

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ  
ИНСТИТУТ КОСМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

Шарыкин Иван Николаевич

**Исследование энерговыделения солнечных вспышек по  
многоволновым пространственно-разрешенным наблюдениям**

01.03.03 - физика Солнца

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель  
д.ф.-м.н. А. Б. Струминский

Москва

2015

# Оглавление

<b>Инструментарий</b>	<b>4</b>
<b>Введение</b>	<b>11</b>
<b>Глава 1. Исследование сверхгорячей плазмы в мощной эруптивной солнечной вспышке</b>	<b>20</b>
1.1 Введение и постановка задачи . . . . .	21
1.2 Наблюдения вспышки 9 августа 2011 г. . . . .	24
1.3 Спектральный анализ рентгеновского излучения по данным RHESSI	27
1.4 Обсуждение причины аномально-высокой температуры, измерен- ной с помощью GOES . . . . .	29
1.5 Энерговыделение во вспышечной области . . . . .	31
1.5.1 Модель вспышечной области в двухтемпературном прибли- жении . . . . .	31
1.5.2 Расчет внутренней энергии плазмы . . . . .	34
1.5.3 Расчет энергии нетепловых электронов . . . . .	35
1.5.4 Энергетический баланс . . . . .	36
1.6 Обсуждение . . . . .	41
1.7 Выводы . . . . .	45
<b>Глава 2. Исследование сверхгорячей плазмы и ускорения электро- нов в неэруптивной однопетлевой вспышке</b>	<b>46</b>
2.1 Введение и постановка задачи . . . . .	47

---

2.2	Наблюдения вспышки 12 августа 2002 г. . . . .	49
2.3	Энерговыведение во вспышечной области . . . . .	54
2.3.1	Энергетика . . . . .	54
2.3.2	Исследование динамики ускорения электронов . . . . .	58
2.4	Выводы . . . . .	65
<b>Глава 3. Исследование тонкой структуры вспышечных лент по дан- ным наблюдений VIS/NST</b>		<b>67</b>
3.1	Введение и постановка задачи . . . . .	68
3.2	Наблюдение вспышки 15 августа 2013 г. . . . .	70
3.3	Данные наблюдений VIS/NST . . . . .	72
3.4	Данные наблюдений SDO и расчет электрических токов . . . . .	75
3.5	Рентгеновское излучение по данным FERMI/GBM . . . . .	80
3.6	Обсуждение . . . . .	80
3.7	Выводы . . . . .	85
<b>Глава 4. Роль электрических токов во вспышечном энерговыведе- нии и генерации гелиосейсмического возмущения</b>		<b>86</b>
4.1	Введение и постановка задачи . . . . .	87
4.2	Наблюдения вспышки 17 Февраля 2013 г. . . . .	89
4.3	Рентгеновское излучение по данным RHESSI . . . . .	94
4.4	Данные наблюдений SDO и расчет электрических токов . . . . .	97
4.5	Обсуждение . . . . .	98
4.6	Выводы . . . . .	101
<b>Заключение и положения выносимые на защиту</b>		<b>102</b>
<b>Приложение А. Спектральный анализ рентгеновского излучения по данным RHESSI</b>		<b>107</b>
<b>Приложение В. Тормозное нетепловое рентгеновское излучение ускоренных электронов в солнечных вспышках</b>		<b>110</b>

---

Приложение С. Расчет энергетики солнечных вспышек	115
Литература	121

# Инструментарий

Для обработки данных наблюдений обсерваторий и приборов, описываемых в данном разделе, используется комплекс программ пакета Solar SoftWare (SSW) разработанного под IDL (Interactive Data Language). Также автором были разработаны собственные программы для обработки данных наблюдений в силу необходимости решения задач, выходящих за пределы стандартного набора процедур и функций SSW.

## *Изображающий рентгеновский солнечный спектрометр*

### *RHESSI*

Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager, RHESSI [60] производит пространственно-разрешенные спектральные наблюдения солнечного рентгеновского излучения в широком диапазоне энергий 3 кэВ-17 МэВ. Регистрация входящего рентгеновского излучения осуществляется девятью германиевыми детекторами [98], состоящих из двух сегментов. Фронтальный сегмент эффективно регистрирует рентгеновские фотоны с энергиями более 3 кэВ, а задний сегмент чувствителен к фотонам с энергиями  $\gtrsim 100$  кэВ. При исследовании рентгеновского излучения до 300 кэВ обычно используются только фронтальные сегменты детекторов, причем мягкое рентгеновское излучение ( $\lesssim 20$  кэВ) регистрируется семью детекторами. Детекторы 2 и 7 имеют порог 20 кэВ, начиная с которого они принимают сигнал выше фона, кроме этого данные детекторы обладают

наихудшим энергетическим разрешением 7.9 и 3.1 кэВ для энергии 93.9 кэВ. В диссертационной работе анализируется рентгеновское излучение с энергией менее 300 кэВ, в котором сосредоточено как и тепловое излучение нагретой плазмы так и нетепловое излучение ускоренных электронов.

Кроме спектральных измерений RHESSI также получает информацию о распределении рентгеновской яркости на диске Солнца. Вместо нормальной оптической схемы на космическом аппарате для построения изображений используется модуляция приходящего потока рентгеновских фотонов девятью вращающимися коллиматорами-решетками (период вращения КА вокруг собственной оси составляет примерно 4 секунды). Каждому детектору соответствует своя собственная решетка с характерным размером щелей, который определяет угловое разрешение. Решетки с наиболее узкими щелями дают информацию о мелких деталях источников рентгеновского излучения (минимальное  $\text{FWHM} \approx 2.3''$ ), тогда как решетки с самыми широкими щелями дают информацию о положении источника на диске Солнца (максимальное  $\text{FWHM} \approx 183.2''$ ). Непосредственное восстановление изображений из модулированного темпа счета может осуществляться различными способами, например с помощью алгоритма CLEAN [43], который впервые начал использоваться в радиоастрономии. Детали восстановления рентгеновских изображений по данным RHESSI описаны в работе [46], сравнения алгоритмов также приводятся в работе [23]. В диссертации используются алгоритмы CLEAN и PIXON [73], последний дает наилучшую фотометрию комплексных рентгеновских источников [23].

## *Рентгеновская и гамма обсерватория FERMI*

Космическая обсерватория рентгеновского и гамма излучения FERMI была спроектирована прежде всего для исследования источников рентгеновского и гамма излучения вне Солнечной системы, однако монитор гамма всплесков GBM [71] также регистрирует рентгеновское излучение от солнечных вспышек, а LAT [10] его высокоэнергичную часть. При отсутствии данных RHESSI можно использо-

вать данные GBM/FERMI по рентгеновскому излучению в диапазоне энергий 6-300 кэВ с временным разрешением 4 секунды. Спектрометр GBM состоит из двенадцати NaI детекторов (10-1000 кэВ) и двух BGO детекторов (0.1-70 МэВ). Каждый из детекторов обладает своей направленностью и расположены на космическом аппарате так, что их поле зрения покрывает примерно всю небесную сферу, при этом только доля детекторов эффективно регистрирует рентгеновское и гамма излучение от солнечных вспышек. В работе используются данные только NaI детекторов, чье энергетическое разрешение составляет примерно 3 и 15 кэВ соответственно для энергий 10 и 100 кэВ.

### *Детекторы рентгеновского излучения КА GOES*

Детекторы рентгеновского излучения GOES (Geostationary Operational Environmental Satellite) осуществляют регистрацию мягкого рентгеновского излучения всего диска Солнца в коротковолновом (0.5-4 Å) и длинноволновом канале (1-8 Å). Временное разрешение составляет 2 секунды для GOES-15 и 3 секунды для КА GOES предыдущих поколений. Данные GOES используются для исследования временной динамики нагрева плазмы, оценки ее энергии и радиационных потерь. Для оценки температуры и меры эмиссии плазмы используется метод описанный в работе [105] и уточненный [112]. Оценка температуры основана из отношения потока рентгеновского излучения в коротковолновом канале к потоку в длинноволновом канале. В рамках приближения однотемпературной плазмы, можно установить взаимосвязь отношения потоков  $R$  в двух каналах GOES с температурой плазмы. Причем  $R(T)$  является монотонно возрастающей функцией. Влияние многотемпературности плазмы на оценку температуры (в рамках однотемпературного приближения) методом [105] обсуждается в работе [87].

## *Радиобсерватория Nobeyama*

Радиобсерватория Nobeyama включает в себя два наблюдательных комплекса: радиополяриметр NORP и радиогелиограф NORH [77]. NORP регистрирует поток радиоизлучения в правой ( $R$ ) и левой ( $L$ ) круговой поляризации на семи частотах: 1, 2, 4, 9, 17, 35 и 80 ГГц. Данные NORP в FITS файлах представлены как временные ряды  $I = R + L$  и  $V = R - L$ . Радиогелиограф NORH позволяет восстанавливать  $R + L$  радиоизображения на частотах 17 и 34 ГГц и  $R - L$  изображения на частоте 17 ГГц. Поляризация микроволнового радиоизлучения по данным NORP и NORH вычисляется как  $(R - L)/(R + L)$ . Временное разрешение NORP и NORH составляет 0.1 или 1 секунду. Пространственное разрешение NORH составляет  $\approx 15''$  для 17 ГГц и  $\approx 10''$  для 34 ГГц. В диссертации радионаблюдения используются в качестве дополнительного источника информации об ускоренных электронах.

## *Наземная оптическая обсерватория Big Bear Solar Observatory (BBSO)*

В диссертации используются наблюдения нового солнечного телескопа NST (New Solar Telescope) [36] в составе обсерватории BBSO (Big Bear Solar Observatory). Анализируются данные наблюдений  $H_\alpha$  излучения изображающего спектрометра видимого света VIS (Visible Imaging Spectrometer). NST является внеосевым телескопом схемы Грегориана с диаметром главного зеркала 1.6 м. Свет поступающий на приемники излучения корректируется системой адаптивной оптики АО-308, которая состоит из 308 субапертур и 357 корректоров-актюаторов. Спектрометр VIS способен осуществлять сканирование  $H_\alpha$  линии в 11 позициях с временным разрешением  $\approx 30$  секунд с эффективным полем зрения  $\approx 70'' \times 70''$  и размером пикселя  $\approx 0.034''$ . Получаемые серии изображений-фильтрограмм корректируются методами спекл-интерферометрии [1, 113]. Конечное изображение обладает пространственным разрешением близким к диффракционному пределу



$\approx 0.08''$  для  $\lambda_{H\alpha} = 6563 \text{ \AA}$ .

### *Солнечная и гелиосферная обсерватория SOHO*

Космическая обсерватория SOHO [25] была разработана для решения широкого круга задач: исследование динамических процессов в солнечной короне и гелиосфере. На борту КА находятся приборы регистрирующие солнечное излучение из короны и гелиосферы и проводящие измерения in-situ физических параметров окружающей среды. В диссертации используются данные ультрафиолетового телескопа EIT (Extreme Ultraviolet Imaging Telescope) [20]. EIT получает изображения всего солнечного диска с временным разрешением 12 минут в двух каналах:  $171 \text{ \AA}$  (Fe IX и X, 1.3 МК) и  $195 \text{ \AA}$  (Fe XII, 1.6 МК). Пространственное разрешение составляет  $2.62''$ .

### *Космическая обсерватория солнечной динамики SDO*

Космическая обсерватория солнечной динамики SDO (Solar Dynamics Observatory), была спроектирована для комплексных исследований солнечной короны, эволюции магнитного поля Солнца и солнечной активности [81]. Космический аппарат был запущен 11 февраля 2010 года на геосинхронную орбиту. На борту КА установлена три прибора:

1. Heliospheric Magnetic Imager, HMI [90, 91] производит пространственно разрешенные измерения магнитного поля по лучу зрения, полного вектора магнитного поля, интенсивности и доплеровские скорости плазмы в фотосфере. Принцип измерения магнитного поля основан на эффекте Зеемана. Прибор производит сканирование магнеточувствительной линии Fe I ( $6173 \text{ \AA}$ ) в различных поляризациях для шести значений длин волн. Селекция выделенного диапазона длин волн осуществляется с помощью фильтра Лайота, широкополосного и узкополосного интерферометров Майкельсона. Регистрация излучения производится с помощью двух отдельных камер на

4096×4096 ПЗС матрицы. Временное разрешения доплерограмм (карт доплеровских скоростей), интенсивности излучения и магнитограмм по лучу зрения (карты магнитного поля) составляет 45 секунд. Пространственное разрешение составляет  $\approx 1''$  при размере пикселя  $\approx 0.5''$ . Полный вектор магнитного поля восстанавливается инверсией профилей Стокса исследуемой линии [18, 42]. Временное разрешение векторных магнитограмм составляет 720 секунд.

2. Atmospheric Imaging Assembly, AIA [59] производит пространственно разрешенные наблюдения ультрафиолетового излучения в широком диапазоне длин волн с помощью четырех телескопов. Экстримальное ультрафиолетовое (ЭУФ) излучение регистрируется в семи каналах: 94 Å (Fe XVIII, 7.2 МК), 131 Å (Fe VIII и XXI, 0.5 МК), 171 Å (Fe IX, 0.8 МК), 193 Å (Fe XII и XXIV, 1.5 МК), 211 Å (Fe XIV, 1.9 МК), 304 Å (He II, 0.08 МК) и 335 Å (Fe XVI, 2.5 МК). Данный набор каналов позволяет исследовать температурную структуру короны в широком диапазоне: от  $6 \times 10^4$  до  $2 \times 10^7$  К. Отдельный телескоп наблюдает Солнце в линии C IV и непрерывное излучение в канале 1600 Å и чисто непрерывное излучение в области 1700 Å, а также обладает фильтром для получения изображений Солнца в видимом свете (4500 Å) для сравнения изображений AIA с наблюдениями других обсерваторий. Временное разрешение ЭУФ изображений составляет 12 секунд и пространственное разрешение 1.2'' (размер пикселя 0.6''). Временное разрешение УФ изображений в каналах 1600 и 1700 Å составляет 24 секунды. Данные AIA используются для исследования пространственной структуры вспышечной области. Однако зачастую во время даже умеренных вспышек наблюдается сильное перенасыщение изображений. В связи с этим часто используются наблюдения наименее чувствительного канала 94 Å на малых экспозициях, а также проводится анализ состояния предвспышечной и послевспышечной области, где энерговыделение не такое мощное и перенасыщение ПЗС-матрицы не наблюдается.

