: revealing flare complexity // *Astrophys. J.* – 2015. – V.799. – №2. –id.236. – 15 p.
- [69] Petrosian V. Synchrotron emissivity from mildly relativistic particles // *Astrophys. J.* – 1981. – V.251. – P.727–738.
- [70] Preka-Papadema P., Alissandrakis C.E. Two-dimensional model maps of flaring loops at cm-wavelengths // *Astron. Astrophys.* – 1992. – V.257. – P.307-314.
- [71] Press W.H., Flannery B.P., Teukolsky S.A. *Numerical Recipes: the art of scientific computing*. – Cambridge: Cambridge Univ. Press. – 1986. – 1262 p.
- [72] Raulin J.P., Makhmutov V.S., Kaufmann P. et al. Analysis of the impulsive phase of a solar flare at submillimeter wavelengths // *Solar Phys.* – 2004. – V.223. – P.181-199.
- [73] Reznikova V.E., Melnikov V.F., Shibasaki K. et al. 2002 August 24 limb flare loop: dynamics of microwave brightness distribution // *Astrophys. J.* – 1999. – V.697. – №1. – P.735-746.
- [74] Rozanov B.A. Millimeter range radio telescope RT-7.5 BMSTU, in reviews of USSR universities, part.3. // *Radio electron*. – 1981. – V.24. – P.3-10.
- [75] Scherrer P.H., Bogart R.S., Bush R.I. et al. The solar oscillations investigation Michelson Doppler Imager // *Solar Phys.* – 1995. – V.162. – P.129-188.

- [76] Scherrer P.H., Schon J., Bush R.I. et al. The helioseismic and magnetic imager (HMI) investigation for the Solar Dynamic Observatory // *Solar Phys.* – 2012. – V.75. – P.207-227.
- [77] Schwartz R.A., Csillaghy A., Tolbert A.K. et al. RHESSI data analysis software: rationale and methods // *Solar Phys.* – 2002. – V.210. – P.165.
- [78] Shain A.V., Melnikov V.F., Morgachev A.S. The role of quasi-transverse propagation effect in observed polarization of flare loop microwave radiation // *Geomagnetism and Aeronomy.* – 2017. – V.57. – №8. – P.988-996.
- [79] Silva A.V.R., Share G.H., Murphy R.J., et al. Evidence that synchrotron emission from nonthermal electrons produces the increasing submillimeter spectral component in solar flares // *Solar Phys.* – 2007. – V.245. – P.311-326.
- [80] Simoes P.J.A., Costa J.E.R. Solar bursts gyrosynchrotron emission from three-dimensional Sources // *Astron. Astrophys.* – 2006. – V.453. – P.729-736.
- [81] Simões P.J.A., Costa J.E.R. Gyrosynchrotron emission from anisotropic pitch-angle distribution of electrons in 3-d solar flare sources // *Solar Phys.* – 2010. – V.266. – P.109-121.
- [82] Smirnova V.V., Nagnibeda V.G., Ryzhov V.S. et al. Observations of subterahertz radiation of solar flares with an RT-7.5 radiotelescope // *Geomagnetism and Aeronomy.* – 2013. – V.53. – P.997-999.
- [83] Sturrock P.A. Model of the high-energy phase of solar flares // *Nature.* – 1966. – V.211. – P.695-697.
- [84] Syrovatsky S.I. The distribution of relativistic electrons in the galaxy and the spectrum of synchrotron radio emission // *Astron. Zhurn.* – 1959. – V.36. – P.17.
- [85] Su Y.N., Huang G.L. Polarization of loop-top and footpoint sources in microwave bursts // *Astrophys. J.* – 2004. – V.219. – P.159-168.
- [86] Thomas R.J., Starr R., Crannell C.J Expressions to determine temperatures and emission measures for solar X-ray events from GOES measurements // *Solar Phys.* – 1985. – V.95. – №2. – P.323-329.
- [87] Trotter G., Raulin J., Kaufmann P., et al. First detection of the impulsive and extended phases of a solar radio burst above 200 GHz // *Astron. Astrophys.* – 2002. – V.381. – P.694-702.

- [88] Trotter G., Krucker S., Luthi T., Magun A. Radio submillimeter and X-ray observations of the 2003 October 28 solar flare // *Astrophys. J.* – 2008. – V.678. – P.509-514.
- [89] Tsap Yu.T., Smirnova V.V., Morgachev A.S. et al. On the origin of the sub-THz emission from the 4 July 2012 solar flare // *Advances in Space Research.* – 2016. – V.57. – №7. – P.1449-1455.
- [90] Tsap Yu.T., Smirnova V.V., Motorina G.G. et al. Millimeter and X-ray emission from the 5 July 2012 solar flare // *Solar Phys.* – 2018. – V.293. – №3. – id.50. – 15 p.
- [91] Tucker W.H. Radiation processes in astrophysics. – Cambridge, MA: MIT Press. – 1975.
- [92] Twiss R. Q. Nature of discrete radio sources // *Philos. Mag.* – 1954. – V.45. – P.249-258.
- [93] Qu Z.Q., Xu Z. Key properties of solar chromospheric line formation process // *Chinese Journal of Astronomy & Astrophysics.* – 2002. – V.2. – P.71-80.
- [94] Wild J. P., Hill E. R. Approximation of the general formulae for gyro and synchrotron radiation in a vacuum and isotropic plasma // *Australian Journal of Physics.* – 1971. – V.24. – P.43-52.
- [95] White S.M., Thomas R.J., Schwartz R.A. Updated expressions for determining temperatures and emission measures from GOES soft X-ray measurements // *Solar Phys.* – 2005. – V.141. – P.347-369.
- [96] White S.M., Benz A.O., Christe S. et al. The relationship between solar radio and hard X-ray emission // *Space Sci. Rev.* – 2011. – V.159. – №1-4. – P.225-261.
- [97] Urpo S. Observing methods for the millimeter wave radio telescope at the MetsaEhovi Radio Research Station and observations of the Sun and extragalactic sources // PhD thesis. – 1982. – Helsinki University of Technology, Espoo, Finland.
- [98] Zaitsev V.V., Stepanov A.V., Melnikov V.F. Sub-terahertz emission from solar flares: The plasma mechanism of chromospheric emission // *Astronomy Letters.* – 2013. – V.39. – №9. – P.650-659.
- [99] Zharkova V.V., Arzner K., Benz A.O. et al. Recent advances in understanding particle acceleration processes in solar flares // *Space Sci. Rev.* – 2011. – V.159. – №1-4. – P.357-420.

Благодарности

Автор выражает огромную благодарность научному руководителю диссертации, д.ф.-м.н. Мельникову Виктору Федоровичу за наставничество и предоставленные возможности для научной деятельности. Отдельно хотелось бы поблагодарить Цапа Юрия Теодоровича, Моторину Галину Геннадьевну и Смирнову Викторю Валерьевну за совместную плодотворную работу, результаты которой составляют третью главу диссертации. Также автор выражает признательность соавторам, руководителям и коллегам: Кузнецову С.А., Шаину А.В., Степанову А.В., Тихомирову Ю.В., Шейнер О.А., Фридману В.М., Бакуниной И.А, Дугину Н.А. за помощь, обсуждения и ценные замечания.