---

3. Extreme Ultraviolet Variability Experiment, EVE [114] производит спектральные и фотометрические наблюдения УФ излучения всего Солнца без пространственного разрешения. Прибор состоит из двух блоков: спектрометр MEGS (Multiple EUV Grating Spectrograph) на основе диффракционных решеток и ЭУФ фотометр ESP (EUV SpectroPhotometr). MEGS производит измерения в четырех каналах: спектры в диапазоне 5-37 (MEGS-A) и 37-105 нм (MEGS-B), фотометрические измерения в диапазонах 0.1-7 (MEGS-SAM) и 121.6 нм (MEGS-P, линия  $L_{\alpha}$ ). Временное разрешение MEGS составляет 10 секунд, а спектральное 0.1 нм. Фотометр ESP регистрирует солнечное излучение с временным разрешением 0.25 секунд в пяти каналах: 0.1-5.9, 17.2-20.6, 23.1-27.6, 28.0-31.6 и 34.0-38.1 нм. В диссертации ЭУФ спектры MEGS используются для оценки радиационных потерь вспышечной области в ЭУФ диапазоне ЭМ спектра.

# Введение

Солнечная вспышка представляет из себя комплекс различных физических явлений в плазме, объединенных в один взаимосвязанный процесс накопления и выделения энергии. Локализация области первичного энерговыделения и определение его триггера является центральной проблемой физики солнечных вспышек. Исследование данной проблемы требует анализа наблюдений солнечных вспышек в различных диапазонах электромагнитного спектра, а также самосогласованного теоретического моделирования. Представляемая диссертационная работа посвящена решению задач, связанных с проблемой накопления и выделения энергии во время солнечных вспышек и базируется на анализе наблюдений Солнца в различных диапазонах ЭМ спектра.

Главным источником информации о процессах, происходящих во время солнечных вспышек, является электромагнитное излучение. Солнечные вспышки проявляют себя во всех диапазонах электромагнитного (ЭМ) спектра, которые дают нам информацию о разных физических процессах. Лишь малую долю информации о солнечных вспышках мы получаем из *in situ* измерений физических параметров среды в межпланетном пространстве. Большая часть электромагнитного излучения (все ультрафиолетовое, рентгеновское и гамма излучение, а также часть ИК излучения и радиоизлучения) может регистрироваться только из космоса. Поэтому качественный скачок в понимании солнечных вспышек был связан с наступлением космической эры. Оптические и радио наблюдения наземных обсерваторий дополняют наблюдения в других диапазонах ЭМ спектра из космоса.

О мощности солнечных вспышек принято судить по интенсивности мягкого рентгеновского излучения, зарегистрированного в канале 1-8 Å рентгеновским детектором космического аппарата (КА) GOES (см. раздел “Инструментарий”). Рентгеновским баллом вспышки считается максимальная средняя интенсивность, зарегистрированная за 1 мин. С точки зрения временной динамики в солнечных вспышках выделяют три фазы. Начальная предимпульсная (не всегда явно наблюдается) фаза обычно длится до нескольких десятков минут и характеризуется относительно медленным ростом потоков теплового рентгеновского излучения, тогда как во время импульсной фазы (или фазы роста) происходит резкий рост потоков теплового рентгеновского и ультрафиолетового излучения (иногда наблюдаются отдельные всплески жесткого рентгеновского излучения [120]) в течение промежутка времени  $\lesssim 10$  мин. Во время фазы спада (может длиться до нескольких часов) доминируют процессы охлаждения и происходит постепенное уменьшение интенсивности излучения в различных диапазонах электромагнитного спектра. Суммарная длительность вспышек может достигать величины от нескольких минут до нескольких часов. Причем в различных диапазонах электромагнитного спектра длительность может варьироваться.

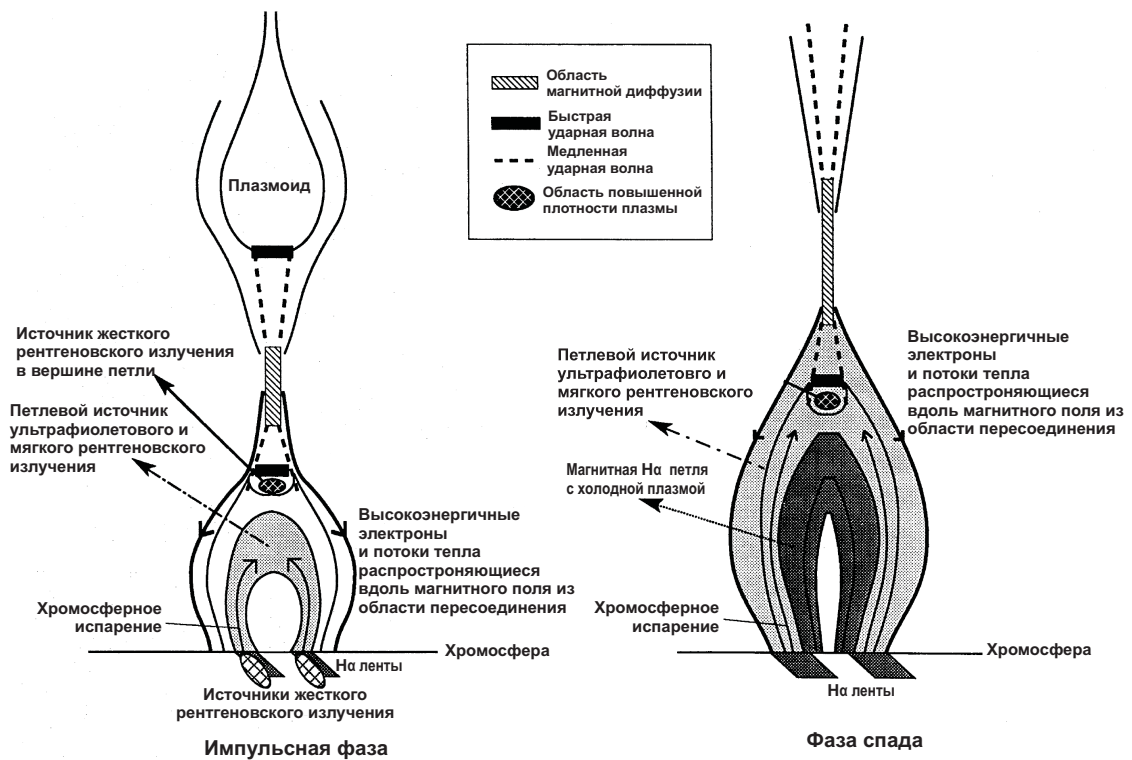
Согласно современным представлениям главным источником вспышечного энерговыделения является энергия магнитного поля. Возможно, что в короне над активными областями в результате взаимодействия магнитоплазменных структур формируются токовые слои, которые в ряде случаев могут представлять из себя квазистационарные образования, а в отдельные моменты времени в них может происходить резкое выделение магнитной энергии за счет магнитного пересоединения [3], что и приводит к солнечной вспышке.

Существует множество моделей вспышек (например, см. раздел 10.5 в книге [8]), в которых первоначальное энерговыделение происходит в корональных токовых слоях при различной геометрии магнитного поля. Наиболее популярной и обсуждаемой моделью является модель эруптивной двухленточной солнечной вспышки [41, 68, 107] (далее называем ее стандартной моделью эруптивной солнечной вспышки). В рамках стандартной модели предполагается существование

магнитного жгута, вытянутого вдоль линии инверсии полярности магнитного поля, который теряет устойчивость и начинает подниматься во внешнюю корону и затем в виде облака плазмы с магнитным полем улетает в межпланетное пространство, наблюдаемого как корональный выброс массы (КВМ). Под эруптирующим магнитным жгутом происходит формирование вытянутого квазивертикального токового слоя, где происходит магнитное пересоединение и первоначальное вспышечное энерговыделение. Схема стандартной модели показывается на рис. 1.1, где изображается сечение вспышечной области, перпендикулярное эруптивному волокну. Вообще наблюдение первичного вспышечного энерговыделения, локализованного в короне, является крайне затруднительным из-за малой меры эмиссии (малой плотности плазмы) в короне. Поэтому сегодня мы крайне мало знаем о процессе нагрева плазмы и одновременного ускорения заряженных частиц в области первичного энерговыделения.

Ускорение электронов и ионов является одним из основных процессов, сопровождающих первичное энерговыделение в области магнитного пересоединения, которое обычно развивается во время импульсной фазы. Энергия заряженных частиц может достигать значений  $\sim 10$  ГэВ для протонов и  $\sim 10$  МэВ для электронов. Существует несколько способов ускорить заряженные частицы: (1) ускорение квазистационарными электрическими полями [12, 61]; (2) стохастическое ускорение [74, 82] и (3) ускорение на ударных волнах [100, 108]. Возможно, что каждый из этих механизмов работает во время солнечных вспышек с той или иной эффективностью. Однако основываясь на результатах анализа наблюдательных данных в настоящее время нельзя сказать четко о конкретном механизме ускорения.

Ускоренные электроны генерируют тормозное жесткое ( $\gtrsim 10$  кэВ) рентгеновское излучение и микроволновое ( $\gtrsim 10$  ГГц) гиротронное радиоизлучение. Именно данные виды электромагнитного излучения дают основную информацию о спектре ускоренных электронов [49] и их динамике. Основную информацию об ускоренных электронах мы получаем по спектрам жесткого рентгеновского излучения, испускаемого из плотных слоев солнечной атмосферы, где эффективно



**Рис. 1.1.** Двухмерная модель эруптивной вспышки согласно [68]. Кроме геометрии вспышечной области на рисунке показаны характерные типы излучений, регистрируемые наблюдателем во время развития вспышечного процесса.

происходит термализация нетепловых электронов (см. приложение В), которые попадают туда двигаясь вдоль силовых линий магнитного поля из области ускорения.

Информацию об ускоренных ионах можно получить из анализа гамма излучения [84]. Опять же в силу малой плотности корональной плазмы мы редко имеем возможность наблюдать тормозное жесткое рентгеновское излучение, генерируемое ускоренными электронами в области ускорения.

Ускоренные заряженные частицы в процессе движения вдоль магнитных петель нагревают окружающую плазму за счет кулоновских соударений, но наиболее интенсивное энерговыделение происходит в результате выпадения электронов в плотную часть солнечной атмосферы. Обычно, быстрая инжекция ускоренных частиц в плотную плазму приводит к ее нагреву, который не компен-

сируется отводом тепла за счет теплопроводности и излучения. В результате происходит резкое расширение объема горячей плазмы вдоль линий магнитного поля со скоростями, достигающие значений  $\sim 50$  км/с [88]. Данное явление было названо “хромосферным испарением”. Большое количество теоретических работ и численных экспериментов [2, 13, 31, 51, 67, 69] было посвящено моделированию газодинамического отклика солнечной атмосферы на ее нагрев пучками ускоренных электронов.

Кроме ускоренных электронов, перегрев хромосферы и инициация течений плазмы во вспышечные петли может осуществляться за счет мощного теплового потока из области первоначального энерговыделения [65, 101]. В рамках стандартной модели, главным образом, хромосферное испарение ответственно за усиление потоков теплового мягкого ( $\lesssim 10$  кэВ) рентгеновского и горячего ультрафиолетового излучения, а также наблюдаемый рост температуры плазмы (с пиком в диапазоне 5-30 МК) во вспышечной области. На фазе спада плазма начинает остывать из-за излучения и наблюдается в холодных каналах ультрафиолетового излучения или даже  $H_{\alpha}$  излучения.

В недавних исследованиях (например, [16]) было показано, что в некоторых вспышках наблюдается формирование сверхгорячей вспышечной плазмы, с характерной температурой  $>30$  МК. В рамках газодинамических моделей, нагрев плазмы как правило ограничивается температурой  $\sim 30$  МК [2, 13, 31, 51, 67, 69]. Скорее всего формирование сверхгорячей плазмы связано именно с первичным энерговыделением [16] и ее исследование представляет особый интерес для понимания процесса начального нагрева плазмы и ускорения заряженных частиц. Наблюдения рентгеновского излучения с помощью КА RHESSI (см. раздел Инструментарий), который сегодня является лучшим инструментом в своем классе, позволяет исследовать нагрев плазмы до сверхгорячих температур и динамику ускоренных электронов. В рамках исследований сверхгорячей плазмы до сих пор не известно как соотносятся между собой энергетика тепловой и нетепловой компонент в области сверхгорячей плазмы, а также является ли сверхгорячая плазма источником ускоренных электронов. **Первой задачей диссертации является**



количественное исследование энергетического баланса во вспышечной области с учетом наличия сверхгорячей плазмы, а также исследование ускорения электронов и динамики термодинамических параметров сверхгорячей плазмы на основе анализа рентгеновского излучения по данным рентгеновской обсерватории RHESSI.

Пространственное разрешение лучших рентгеновских изображений (сделанных КА RHESSI) не превышает  $\sim 2''$ , что не позволяет определить пространственную структуру вспышечного энерговыделения, которое может развиваться на меньших масштабах, чем характерные размеры рентгеновских источников. При исследовании энерговыделения солнечных вспышек необходимо иметь представление о тонкой структуре вспышечной области, так как многие каналы энерговыделения зависят от геометрических параметров магнитных петель, вдоль которых происходит перенос энергии. Тонкая структура может влиять на плотность ускоренных электронов в пучке [56] и их распространение в плазме. Кроме этого плотность электрического тока, текущего вдоль магнитных силовых линий, также зависит от поперечных размеров токовых трубок. Для интерпретации наблюдений солнечных вспышек зачастую используются модели вспышечной области без учета тонкой пространственной структуры. Например, распространение пучков ускоренных заряженных частиц и нагрев плазмы происходит равномерно в магнитных петлях с характерным сечением  $\sim 10^{17} - 10^{18} \text{ см}^2$  (например, см. [6]). Однако в реальности энерговыделение, скорее всего, происходит фрагментировано внутри более крупной магнитной структуры.

Наблюдения в видимом и ультрафиолетовом диапазонах ЭМ спектра обладают наилучшим пространственным разрешением (менее  $1''$ ) по сравнению с другими диапазонами ЭМ спектра, что позволяет исследовать тонкую пространственную структуру вспышечного энерговыделения. Однако наилучшее пространственное разрешение сегодня реализуется только на оптических обсерваториях. Лучшим инструментом для такого рода задач является телескоп NST (см. раздел Инструментарий) в составе обсерватории BBSO, который обладает рекордным пространственным разрешением. **Второй задачей диссертационной работы**

---

**является исследование роли мелкомасштабной структуры во вспышечном энерговыделении на основе уникальных оптических наблюдений телескопа NST.**

В рамках стандартной модели нагрев плазмы во всей вспышечной области осуществляется, главным образом, за счет кулоновского взаимодействия плазмы с ускоренными заряженными частицами. Хромосферное испарение также является результатом энерговыделения ускоренных электронов в плотных слоях солнечной атмосферы. Однако одним из дополнительных источников нагрева вспышечной плазмы может также являться диссипация электрических токов [5, 47, 76, 116], которая игнорируется в стандартной модели. В особенности, диссипация электрических токов может быть существенна в хромосфере и переходной зоне, где температура плазмы достигает значений  $< 10^5$  К и электрическая проводимость ниже на несколько порядков по сравнению с короной. Непонятно насколько большой вклад вносит диссипация электрических токов в общий энергетический баланс солнечных вспышек.

Величину электрических токов можно оценивать по измерениям магнитного поля. На сегодняшний день, спектрополяриметрические наблюдения отдельных магниточувствительных линий поглощения в диапазоне видимого и ближнего инфракрасного излучения позволяет оценивать полный вектор магнитного поля [102] на уровне фотосферы и хромосферы, основываясь на эффекте Зеемана. Такие измерения реализованы на телескопах ряда наземных обсерваторий и космических аппаратов и представляет большую важность для исследования динамики магнитного поля во время солнечных вспышек. В связи с появлением систематических фотосферных наблюдений вектора магнитного поля, получаемых с помощью прибора HMI на борту КА SDO (см. раздел Инструментарий), появилась возможность наиболее детально исследовать динамику магнитного поля и электрических токов во многих событиях. **Третьей задачей диссертационной работы является исследование пространственной структуры и временной динамики электрических токов во время солнечных вспышек, их роли во вспышечном энерговыделении на основе анализа**

### магнитограмм НМІ.

Основные цели диссертационной работы разделяются на три группы:

1. Исследование сверхгорячей плазмы в мощной и слабой вспышках с точки зрения энергетического баланса во вспышечной области для определения связи термодинамических параметров сверхгорячей плазмы с динамическими характеристиками спектра ускоренных электронов.
2. Исследование пространственной тонкой структуры вспышечной области для оценки потоков ускоренных электронов и плотности электрических токов, текущих во вспышечной области.
3. Исследование динамики и распределения электрических токов во вспышечной области с целью определения роли электрических токов во вспышечном энерговыделении.

Материал данной диссертации основывается на рассмотрении отдельных солнечных вспышек. Каждая из четырех глав посвящается анализу одного события, которое выбрано для решения конкретной задачи. Дело в том, что огромное количество наблюдательных данных в различных диапазонах электромагнитного спектра сильно затрудняет статистические мультиспектральные исследования солнечных вспышек. Кроме этого, вспышки сами по себе могут различаться по многим морфологическим особенностям (например, топология магнитного поля). Поэтому для того чтобы понять связь между различными физическими процессами, происходящими во время солнечных вспышек необходимо обращаться к комплексному мультиспектральному исследованию отдельных событий. В перспективе анализ одиночных вспышек может применяться на более крупных выборках для выявления более общих закономерностей и подтверждения того, что было обнаружено в отдельных событиях.

В представляемой диссертационной работе материал первых двух глав посвящен решению первой задачи, связанной с исследованием сверхгорячей плазмы. Исследованию тонкой структуры вспышечной области (вторая задача) посвящена глава 3. В главах 3 и 4 представлены результаты исследования электрических

токов на уровне солнечной фотосферы и их связь со вспышечным процессом (третья задача). В начале каждой из глав приводится введение в конкретную проблему, формулировки задач и описание солнечных вспышек, выбранных для анализа.

# Глава 1.

## Исследование “сверхгорячей” плазмы в мощной эруптивной солнечной вспышке.

### 1.1 Введение и постановка задачи

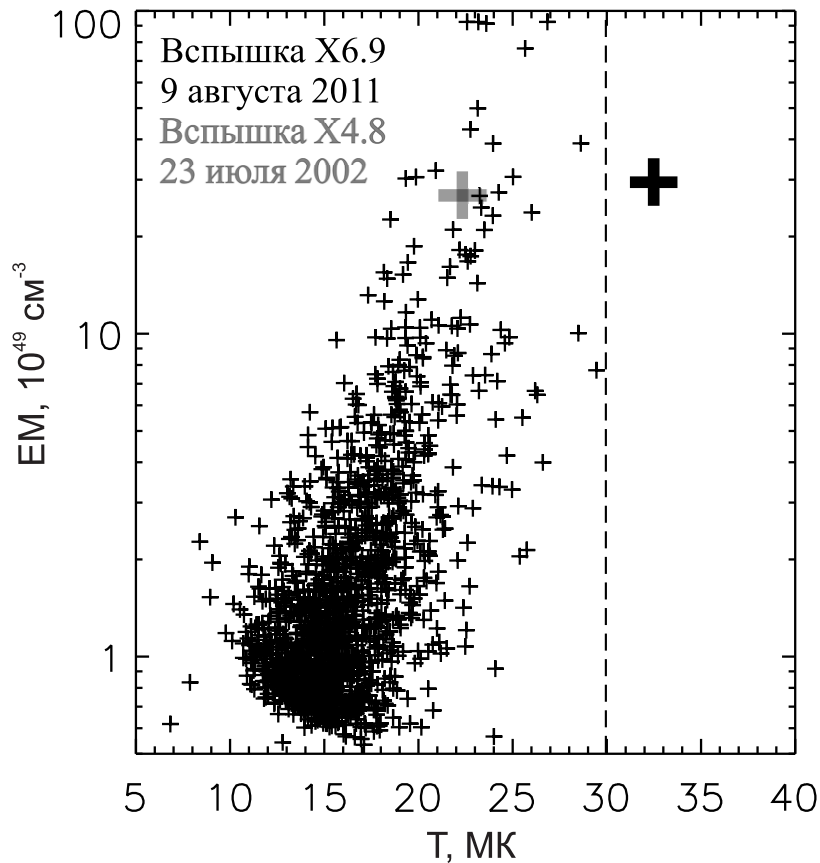
С точки зрения стандартной модели предполагается, что нагретая плазма во вспышечной области формируется за счет хромосферного испарения, инициируемого инжекцией ускоренных электронов в плотные слои солнечной атмосферы. При этом температура плазмы во вспышечной области не превышает порога  $\sim 30$  МК. Возможно что нагрев до температур выше чем 30 МК [17] связан с первичным энерговыделением в короне, которое развивается в токовом слое. Формирование сверхгорячей плазмы в области первоначального энерговыделения солнечной вспышки ранее обсуждалось в теоретической работе [100], в которой рассматривалась сверхгорячая турбулентная область, которая образуется в результате магнитного пересоединения. Также формирование сверхгорячей плазмы в рамках магнитного пересоединения в области с геометрией типа каспа обсуждалось в работе [66]. Поэтому наблюдение сверхгорячей плазмы важно для исследования процессов первичного вспышечного энерговыделения и ускорения

частиц. Плазма “типичных” ( $< 30$  МК) вспышечных температур, по всей видимости, связана с хромосферным “испарением”, т.е. является вторичным явлением по отношению к первичному энерговыделению и нагреву плазмы до сверхгорячих температур ( $>30$  МК).

Одно из первых исследований сверхгорячей вспышечной плазмы в солнечных вспышках было сделано по данным наблюдений SMM в работе [103], где обсуждаются наблюдения сверхгорячей плазмы и ее формирование в области магнитного пересоединения. По данным SMM в работе [22] описываются наблюдения сверхгорячих точек с температурами 50-60 МК. В работе [55] исследуются сверхгорячие структуры с температурами 20-50 МК, наблюдаемые КА *Yohkoh*. Определение температуры по данным SMM и *Yohkoh* в указанных работах было основано на наблюдениях не в двух каналах, как в случае с GOES, а трех-четырех, что позволяло детальнее исследовать нагрев вспышечной плазмы. Однако, возможно, что нетепловое излучение давало сильный вклад в высокоэнергетические каналы и анализ был некорректен. Современный КА RHESSI обладает гораздо лучшим пространственным, временным и спектральным разрешением, что позволяет осуществлять более точное определение распределения температуры (дифференциальной меры эмиссии) во вспышечной плазме путем анализа тепловой части ( $\lesssim 20$  кэВ) рентгеновского спектра и отделения нетепловой компоненты рентгеновского спектра от тепловой.

Спектральный анализ рентгеновского излучения по данным RHESSI показывает наличие в некоторых вспышках плазмы с температурой  $\sim 40$  МК. В работе [64] короткий всплеск рентгеновского излучения (12-25 кэВ, RHESSI) во вспышке В класса, произошедшей 26 июня 2002 г., рассматривался тепловым с характерной максимальной температурой  $\approx 36$  МК. Авторы работы [16] проанализировали рентгеновский спектр вспышки 23 июля 2002 г. (X4.8) в двухтемпературном приближении и нашли максимум температуры более горячей компоненты  $\approx 45$  МК. Продолжением работы [16] было статистическое исследование [17], где также обсуждается возможность нагрева плотной корональной плазмы до сверхгорячих температур в большом количестве вспышек. В работе предполагается,

что такой нагрев осуществляется за счет первоначального энерговыделения, связанного с магнитным пересоединением в короне причем значение магнитного поля в области сверхгорячей плазмы оценивается в  $\sim 100$  Гаусс.



**Рис. 1.1.** Диаграмма максимальная мера эмиссии-максимальная температура для вспышек M и X класса за период 2000-2012 гг. по данным GOES. Черным и серым крестом обозначены соответственно вспышки 9 августа 2011 г. и 23 июля 2002 г.

В данной главе рассматривается уникальная солнечная вспышка 9 августа 2011 г GOES класса X6.9. Уникальность данного события заключается в большой температуре плазмы, которая оценивается по данным GOES  $\approx 32.5$  MK (таблица 1). Такое значение температуры позволяет отнести данное событие к сверхгорячим вспышкам и, более того, оно является самым горячим событием среди M и X вспышек рис. 1.1 с 2000 по 2012 гг. В таблице 1 приведено сравнение вспышек 23 июля 2002 г. и 9 августа 2011 г. по данным GOES. Событие 9 августа 2011 г. по данным GOES горячее на 10 MK, чем событие 23 июля 2002

г. (рис. 1.1). При таком различии в температурах можно предположить, что сверхгорячая плазма или низкоэнергичные ( $\lesssim 20$  кэВ) нетепловые электроны во вспышке 9 августа 2011 г. вносят более существенный вклад в поток рентгеновского излучения в коротковолновом канале GOES по сравнению с 23 июля 2002 г. Однако, наличие высоких температур вспышечной плазмы может быть достоверно установлено только с помощью детального анализа рентгеновских спектров (например, высокая температура может быть связана с нетепловым излучением, которое вносит вклад в коротковолновый канал GOES), получаемых такой обсерватории как RHESSI.

Вспышка (GOES класс), дата и UT время	$I_{max}(1-8 \text{ \AA}),$ $10^{-4} \text{ Вт/м}^2$	$I_{max}(0.5-4 \text{ \AA}),$ $10^{-4} \text{ Вт/м}^2$	$I_4/I_8$	$T_{max},$ МК	$EM_{max},$ $10^{49} \text{ см}^{-3}$
9 августа 2011 (X6.9), 07:40	7.4	3.5	0.47	32.5	29.2
23 июля 2002 (X4.8), 00:30	5.1	1.7	0.33	22.6	23.9

**Таблица 1.1.** Сравнение вспышек 9 августа 2011 г. (X6.9) и 23 июля 2002 г. (X4.8) по наблюдениям с помощью КА GOES

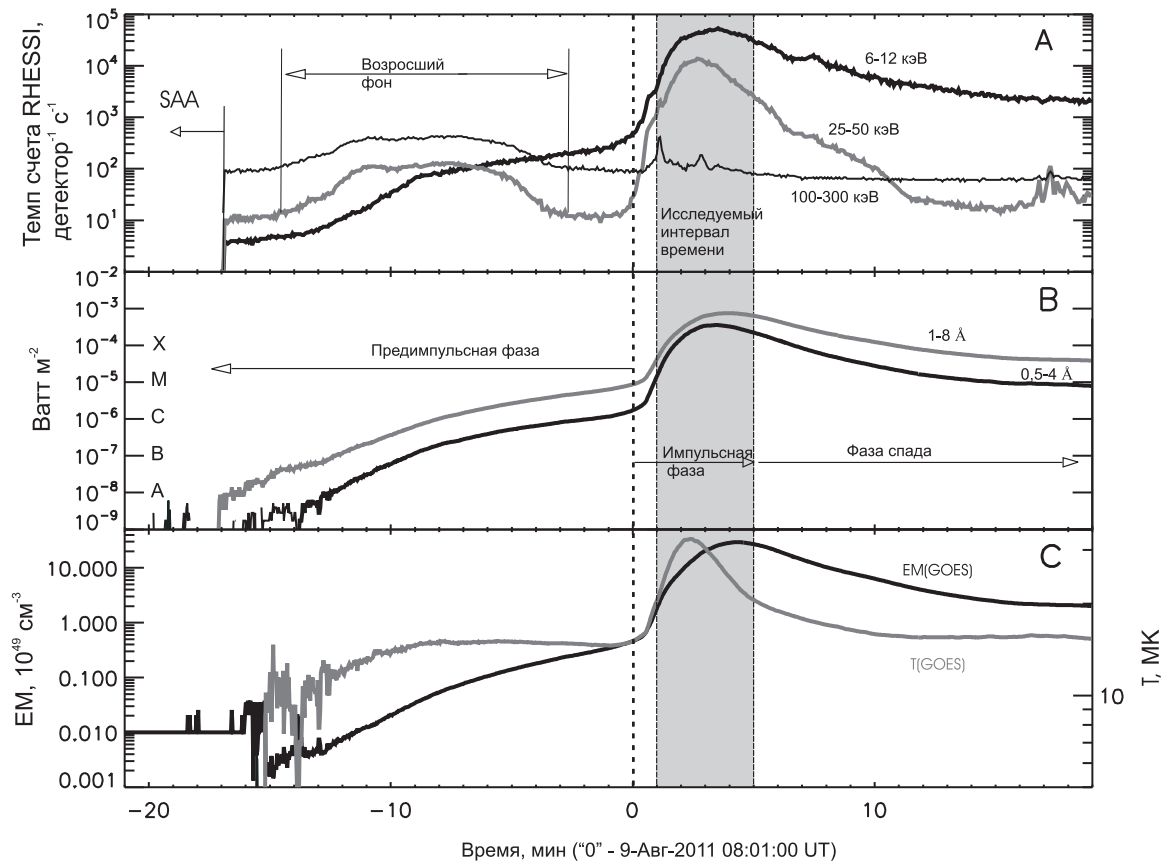
Целью данной главы диссертационной работы является исследование энергетического баланса во вспышечной области, с учетом наличия сверхгорячей плазмы с температурой более 30 МК в мощной эруптивной вспышке 9 августа 2011 г. Материал главы основывается на работе автора диссертации [96].

## 1.2 Наблюдения вспышки 9 августа 2011 г.

На рис. 1.2 представлены временные профили темпа счета рентгеновских фотонов КА RHESSI и потока рентгеновского излучения по данным КА GOES. Во вспышке выделяется предимпульсная фаза, начиная примерно с 07:45:00 UT (всемирное время), но мы ее не рассматриваем. Импульсная фаза (период времени, в котором наблюдается НХР излучение с энергией  $>50$  кэВ) начинается примерно в 08:01:00 UT и длится примерно до 08:06:00 UT, и характеризует-



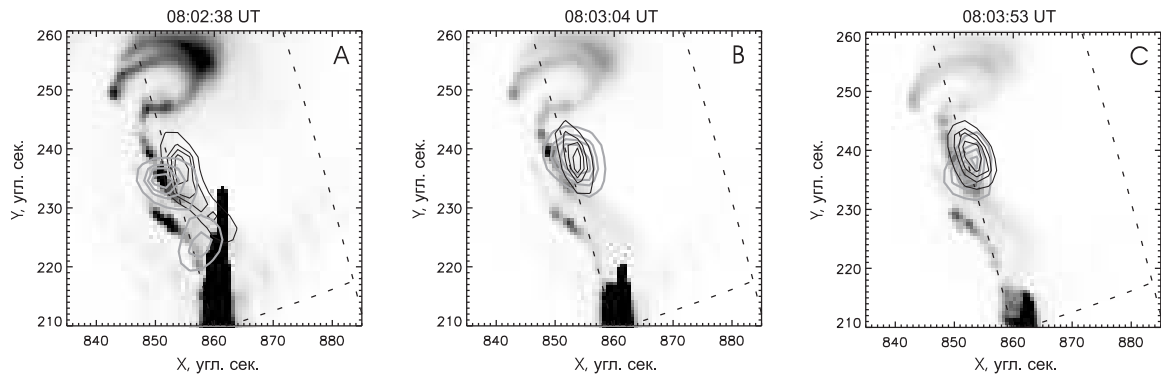
ся последовательностью нескольких HXR всплесков с максимальным значением интенсивности в 08:02:08 UT. В главе исследуются процессы энерговыделения во вспышечной области, происходившие в промежуток времени 08:02:00-08:06:00 UT, показанный на рис. 1.2 серой полосой. Данный промежуток времени был выбран потому, что он характеризуется одним положением аттенюатора RHESSI и захватывает основную часть импульсной фазы с HXR излучением.



**Рис. 1.2.** А - временные профили темпа счета RHESSI в трех энергетических диапазонах 6-12, 25-50 и 100-300 кэВ. В - временные профили потока рентгеновского излучения по данным GOES в двух каналах 0.5-4 и 1-8 Å. С - мера эмиссии и температура, рассчитанные по наблюдениям GOES. Серой полосой обозначен интервал времени, в котором производится детальный анализ энерговыделения, стрелками обозначены характерные периоды времени вспышки.

Вспышечная область в выбранном событии была расположена близко к лимбу солнечного диска (N18W82), что позволяет нам исследовать вертикальную

пространственную структуру, так как эффект проекции невелик (рис. 1.3). Изображения AIA в канале  $94 \text{ \AA}$  показывают, что во вспышечном процессе задействована аркада петель, об этом свидетельствует наличие двух полос уярчения - вспышечных лент. Петлевая структура в левом верхнем углу изображения соответствует области предимпульсного вспышечного энерговыделения и не является предметом нашего обсуждения в данной главе. Несмотря на малую чувствительность канала  $94 \text{ \AA}$  и малое время экспозиции в нижней части изображения все равно наблюдается насыщение пикселей ПЗС матрицы, которое особенно сильно в момент времени 08:02:38 UT. Однако в этой области с помощью RHESSI не наблюдается рентгеновских источников и поэтому данная область не рассматривается.



**Рис. 1.3.** Подложка: изображения AIA в канале  $94 \text{ \AA}$ . Контуры рентгеновских изображений соответствуют 50,70,80 и 90 % от интенсивности в самом ярком пикселе. Черный - 3-15 кэВ, серый - 60-200 кэВ (данные RHESSI)

Выбранные интервалы времени для построения изображений соответствуют отдельным HXR всплескам. Рентгеновские источники эволюционируют во вспышечной области внутри центральной части аркады петель. В начальный момент времени 08:02:38 UT наблюдалось два источника HXR излучения в диапазоне энергий 60-200 кэВ. Они совпадали в пространстве со вспышечными лентами, наблюдаемыми AIA (рис. 1.3) и, следовательно, располагались в подножиях вспышечных петель. При этом источник SXR излучения располагался в вершине вспышечных петель. В последующие моменты наблюдался единственный

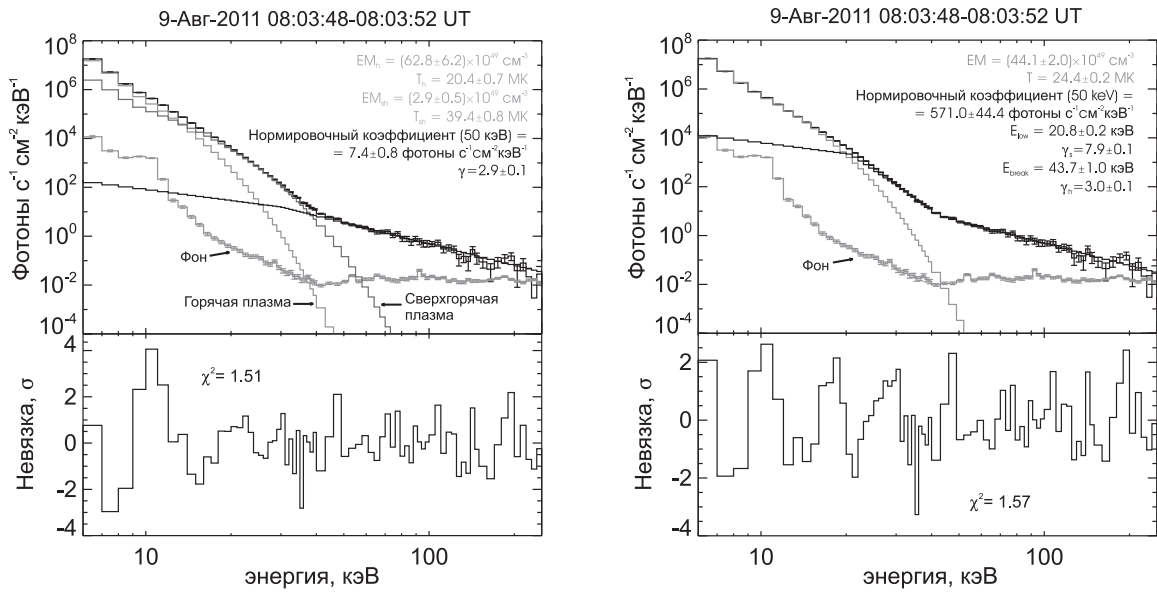
источник HXR излучения, располагавшийся над вспышечными лентами и совпадавший в пространстве с источником SXR излучения (рис. 1.3-В, С). По всей видимости, в эти моменты источники как HXR, так и SXR излучения находились в корональной части вспышечных петель.

Характерные размеры SXR источников по рентгеновским изображениям оцениваются в  $\approx 10''$  или с учетом широты  $\phi \approx 60$  градусов примерно в  $8 \times 10^8$  см. По ультрафиолетовым изображениям расстояние между лентами оценивается в  $\approx 6''$ , размер отдельных ярких точек в лентах составляет  $\approx 2''$ , объем вспышечной области оценивается в  $\approx 10^{27}$  см<sup>3</sup> и далее эта величина будет использоваться для расчетов (раздел 1.5).

### 1.3 Спектральный анализ рентгеновского излучения по данным RHESSI

Для данного события рентгеновские спектры исследуются в однотемпературном и двухтемпературном приближениях. Это связано с тем, что область спектра в диапазоне  $\approx 25$ -50 кэВ имеет характерный вид широкого колпака (рис. 1.4) и может быть объяснена как тепловым излучением сверхгорячей плазмы, так и тормозным излучением нетепловых электронов с мягким спектром. Выше 50 кэВ рентгеновский спектр аппроксимируется степенным законом и предполагается формирующимся за счет нетеплового тормозного излучения ускоренных электронов. Результаты спектрального анализа будут использоваться в разделе 1.5 для расчета тепловой энергии плазмы и нетепловой энергии ускоренных электронов.

Пример двухтемпературного приближения рентгеновского спектра представлен на рис. 1.4 (левая панель). Тепловая часть ( $\lesssim 50$  кэВ) аппроксимируется двумя непрерывными спектрами излучения однотемпературной плазмы с температурами  $T_h = 20$  МК и  $T_{sh} = 39$  МК с учетом комплекса линий Fe и Ni (6.3 и 8 кэВ) по модели CHIANTI [24]. Нетепловая часть рентгеновского спектра



**Рис. 1.4.** Левый график - пример аппроксимации рентгеновского спектра RHESSI в рамках двухтемпературной модели. Правый график - пример аппроксимации рентгеновского спектра RHESSI в рамках однотемпературной модели. В нижней части рисунка представлен  $\chi^2$  аппроксимации.

( $\gtrsim 50$  кэВ) аппроксимируется двухстепенной функцией с изломом на энергии  $E_{br} = 20$  кэВ и степенным наклоном ниже этой энергии равным 1.5. Данный излом моделирует низкоэнергетическую границу спектра нетепловых электронов [44]. Значение 20 кэВ выбрано произвольным образом, так, чтобы излом был замаскирован под тепловой частью рентгеновского спектра. В итоге у нас есть 6 свободных параметров, варьируемых в методе наименьших квадратов:  $T_h$  - температура,  $EM_h$  - мера эмиссии,  $T_{sh}$ ,  $EM_{sh}$ ,  $A_{ph}$  - нормировочный коэффициент спектра фотонов для энергии 50 кэВ,  $\gamma$  - степенной индекс рентгеновского спектра для  $E > E_{br} = 20$  кэВ. Индекс h (hot) - горячая плазма и sh (super-hot) - сверхгорячая плазма.

Правая часть рис. 1.4 показывает пример однотемпературной интерпретации рентгеновского спектра RHESSI. В этом случае мы используем однотемпературную модель непрерывного излучения с учетом линий и трехстепенную аппроксимацию HXR спектра. Первый излом  $E_{low}$  моделирует низкоэнергетическую границу, аналогично тому как это было сделано при двухтемпературном приближе-

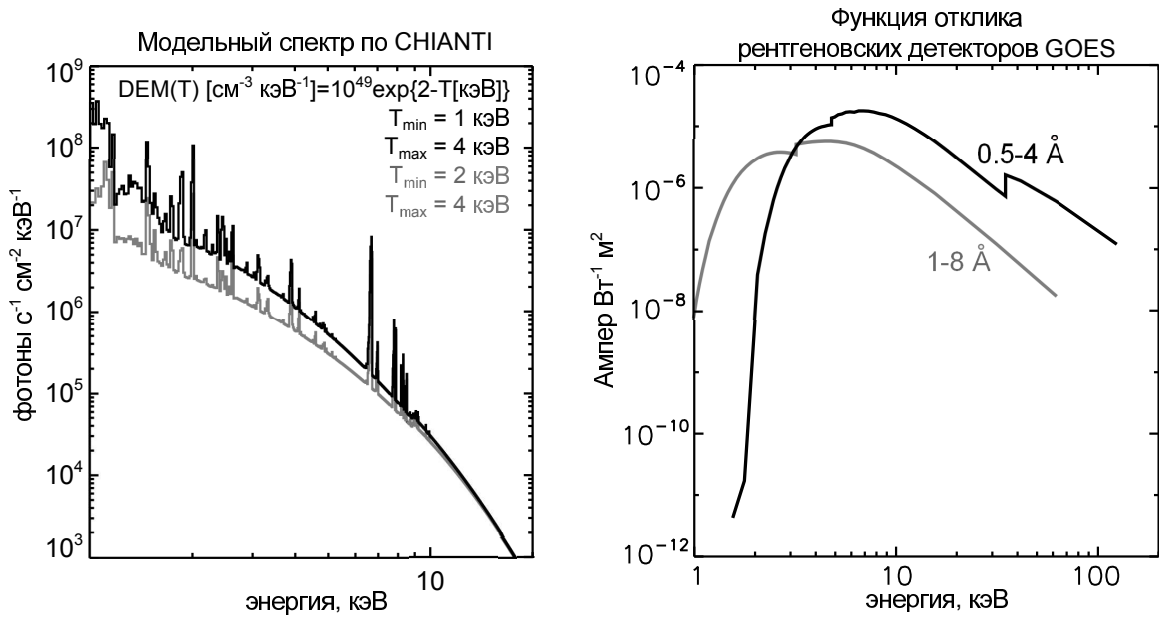
нии. Второй излом  $E_{br}$  соответствует сшивке в районе  $\approx 50$  кэВ между мягкой и жесткой частью НХР спектра. В итоге в методе наименьших квадратов варьируются 7 параметров:  $EM$ ,  $T$ ,  $A_{ph}$ ,  $E_{low}$ ,  $E_{br}$ ,  $\gamma_s$  и  $\gamma_h$ , где s (soft) - мягкий и h (hard) - жесткий.

Описанные модели аппроксимации рентгеновских спектров используются во всем временном интервале, показанном на рис. 1.2 серой полосой. Далее результаты спектрального анализа мы будем использовать для расчета энерговыделения во вспышечной области.

## 1.4 Обсуждение причины аномально-высокой температуры, измеренной с помощью GOES

Спектральный анализ данных RHESSI показал наличие сверхгорячей плазмы ( $T > 40$  МК), причем данное значение сравнимо с температурой сверхгорячей компоненты, полученной для вспышки 23 июля 2002 г. [16]. Величина меры эмиссии сверхгорячей плазмы в данной работе получилась в несколько раз больше, чем для вспышки 9 августа 2011. Однако чувствительность детекторов GOES к фотонам с энергиями выше 20 кэВ низкая (рис. 1.5-правая панель), а поэтому излучение сверхгорячей плазмы слабо влияет на регистрируемые потоки рентгеновского излучения и определяемую температуру по данным GOES.

Наибольший вклад в регистрируемый (GOES) поток вносит излучение с энергиями менее 20 кэВ, которое в большей степени излучается горячей, а не сверхгорячей плазмой. Отсюда можно предположить следующее объяснение аномально высокой температуры по GOES. Выше мы говорили, что методика определения температуры по измерениям GOES основывается на сравнении регистрируемых потоков рентгеновского излучения в двух каналах в предположении однотемпературности плазмы [105]. Чем меньше разница между интенсивностями рентгеновского излучения в двух каналах GOES тем выше температура. Соответственно увеличить “температуру” можно за счет мощного потока в коротковолновом



**Рис. 1.5.** Левый график - модельные спектры рентгеновского излучения корональной плазмы, полученные с использованием базы данных CHIANTI для двух дифференциальных мер эмиссии (указаны на самом рисунке). Правый график - функции отклика рентгеновских детекторов GOES на регистрируемое излучение.

канале, либо за счет слабого потока в длинноволновом канале. Именно второй вариант кажется наиболее вероятной причиной аномальной высокой температуры для события 9 августа 2011 г, так как чувствительность рентгеновских детекторов GOES к излучению плазмы с температурой выше 40 МК слабая.

Пониженный поток в коротковолновом канале GOES можно получить, рассматривая многотемпературную плазму со слабо выраженной низкотемпературной компонентой дифференциальной меры эмиссии (DEM). Данный эффект можно смоделировать следующим упрощенным образом. Рассмотрим DEM в виде экспоненты (быстрое уменьшение количества плазмы с температурой):

$$DEM(T) = EM_2 \cdot \exp\left(\frac{2 - T}{T_{scale}}\right) \quad [\text{см}^{-3}\text{K}^{-1}] \quad (1.1)$$

где  $T_{scale}$  и  $T$  имеют размерность [кэВ], а нормировочный множитель  $EM_2$  - мера эмиссии плазмы с температурой 2 кэВ. Выбранная DEM имеет низкотемпературную границу  $T_{low}$  и высокотемпературную границу  $T_{high}$ . Сверхгорячая

компонента вносит слабый вклад в регистрируемый поток излучения рентгеновскими детекторами GOES поэтому  $T_{high}$  зафиксирована в значении 4 кэВ, а  $T_{low}$  - варьируемый параметр. На левой панели рис.5 представлены рентгеновские спектры смоделированные с помощью пакета CHIANTI [24], обилие химических элементов полагается корональным. Видно, что в случае малого значения  $T_{low}$  низкоэнергетическая часть (<20 кэВ) рентгеновского спектра расположена выше, чем в случае большего значения  $T_{low}$ . При этом спектр выше 10 кэВ в обоих случаях слабо различаются друг от друга. Соответственно, поток в длиноволновом канале GOES будет меньше для DEM с большим значением  $T_{low}$ , откуда мы и получим более высокую температуру согласно методу [105].

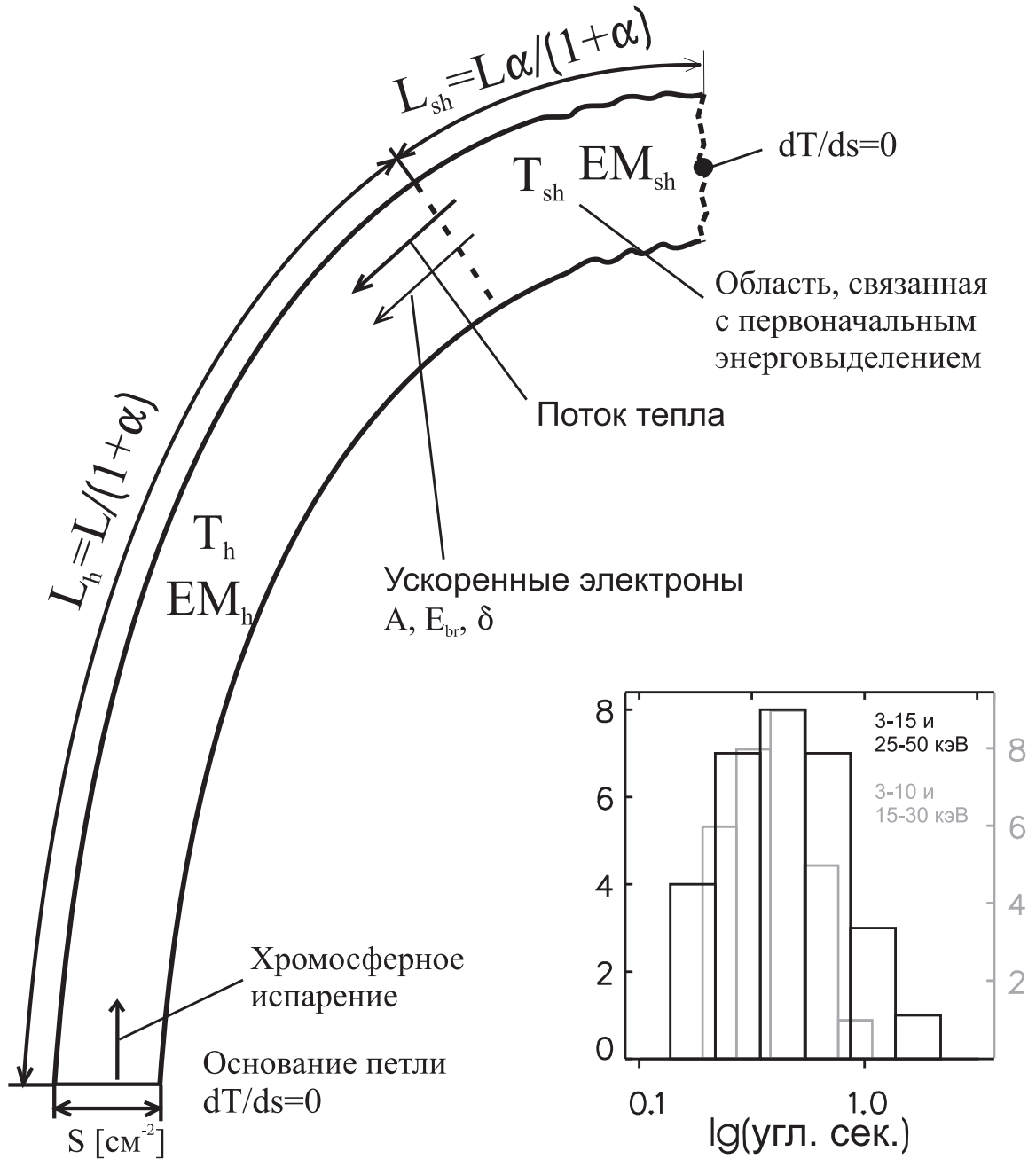
На примере исследуемого события, можно предположить, что события с аномально высокой температурой по GOES характеризуются малым количеством плазмы при относительно низких температурах ( $T < 20$  МК) по сравнению с “нормальными” вспышками. При этом наличие сверхгорячей плазмы ( $T > 30$  МК) слабо влияет на поток рентгеновского излучения, регистрируемого детекторами GOES. Возможную природу малого количества низкотемпературной плазмы мы обсуждаем в разделе 1.6.

## 1.5 Энерговыделение во вспышечной области

### 1.5.1 Модель вспышечной области в двухтемпературном приближении

Обсудим модель вспышечной области, изображенную схематично на рис. 1.6, которая описывает двухтемпературное приближение аппроксимации рентгеновских спектров по RHESSI. Предполагается, что в верхней части вспышечной петли или в области магнитного каспа (что непринципиально для нашей модели) находится область со сверхгорячей плазмой с температурой  $T_{sh}$  и мерой эмиссии  $EM_{sh}$  (назовем ее sh-область), ниже расположена область с горячей плазмой ( $T_h$

и  $EM_h$ , h-область). В нижней части петли стрелкой вверх показано истечение плазмы в корональную область (хромосферное испарение).



**Рис. 1.6.** Схема - модель вспышечной области; гистограмма - распределение расстояний между центрами масс для SXR источников в двух разных диапазонах энергий 3-15 и 25-50 кэВ (черный), 3-10 и 15-30 кэВ (серый)

На рис. 1.6 волнистыми линиями на границе sh-области показана связь с обла-



стью первоначального энерговыделения (магнитного пересоединения), которая может иметь, например, каспообразную форму в рамках стандартной модели солнечной вспышки или более сложную геометрию. Детали процесса первоначального энерговыделения мы не обсуждаем в силу ограниченности наблюдательных данных. Наблюдаемая плазма в sh-области предполагается источником нетепловых электронов и формируется в результате первичного энерговыделения. Данное предположение основано на том, что sh-область лежит ближе всего к предполагаемому месту начального энерговыделения в короне. Сформированная популяция нетепловых электронов инжектируется в h-область и далее в плотную солнечную атмосферу, приводя к хромосферному испарению.

Наряду с нагревом за счет взаимодействия частиц плазмы с нетепловыми электронами, мы предполагаем наличие теплового потока из sh-области в h-область вспышечных петель. В рассматриваемой модели предполагается, что все процессы переноса происходят вдоль силовых линий магнитного поля. В вершине петли и в ее основании градиент температуры принят равным нулю (Макнейс и др., 1984; Бойко и Лифшиц., 1995). Таким образом, перераспределение тепла происходит только внутри вспышечной петли.

На гистограмме (рис. 6) приведены распределения расстояний между центрами масс рентгеновских источников в двух разных энергетических диапазонах (3-15 и 25-50 кэВ; 3-10 и 15-30 кэВ) в разные интервалы времени. Один из диапазонов соответствует излучению плазмы с температурами  $T_h$ , а в другом интервале энергий сконцентрировано излучение плазмы с температурой  $T_{sh}$ . В среднем расстояние между центрами масс с учетом дисперсии  $\approx 0.5 \pm 0.3$  пикселя RHESSI с размером  $2'' \times 2''$ . Данный результат свидетельствует в пользу того, что sh-область расположена чуть выше, чем h-область, и подтверждает выбранную модель вспышечной области (рис.1.6).

Ультрафиолетовые изображения, полученные с помощью AIA, показывают, что во вспышечный процесс вовлечена не одна петля, а целая аркада петель, однако изложенная модель процессов во вспышечной области для одной петли переносится на ту часть аркады петель, где наблюдается SXR и HXR излучение.

Мы предполагаем, что в среднем термодинамические и геометрические параметры петель в данной части аркады одни и те же.

## 1.5.2 Расчет внутренней энергии плазмы

Внутренняя энергия полностью ионизованной водородной плазмы рассчитывается по формуле 4.23 из приложения В, в которой используются мера эмиссии и температура плазмы, определенной из анализа рентгеновских спектров RHESSI. В рамках используемой модели мы рассматриваем высокотемпературную sh-область вспышечных петель, которую отождествляем с областью ускорения (или инъекции нетепловых электронов в петлю), и h-область с более низкой температурой, где происходит нагрев плазмы нетепловыми электронами и потоком тепла из sh-области. Для того чтобы оценить объем каждой из этих областей в отдельности воспользуемся балансом давления на границе sh- и h-областей:

$$n_h k_B T_h + \frac{\rho_h v_h^2}{2} = n_{sh} k_B T_{sh} + \frac{\rho_{sh} v_{sh}^2}{2} + L_{sh} \rho_{sh} g_{sun} C \quad (1.2)$$

Здесь  $g_{sun}$  - ускорение свободного падения на поверхности Солнца,  $L_{sh}$  - длина части петли в sh-области и  $C \leq 1$  - коэффициент, учитывающий поправку на проекцию вектора силы тяжести на линии магнитной индукции. Концентрация и плотность плазмы в h- и sh-областях складывается из электронной и протонной:  $n_{h,sh} = n_{h,sh}^e + n_{h,sh}^p$  и  $\rho_{h,sh} = n_{h,sh}^e m_e + n_{h,sh}^p m_p$ , где  $m_e$  и  $m_p$  - массы электрона и протона. Описанная выше формула верна при условии квазистационарности и соответственно малого изменения импульса плазмы за время  $dt=4$  с. Возмущения в замагниченной плазме (во вспышечной петле) передаются с магнитозвуковой скоростью  $v \approx \sqrt{c_s^2 + v_A^2} \sim 10^8$  см/с за характерное время  $L/v \sim 10$  с  $> dt$ ,  $L \sim 10^9$  см. Из этих оценок следует, что можно рассматривать квазистационарный режим на временах  $dt$ . Предполагая дозвуковые скорости течения плазмы и учитывая характерные плотности ( $\lesssim 10^{11}$  см $^{-3}$ ) и температуры ( $\sim 10^7$  К) плазмы, можно пренебречь членами в законе сохранения импульса, связанными с силой тяжести и давлением потока плазмы. Так как концентрация электронов

$n_e = \sqrt{EM/Vf}$ , мы имеем следующее соотношение:

$$T_h \sqrt{\frac{EM_h}{f_h}} = T_{sh} \sqrt{\frac{EM_{sh}}{f_{sh}}}, \quad (1.3)$$

где  $f_{sh}$  and  $f_h$  - доли объема вспышечной области (фактор заполнения), занимаемого сверхгорячей и горячей плазмой. Предполагая, что нагрев происходит во всем вспышечном объеме (с фактором заполнения  $f = 1$ ) мы имеем  $f_h + f_{sh} = f = 1$ , и получаем следующее соотношение:

$$\alpha = \frac{f_{sh}}{f_h} = \frac{EM_{sh}T_{sh}^2}{EM_hT_h^2} \quad (1.4)$$

Откуда  $f_{sh} = f\alpha/(1+\alpha)$  и  $f_h = f/(1+\alpha)$ . Объемы sh- и h-области соответственно оцениваются как  $V_{sh} = f_{sh}V$  и  $V_h = f_hV$ . Результат расчета зависимости  $f_{sh}$  от времени представлен на рис. 1.7-В. В первую минуту наблюдается рост фактора заполнения очень горячей плазмы, а после его значение очень слабо уменьшается к окончанию исследуемого интервала времени.

### 1.5.3 Расчет энергии нетепловых электронов

Энергия, заключенная в нетепловых электронах, рассчитывается по формуле 4.26. В самом начале импульсной фазы источники рентгеновского излучения наблюдались в хромосферных подножиях вспышечных петель (рис. 1.3). В этом случае традиционно можно использовать приближение толстой мишени. После этого рентгеновские источники наблюдались уже в корональной части петель (рис. 1.3-В,С). В данном случае применение толстой мишени оправдывается тем, что электроны с энергией ниже примерно  $\sqrt{3C_{coll}n_h^pL_h} \sim 80$  кэВ (см. работу [15];  $C_{coll} = 3.64 \times 10^{-18}$  кэВ<sup>2</sup>см<sup>2</sup>) теряют свою энергию, проходя через толщу плазмы, соответствующей полу-длине петель. В этом случае можно использовать модель толстой мишени [109].

Наиболее существенным параметром, определяющим энергию нетепловых электронов является низкоэнергетическая граница их спектра  $E_{low}$ . В простейшем случае и наиболее часто ее рассматривают как обрезание спектра, то есть

полагается, что для  $E < E_{low}$  нетепловых частиц нет. Значение  $E_{low}$  определить из наблюдательных данных очень сложно, так как тепловая часть рентгеновского спектра маскирует особенности нетепловой компоненты. Часто низкоэнергетическую границу полагают равной  $\approx 15-30$  кэВ, что является формальным выбором, или же при аппроксимации рентгеновских спектров низкоэнергетическую границу рассматривают как дополнительный варьируемый параметр в методе наименьших квадратов. В реальности, особенности формы низкоэнергетической части спектра нетепловых электронов определяется физикой их ускорения. Здесь мы произведем оценку низкоэнергетической границы на основе модели вспышечной области, изображенной на рис. 1.6.

Предполагается, что ускорение электронов происходит в sh-области вспышечных петель (или непосредственно над ней), причем минимальная (критическая) энергия в спектре ускоренных электронов  $E_c$ , на выходе из sh-области, определяется таким образом, что электроны с энергией  $E < E_c$  теряют всю свою энергию на кулоновских столкновениях при распространении через sh-область. Эта энергия оценивается как  $E_c = \sqrt{3C_{coll}n_{sh}^p L_{sh}}$ , где  $n_{sh}^p$  - концентрация протонов в sh-области. Для  $n_{sh}^p \approx 3 \times 10^{11}$  см<sup>-3</sup> и  $L_{sh} \approx 8 \times 10^7$  см  $E_c \approx 20$  кэВ, соответственно данная величина и принята за фиксированную низкоэнергетическую границу спектра нетепловых электронов, выходящих из sh-области  $E_{low} = E_c$ .

### 1.5.4 Энергетический баланс

В данном разделе рассматриваются различные каналы энерговыделения, как во всей вспышечной области, так и в sh- и h-областях по отдельности.

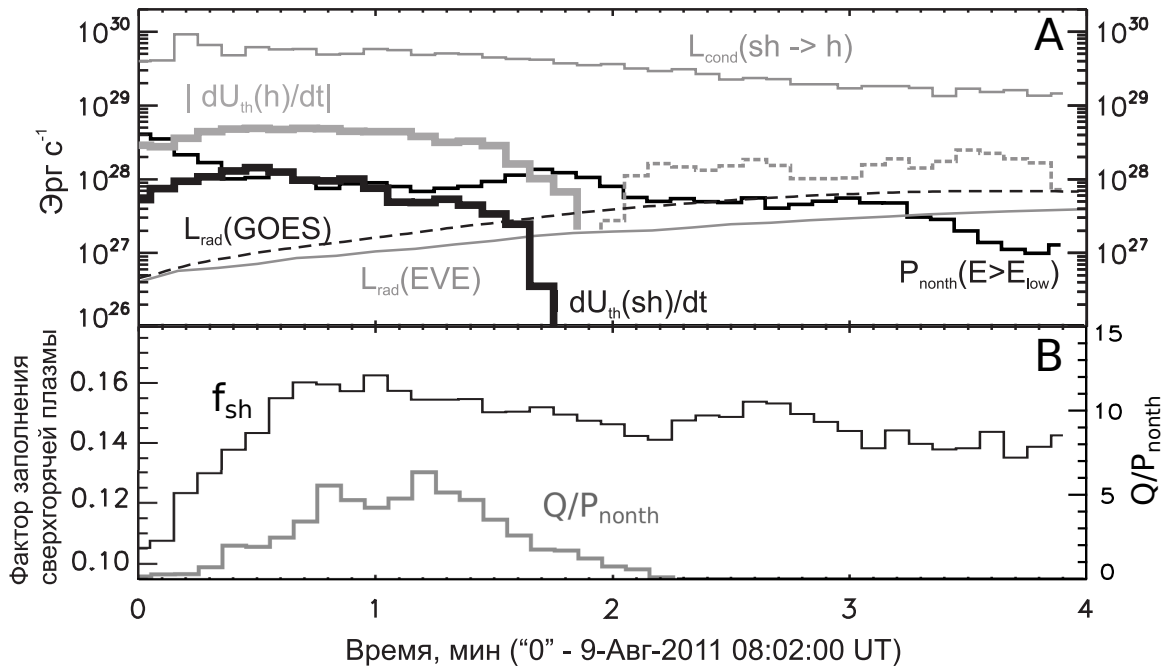
Наряду с расчетом производной по времени внутренней энергии плазмы и кинетической мощности ускоренных электронов необходимо еще учесть радиационные потери тепла из всей вспышечной области. Для плазмы, излучающей рентгеновское излучение, потери тепла оцениваются по формулам, описанным в приложении В. Радиационные потери в ультрафиолетовом излучении рассчитываются интегрированием спектра, полученного прибором EVE в диапазоне длин

волн 5-37 нм. Исключаются из рассмотрения радиационные потери в других диапазонах электромагнитного спектра. Однако это не должно сильно сказываться на конечном результате, так как, например, в работе [29] было показано, что болометрические потери на излучение в рамках погрешностей незначительно превышают потери за счет SXR излучения.

На рис. 1.7-А представлены следующие временные профили: производная по времени внутренней энергии по данным RHESSI, кинетическая мощность нетепловых электронов, радиационные потери тепла по данным GOES и EVE, оценка потока тепла из sh-области в h-область вспышечных петель за счет теплопроводности ( $L_{cond}$ ). Данный поток тепла рассчитывается для того, чтобы оценить нагрев h-области за счет теплопроводности из sh-области. Теплопроводность предполагается классической (см. приложение В)  $L_{cond} \approx 4 \times 10^{-6} T^{5/2} (T_{sh} - T_h) / L$ , где  $T \approx (T_{sh} + T_h) / 2$ ,  $L$  характеризует пространственный масштаб градиента температуры, который принимается равным длине вспышечной петли.

Производная по времени внутренней энергии плазмы в sh-области в среднем в пять раз меньше, чем для h-области. Начиная примерно со второй минуты, наблюдается охлаждение плазмы во всей вспышечной области, причем это примерно соответствует началу доминирования радиационных потерь над нагревом плазмы нетепловыми электронами. Суммарная величина радиационных потерь по GOES и EVE равна темпу уменьшения внутренней энергии плазмы во вспышечной области. Таким образом, фаза охлаждения ( $dU_{th}/dt < 0$ ) в данном событии достаточно хорошо объясняется в рамках выбранной модели вспышечной области.

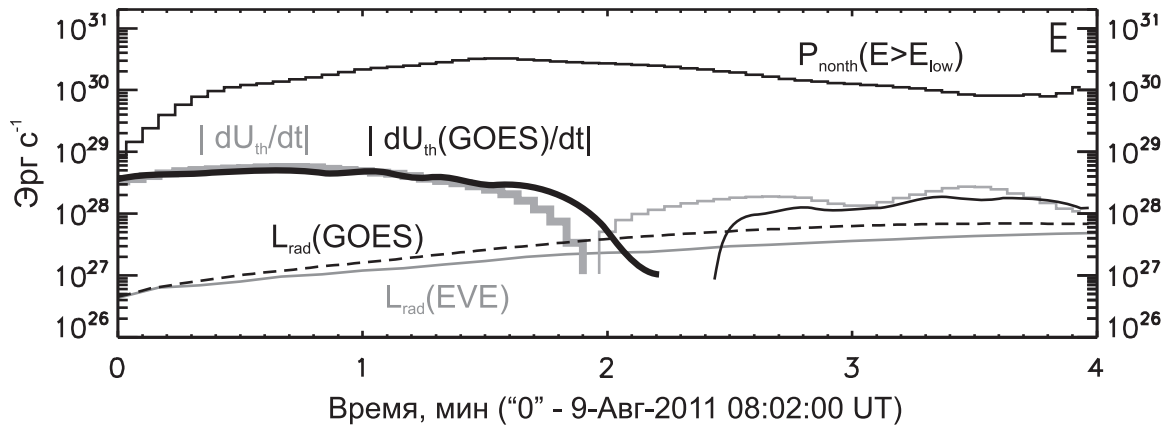
Во время фазы нагрева (первые две минуты) производная по времени внутренней энергии плазмы h-области в среднем больше, чем кинетическая мощность нетепловых электронов. Можно предположить наличие дополнительного источника нагрева h-области или то, что в процессе ускорения задействованы не только электроны с энергиями большими, чем  $E_c$ , но и с меньшими. В качестве дополнительного источника нагрева h-области можно рассматривать тепловой поток в нее за счет теплопроводности из sh-области, его оценка приведена также на



**Рис. 1.7.** Результаты расчета энергетике в рамках двухтемпературной модели (раздел 3.1). Панель А: серая толстая и серая штриховая гистограммы - положительная и отрицательная (модуль) производная по времени внутренней энергии плазмы в h-области; черная толстая гистограмма - производная по времени внутренней энергии плазмы в sh-области; черная тонкая гистограмма - кинетическая мощность нетепловых электронов  $E > E_{low}$ ; черный пунктир - радиационные потери по данным GOES; серая линия - радиационные потери по данным EVE; серая тонкая гистограмма - поток тепла из sh-области в h-область; Панель В: черный - фактор заполнения sh-области (раздел 3.2), серый - отношение полного энерговыделения в единицу времени ( $Q$ ) к кинетической мощности ускоренных электронов ( $P_{nonth}$ ).

рис. 1.7-А (серая гистограмма). Видно, что тепловой поток как минимум больше на порядок, чем производная по времени внутренней энергии. Это свидетельствует в пользу того, что теплопроводность явно переоценена и ее классическое описание не подходит для данного случая. Возможно, реализуется аномальная теплопроводность, чей коэффициент может быть на несколько порядков меньше классического коэффициента теплопроводности. Это подробнее обсуждается в следующем разделе.

На рис. 1.8 представлены расчеты энерговыделения в случае применения



**Рис. 1.8.** результаты расчета энергетике в рамках однотемпературного приближения. Серая толстая и тонкая гистограмма - положительная производная и модуль отрицательной производной по времени внутренней энергии плазмы по данным RHESSI; черная гистограмма - кинетическая мощность ускоренных электронов по данным RHESSI; черная штриховая линия - радиационные потери тепла в SXR излучении по данным GOES; радиационные потери тепла в УФ излучении по данным EVE.

однотемпературного приближения к спектрам RHESSI. В этом случае для расчета энергий мы использовали тот же подход, применявшийся для двухтемпературного приближения, с тем отличием, что низкоэнергетическая граница спектра нетепловых электронов была свободным параметром и ее значения определялись из результатов анализа спектров RHESSI. На рис. 1.8 видно, что кинетическая мощность нетепловых электронов гораздо больше, чем остальные каналы энерговыделения, в отдельные периоды времени более чем на порядок. Полная энергия нетепловых электронов  $\approx 4 \times 10^{32}$  эрг на два порядка выше, чем полная энергия излучения по данным GOES  $\approx 5 \times 10^{30}$  эрг. Энерговыделение во вспышке связано с энергией магнитного поля, поэтому можно оценить его величину (нижнюю границу) из энергетического баланса  $B^2V/8\pi \sim \int_{t_{imp}} P_{nonth} dt$ , где  $t_{imp}$  - длительность импульсной фазы. Откуда мы получаем  $B \sim 10^3$  Гаусс. Данное значение является завышенным для коронального магнитного поля. В работах [33, 83] магнитное поле в корональной части вспышечных петель оценивается по наблюдениям микроволнового радиоизлучения  $< 150$  Гс. Из данной оценки видно, что кинетическая мощность нетепловых электронов переоцене-

на, что может свидетельствовать об искусственности предположения нетепловой природы рентгеновского излучения в диапазоне 25-50 кэВ. Энергетический баланс можно восстановить, предположив более высокое значение низкоэнергетической границы спектра ускоренных электронов, однако в этом случае спектры RHESSI аппроксимируются с большим  $\chi^2$ .

В случае двухтемпературной аппроксимации спектров RHESSI мы получаем (интегрированием по времени) полную энергию нетепловых электронов  $\approx 2.5 \times 10^{30}$  эрг, что согласуется с радиационными потерями тепла по данным GOES  $\approx 5 \times 10^{30}$  эрг. Из энергетического баланса  $B^2V/8\pi \sim \int_{t_{imp}} P_{nonth} dt$  магнитное поле оценивается в  $\sim 100$  Гаусс, что соответствует расчету в работе [83], где также исследовалась двухленточная вспышка с похожей пространственной структурой - с аркадой вспышечных петель.

Далее мы произведем оценку энерговыделения в единицу времени  $Q$ , с которым связан весь вспышечный процесс (например, магнитное пересоединение). Пренебрегая конвективным потоком тепла за счет хромосферного испарения из h-области в sh-область, изменением механической энергии, а также работой сил давления, можно записать уравнения энергетического баланса для h- и sh-области:

$$\dot{U}_{th}^{sh} = Q - L_{rad}^{sh} - L_{cond} - P_{nonth} \quad (1.5)$$

$$\dot{U}_{th}^h = P_{nonth} + L_{cond} - L_{rad}^h \quad (1.6)$$

В первом уравнении знак минус перед кинетической мощностью нетепловых электронов означает, что ускорение происходит в sh-области, таким образом нетепловые электроны уносят энергию. Суммируя два данных соотношения, мы получаем уравнение энергетического баланса для всей вспышечной области, в котором не учитывается теплопроводность, так как та приводит только к перераспределению тепла внутри вспышечной области:

$$\dot{U}_{th} = Q - L_{rad} \quad (1.7)$$



Отсюда мы можем оценить темп энерговыделения  $Q \sim 10^{29}$  эрг/с в максимуме и полное энерговыделение за время импульсной фазы  $\sim 10^{31}$  эрг. На рис. 1.7 (панель В) показано отношение  $Q/P_{nonth}$ , которое показывает, что кинетическая мощность ускоренных электронов в среднем меньше полного энерговыделения в пять раз.

## 1.6 Обсуждение

В работе [16] исследовались рентгеновские спектры вспышки 23 июля 2002 г. в двухтемпературном приближении, в результате были получены примерно такие же значения температуры для горячей ( $\sim 18$  МК) и сверхгорячей ( $\sim 45$  МК) плазмы, как и для события 9 августа 2011 г. Каспи и Лин предполагали, что формирование сверхгорячей плазмы является результатом магнитного пересоединения в короне, а h-область заполняется плазмой, выброшенной из плотной атмосферы (хромосферное испарение) в результате нагрева ее нетепловыми электронами. Согласно выбранной модели вспышечной области (см. раздел 1.5.1), применительно к событию 9 августа 2011 г. нагрев плазмы во вспышечной области осуществляется двумя различными способами: 1) ускоренными электронами, взаимодействующими с плазмой; 2) теплопроводностью за счет энергии, идущей из области первичного энерговыделения (ускорения электронов). При этом необходимы высокие значения коронального магнитного поля ( $\sim 100$  Гс) для того, чтобы магнитные петли с плазмой при очень высокой температуре находились в равновесии.

Для интерпретации наших наблюдений и результатов спектрального анализа мы использовали модель, описанную в разделе 1.5.1, где предполагается, что высокотемпературная область (sh-область) расположена в корональной части вспышечных петель над h-областью (или магнитного каспа) и связана с ускорением электронов и основным процессом энерговыделения. Рентгеновские изображения вспышечной области для события 23 июля 2002 г. и для 9 августа 2011 г. подтверждают пространственную структуру в модели, описанной в разделе 1.5.1.

Однако в первом событии наблюдалось явное смещение между центрами рентгеновских источников, соответствующих излучению h- и sh-областей, так как линейные масштабы петель в событии 23 июля 2002 г. были больше, чем в событии 9 августа 2011 г.

Мы рассматриваем двухтемпературное приближение, но в реальности распределение температуры во вспышечной области (дифференциальная мера эмиссии, DEM) непрерывно и должно анализироваться методами, описанными, например, в [35, 39]. Стоит отметить, что современные расчеты DEM не затрагивают область очень высоких вспышечных температур ( $\gtrsim 20$  МК), либо расчет имеет большие погрешности. Таким образом, расчеты DEM, доступные на сегодня, позволяют исследовать только газодинамические процессы, а начав исследовать распределение температуры во вспышечной области выше 30 МК, мы вероятно сможем проследить эволюцию сверхгорячей плазмы, образующейся в результате первоначального энерговыделения в области магнитного пересоединения [16].

Применяемая двухтемпературная модель вспышечной области с ускорением в sh-области (или непосредственно над ней) предполагает существование теплового потока в h-область наряду с нагревом за счет нетепловых электронов. Наличие такого дополнительного источника нагрева в h-области оправданно также результатами расчета темпа полного энерговыделения  $Q$ , которое оказалось больше, чем кинетическая мощность нетепловых электронов (рис. 1.7-В). Оценки показывают, что при использовании классического коэффициента теплопроводности мы имеем слишком большой поток тепла, идущего из sh-области в h-область, который не согласуется с остальными каналами энерговыделения. Скорее всего, теплопроводность является аномальной [79], связанной с магнитоплазменной турбулентностью. Кроме этого, сами нетепловые электроны могут быть причиной возбуждения плазменной турбулентности, которая приводит к подавленной теплопроводности. Данный сценарий обсуждался, к примеру, в работе [9], применительно к эффекту подавления продольной теплопроводности плазмы пучком энергичных электронов, впрыснутых в лабораторную магнитную ловушку. Покажем, что выполняется условие генерации плазменной турбулентности [9]:

$$\Gamma = \omega_{pe} \frac{n_b}{n} \frac{1}{\gamma \Delta \Theta^2} > \tau_e^{-1} \quad (1.8)$$

Данное условие показывает эффективность пучково-плазменного взаимодействия. Если инкремент нарастания Ленгмюровских колебаний  $\Gamma$  выше чем характерная частота столкновений электронов с ионами  $\tau_e^{-1}$  тогда имеет место быть генерации плазменной турбулентности. В формуле 1.8  $\omega_{pe}$  - плазменная электронная частота,  $n_b$  - плотность ускоренных электронов в пучке,  $n$  - плотность окружающей плазмы,  $\gamma = \sqrt{1 - (v/c)^2}$  - релятивистский гамма-фактор для электронов в пучке и  $\Delta \Theta$  - угол раствора пучка, который характеризует разброс скоростей в пучке и равен  $\sim \Delta v/v$ . Для того чтобы произвести оценки по порядку величины по формуле 1.8 возьмем следующие параметры плазмы в sh-области:  $n_e = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e = 40 \text{ МК}$  и  $\Delta \Theta \sim \pi$ . Для таких параметров  $\tau_e \sim 10^{-2} \text{ с}$  и  $\omega_{pe} \approx 10^{10} \text{ с}^{-1}$ . Чтобы оценить среднюю скорость электронов в пучке воспользуемся усреднением по функции распределения ускоренных электронов  $f_e(E) = A_e E^{-\delta}$  с низкоэнергетической границей  $E_{low}$ :

$$\langle v \rangle = \frac{\delta - 1}{\delta - \frac{3}{2}} \sqrt{\frac{2}{m_e} E_{low}} \approx \frac{c}{3} \quad (1.9)$$

Соответственно  $\gamma \approx 1$ . Для того чтобы оценить плотность ускоренных электронов примем во внимание, что  $n_e(E) = \sqrt{m_e/2E} f_e(E)$ , тогда:

$$n_b = \sqrt{\frac{m_e}{2}} \frac{\delta - 1}{\delta - \frac{1}{2}} \frac{F(E > E_{low})}{\sqrt{E_{low}}} \quad (1.10)$$

Для  $F = 10^{19}$  электронов  $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ ,  $\delta = 3$  и  $E_{low} = 20 \text{ кэВ}$  имеем  $n_b \approx 10^9 \text{ см}^{-3}$ . В итоге  $\Gamma \approx 10^6 \gg \tau_e^{-1} \approx 10^2 \text{ с}^{-1}$ . Значит в событии 9 августа 2011 г. выполняются условия для формирования плазменной турбулентности и соответственно появления аномальной теплопроводности. Однако, приводимые оценки справедливы для квазиодноэнергетического пучка с малым разбросом по скоростям. В случае сильного разброса по энергиям генерация турбулентности может быть не такой эффективной и значение инкремента  $\Gamma$  будет меньше полученного. Необходимо

тщательное исследование данной проблемы на основе численного моделирования (например, с использованием метода частиц в ячейках).

Так же косвенным свидетельством аномального характера теплопроводности в рассмотренной вспышечной области может являться аномально высокая температура вспышечной плазмы, измеренная с помощью GOES. Как мы показали в разделе 1.4, высокая температура может быть связана с малым количеством плазмы при “низкой” температуре ( $< 20$  МК). Отсутствие (недостаток, по сравнению с обычными вспышками) низкотемпературной компоненты может быть связано с аномальной теплопроводностью, которая препятствует быстрому охлаждению плазмы во вспышечной области и оттоку тепла в другие области вспышечного объема.

Также возможно, что именно из-за наличия аномальной теплопроводности в рассматриваемых вспышечных петлях наблюдалась зона сверхгорячей ( $\sim 45$  МК) плазмы. В обсуждавшейся выше работе [9] локальное увеличение температуры в плазме установки ГОЛ-3 как раз связывают с возбуждением турбулентности и подавлением теплопроводности. Для характерных времен  $\tau_{cond} \gg \tau_{heat}$  также могут реализоваться условия для перегрева вспышечной области. Однако данный процесс возможен только при подавленной (аномальной) теплопроводности. Нагрев sh-области может осуществляться низко-энергичными электронами с энергией меньше  $E_c = 20$  кэВ, формирующимися в менее плотной плазме, которые затем полностью термализуются в sh-области за счет кулоновских столкновений. Например, рассмотрим нетепловые электроны со степенным спектром с границами 10 кэВ и 20 кэВ. Для параметров спектра, представленных на рис. 1.4, получаем  $P_{nonth}(10 \text{ кэВ} < E < 20 \text{ кэВ}) \approx 1.7 \times 10^{28}$  эрг/с, что сравнимо с  $P_{nonth}(E > 20 \text{ кэВ}) \approx 2.0 \times 10^{28}$  эрг/с. Таким образом, существенная энергия содержится в низкоэнергетических электронах, которые могут нагревать sh-область.

Существующие модели газодинамических процессов во вспышечной области (например, [13, 31]) использовали классическую теплопроводность. В свете представленных рассуждений, учет аномальной теплопроводности в газодинамиче-

ских расчетах может представлять особенный интерес для будущих работ. Однако, во-первых, нужны дополнительные экспериментальные подтверждения возможности создания аномальной теплопроводности во вспышечных областях. Для этого необходимо выполнить анализ подобный представленному в данной главе, хотя бы для нескольких других вспышек. Во-вторых, необходимо определиться с природой аномальной теплопроводности, чтобы задача была самосогласованной. Например, если частицы генерируют волны, тогда необходимо учитывать в расчетах плазменно-кинетические процессы для пучков нетепловых электронов.

## 1.7 Выводы

1. Солнечная вспышка 9 августа 2011 года характеризуется аномально большой температурой по GOES (32.5 МК в пике). Это “самая горячая” вспышка по данным GOES за период времени с 2000 по 2012 гг. Наиболее вероятной причиной высокой температуры, вычисляемой по данным GOES, является малое количество плазмы с относительно низкими температурами ( $T \lesssim 20$  МК) по сравнению с “нормальными” вспышками, в которых температура по данным GOES лежит ниже 30 МК.
2. Рентгеновские спектры, полученные по данным КА RHESSI в диапазоне энергий менее 50 кэВ, аппроксимировались в рамках двухтемпературного и однотемпературного приближения, а на энергиях выше 50 кэВ степенным спектром. Результаты расчетов показывают, что двухтемпературная модель лучше описывает энерговыделение с точки зрения выполнения энергетического баланса во вспышечной области.
3. Нагрев до сверхгорячих температур, скорее всего, связан с первоначальным энерговыделением и подавлением теплопроводности во вспышечных петлях. Сверхгорячая область характеризуется большой плотностью плазмы в  $1 - 3 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ , плазменной  $\beta \sim 1$  и долей от общего вспышечного объема равной  $\approx 0.10-0.16$ .

Вообще интерпретация наблюдений гигантских солнечных вспышек затруднена, так как вспышечный процесс характеризуется сложной временной динамикой (наличия множества всплесков) и вспышечная область имеет сложную геометрию магнитного поля. Для лучшего понимания первоначального энерговыделения и ускорения электронов необходимо произвести более детальное количественное исследование процесса ускорения электронов и динамики сверхгорячей плазмы в событии с более простой пространственной структурой и временной динамикой ускорения электронов. Данной теме посвящены исследования, излагающиеся в следующей главе.

## Глава 2.

### Исследование “сверхгорячей”

### плазмы и ускорения электронов в

### “простой” однопетлевой вспышке.

#### 2.1 Введение и постановка задачи

Нагрев плазмы до сверхгорячей температуры рассматривается как одно из проявлений первичного энерговыделения солнечных вспышек [16, 66], в области которого также происходит ускорение заряженных частиц. Ускорение электронов является одним из основных процессов энерговыделения во время солнечных вспышек, который проявляется в виде нетеплового рентгеновского излучения и микроволнового радиоизлучения. Во введении к диссертации были упомянуты основные механизмы ускорения заряженных частиц. Несмотря на то, что существует множество наблюдательных и теоретических исследований процесса ускорения в солнечных вспышках, четкого понимания природы данного явления все еще нет. Также не понятно является ли сверхгорячая плазма источником ускоренных электронов в области первоначального энерговыделения. Если электроны ускоряются из области сверхгорячей плазмы, то, возможно, динамика потока нетепловых электронов может отображаться на динамике температуры

или плотности сверхгорячей плазмы.

В предыдущей главе обсуждалось наблюдение сверхгорячей плазмы ( $\sim 45$  МК по RHESSI) и расчет ее энергетики на примере мощной эруптивной X вспышки, произошедшей 9 августа 2011 г. Однако данное событие характеризуется сложной геометрией вспышечной области и временной динамикой жесткого рентгеновского излучения, а также сложным движением источников рентгеновского излучения. Наблюдательное исследование сверхгорячей плазмы и ускорения заряженных частиц может быть значительно упрощено рассмотрением “простых” солнечных вспышек, что предполагает простую геометрию магнитного поля (отдельная магнитная петля) и простую временную динамику (одиночный всплеск) жесткого рентгеновского излучения и микроволнового радиоизлучения. Например, основываясь на наблюдениях RHESSI одиночных вспышечных петель с плотной плазмой, в работе [37] показано, что длина области ускорения равна приблизительно половине длине вспышечной петли и величины потоков ускоренных электронов могут быть очень высокими. Такие вспышки, например, могут быть инициированы внутренней изгибной неустойчивостью магнитной петли [40]. В работе [64] показано, что в слабой однопетлевой вспышке (GOES класс B) наблюдался импульсный нагрев плазмы до сверхгорячих температур при малых потоках нетеплового рентгеновского излучения, что свидетельствует о небольших потоках ускоренных электронов. В рамках модели стохастического ускорения заряженных частиц плазменными волнами [82] в работе [63] была представлена модель “элементарного” всплеска энерговыделения, в которой распределение частиц, проинтегрированное по всему вспышечному объему, моделировалось без детализации структуры области ускорения. В рамках модели “элементарного” вспышечного энерговыделения было показано, что ускорение частиц чувствительно к интенсивности плазменной турбулентности и в некоторых случаях ускорение может быть слабым, как в событии, описанном в работе [64]. Однако в той же работе было показано, что необходимо учитывать пространственную структуру вспышечной области, для того чтобы описать быструю эволюцию температуры плазмы. В общем, результаты наблюдений простых однопетлевых солнечных



вспышек легче сравнивать с предсказаниями теоретических моделей, которые сами по себе предполагают упрощения.

Материал данной главы основывается на работе [93]. Целью главы является количественное исследование энергетики вспышечного процесса, динамики ускорения электронов и ее связи с динамикой параметров сверхгорячей плазмы в выбранной простой однопетлевой солнечной вспышке. Для этого исследуется простая не эруптивная однопетлевая солнечная вспышка C1.4 GOES класса, произошедшая 12 августа 2002 г., с локализованным во времени единичным всплеском нетеплового рентгеновского излучения ( $> 50$  кэВ). Наличие высокоэнергичного ( $> 50$  кэВ) жесткого рентгеновского излучения указывает на присутствие высокоэнергичных ускоренных электронов во вспышечной области. Спектральный анализ спектров RHESSI для данного события также выявил наличие сверхгорячей плазмы ( $T > 30$  МК). Кроме данных RHESSI для определения параметров спектра ускоренных электронов также используются данные наблюдений микроволнового радиоизлучения NORP и NORH (см. Инструментарий). Для уточнения пространственной структуры вспышечной области анализируются ультрафиолетовые изображения EIT/SOHO (см. Инструментарий).

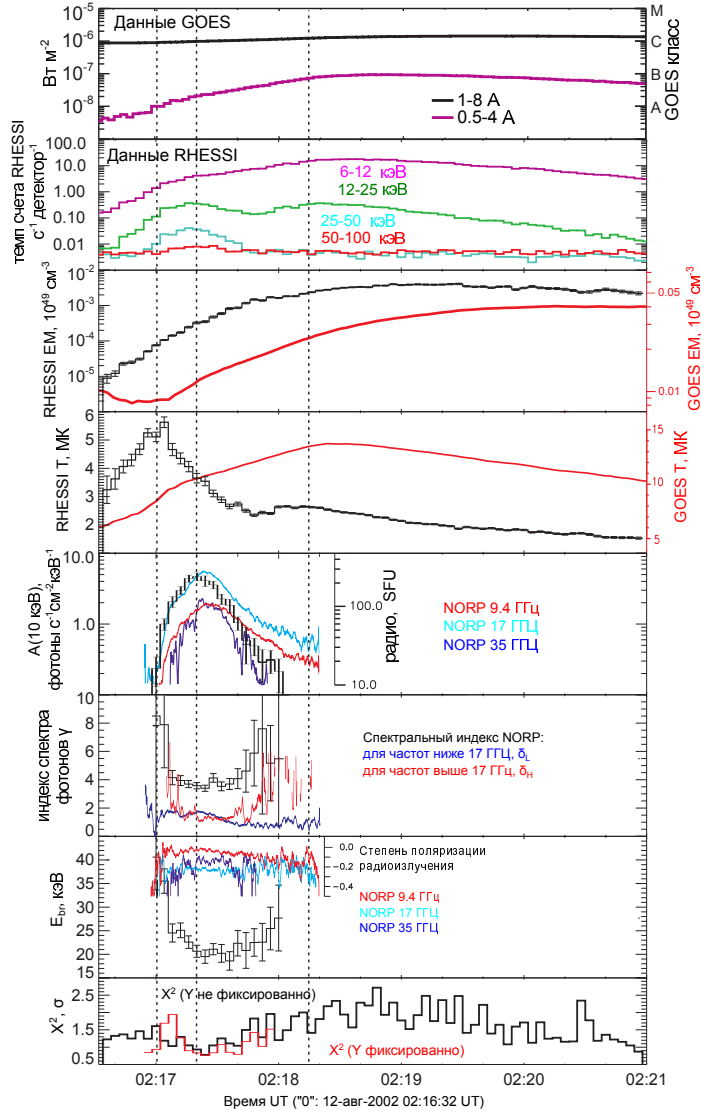
## 2.2 Наблюдения вспышки 12 августа 2002 г.

Вспышка 12 августа 2002 г. имела предвспышечный фон по данным GOES  $8.5 \times 10^{-7}$  и  $9.5 \times 10^{-9}$  Вт м<sup>-2</sup> в каналах 1-8 Å и 0.5-4 Å. Поток рентгеновского излучения в коротковолновом канале GOES начал расти в 02:16:30 UT, тогда как поток в длинноволновом канале начал свой рост полминутой позже в 01:17:00 UT (Первая панель рис. 2.1). В работе [86] предвспышечный фон по данным GOES выбирался таким образом, чтобы рассчитанные температура и мера эмиссии излучающей плазмы [105] показывали сглаженную эволюцию в фазе роста без резких скачков во временном профиле. Данный метод используется для выбранного события, в котором выбирается уровень фона  $7.5 \times 10^{-7}$  Вт м<sup>-2</sup> для длинноволнового канала и  $5.6 \times 10^{-9}$  Вт м<sup>-2</sup> для коротковолнового канала.

Рассчитанные временные профили температуры и меры эмиссии представлены на рис. 2.1 (панели 3 и 4). Из-за сильного предвспышечного фона результаты расчетов раньше 02:17:00 UT могут содержать погрешности.

Темп счета RHESSI в диапазонах энергий 6-12 кэВ и 12-25 кэВ начинает расти до 16:30:00 UT (вторая панель на рис. 2.1). Используется модель однотемпературной плазмы с двумя свободными параметрами  $EM$  (мера эмиссии) и  $T$  (температура), для того чтобы аппроксимировать тепловую компоненту рентгеновского спектра в диапазоне энергий  $\approx 6-20$  кэВ для каждого 4-х секундного временного интервала. Для анализа выбранного события используются детекторы 1, 3 и 6, так как рентгеновские спектры по данным этих детекторов характеризуется наилучшим качеством. Спектр жесткого ( $\gtrsim 20$  кэВ) рентгеновского излучения, наблюдающегося в течение интервала времени 02:17:00-02:18:00 UT, аппроксимируется степенной функцией с изломом, причем спектральный индекс ниже энергии излома  $E_{br}$  равен 1.5 (см. раздел 1.3). В итоге имеем три свободных параметра для модели нетеплового рентгеновского излучения: нормировочный коэффициент рентгеновского спектра  $A$  [фотоны  $\text{с}^{-1}\text{см}^{-2}\text{кэВ}^{-1}$ ] для  $E = 10$  кэВ, степенной индекс  $\gamma$  для энергий  $E > E_{br}$  и энергия излома  $E_{br}$ . Результаты спектрального анализа приведены на панелях 3-7 на рис. 2.1. Последняя панель рис. 2.1 показывает  $\chi^2$  аппроксимации рентгеновских спектров.

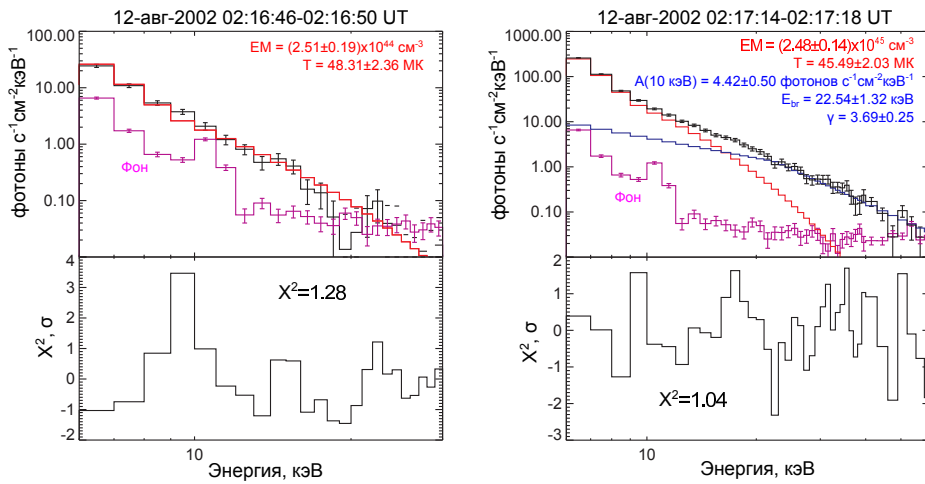
На панелях 5 и 7 (рис. 2.1) приведены результаты измерения потока радиоизлучения и поляризации на частотах 9.4, 17 и 35 ГГц по данным NORP (см. инструментарий), а также оцененные степенные индексы микроволнового радиоизлучения в интервалах частот 9.4-17 и 17-35 ГГц. Уровень поляризации и корреляция между потоками радиоизлучения и нормировочным коэффициентом нетеплового рентгеновского спектра  $A$  показывает, что радиоизлучение генерируется ускоренными электронами. Гиротронное радиоизлучение испускается преимущественно электронами с энергиями выше 50 кэВ, что объясняет совпадение пика темпа счета RHESSI 50-100 кэВ с потоками радиоизлучения. Первая вертикальная линия на рис. 2.1 обозначает появление нетепловой компоненты рентгеновского спектра и начало значительного роста потока радиоизлучения.



**Рис. 2.1.** Панели 1 и 2: временные профили рентгеновского излучения соответственно по данным GOES и RHESSI. Панели 3 и 4: показана динамика меры эмиссии и температуры плазмы по данным GOES и RHESSI. Панель 5: потоки радиоизлучения по данным NORP и нормировочный коэффициент для степенного спектра нетеплового рентгеновского излучения для энергии 10 кэВ. Панель 6: степенные индексы для спектров нетеплового рентгеновского излучения и радиоизлучения. Панель 7:  $E_{br}$  и степень поляризации радиоизлучения. Панель 8:  $\chi^2$  аппроксимации рентгеновского спектра RHESSI с нефиксированным (черный) и фиксированным (красный)  $\gamma$ .

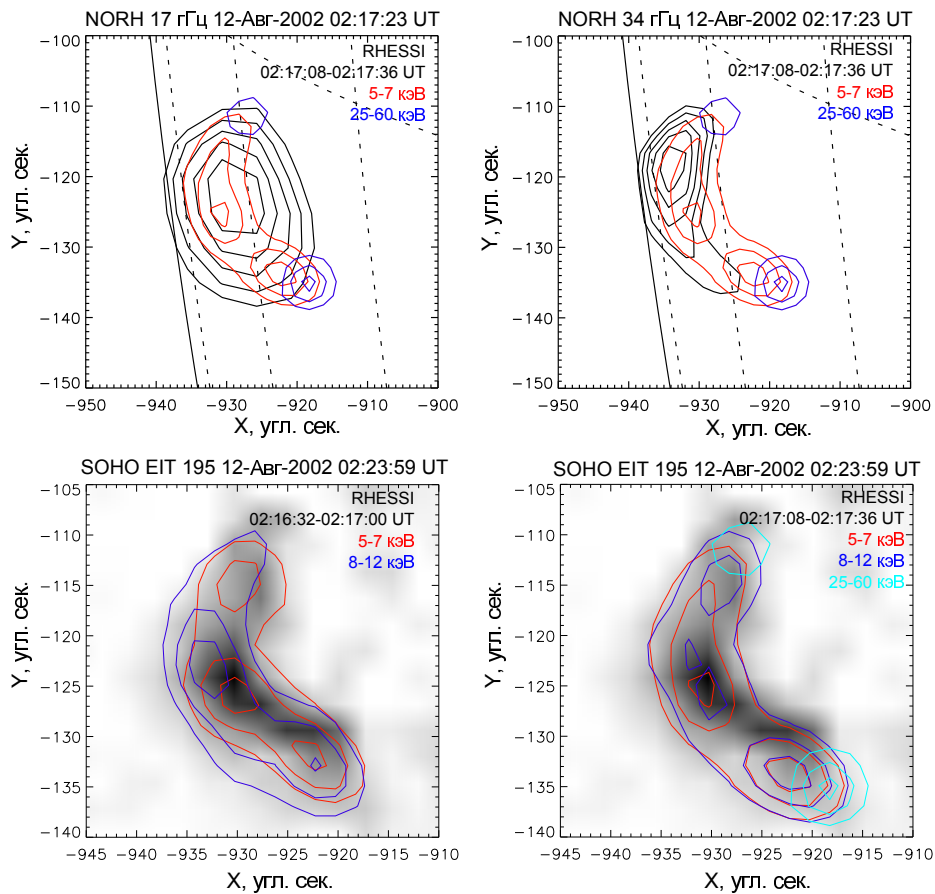
Данный момент времени ассоциируется с началом ускорения электронов. Следующая вертикальная черта отмечает пик интенсивности жесткого рентгеновского излучения, что свидетельствует о наибольших потоках высокоэнергичных ускоренных электронов. Третья вертикальная черта показывает конец фазы ускорения электронов.

Пример аппроксимации рентгеновских спектров показан на рис. 2.2. Левая панель соответствует интервалу времени перед началом эффективного ускорения электронов, когда рентгеновский спектр аппроксимируется только тепловой моделью. Правая панель соответствует интервалу времени импульсной фазы с нетепловым рентгеновским излучением, чей спектр аппроксимируется степенным законом с изломом. Полученные значения  $\chi^2$  в обоих случаях меньше 1.5, а соответствующие значения параметров модели отображены на рисунке.



**Рис. 2.2.** Показаны спектры рентгеновского излучения для фазы начального нагрева (до ускорения) и фазы ускорения электронов. На графиках показаны: тепловая (красный) и нетепловая (синий) компоненты рентгеновского спектра, предвспышечный фон (магента) и данные RHESSI с учетом вычитенного фона (черный). Параметры модели указаны на графике. Нижние панели показывают нормированную невязку аппроксимации спектра.

На верхней панели рис. 2.3 представлены контурные радиоизображения (NORH) совмещенные с контурными рентгеновскими (RHESSI) изображениями. Рентгеновские источники очерчивают петлеобразную структуру вспышечной об-



**Рис. 2.3.** Верхняя панель: радио и рентгеновские контурные изображения вспышечной области во время фазы ускорения. Радиоконтурные построены для уровней 50, 60, 70, 80 и 90 % от максимальной яркости изображения, построенного алгоритмом CLEAN. Нижняя панель: EIT изображение, показывающее петлеобразную структуру на фазе спада вспышки, сравнивается с контурным рентгеновским изображением RHESSI во время фазы начального нагрева (левый) и фазы ускорения (правый). Рентгеновские контурные строились для уровней 50, 70 и 90 % от максимальной яркости с применением алгоритма CLEAN.

ласти. Большая часть радиоизлучения испускается из источника смещенного к северной части петли, которая соответствует более слабому жесткому рентгеновскому излучению из основания петли. Данные наблюдения объясняются тем, что мы имеем в северном основании петли более сильное магнитное поле, которое препятствует проникновению ускоренных электронов в плотные слои солнечной атмосферы из-за эффекта магнитного зеркала [72]. Нижняя панель рис. 2.3 пока-

зывает рентгеновские контурные изображения вспышечной области, полученные RHESSI в различных диапазонах энергий, совмещенные с ультрафиолетовыми изображениями EIT/SOHO в канале 195 Å. Появление источников нетеплового рентгеновского излучения с энергиями  $> 25$  кэВ во время фазы ускорения не приводит к значительному изменению структуры источника теплового рентгеновского излучения. Предполагается, что излучение регистрируемое рентгеновскими детекторами КА RHESSI И GOES занимают один и тот же объем, который показан контурами в диапазоне энергий 5-7 кэВ и 8-12 кэВ. Данное предположение важно для дальнейших расчетов, так как квазистационарное состояние линейных размеров вспышечной области позволяет исключить его вариации при рассмотрении энергетического баланса и процесса ускорения.

Во время исследуемой солнечной вспышки не наблюдалось КВМ и радиовсплеска II типа, а значит данное событие не является эруптивным. Кроме этого не наблюдается радиовсплесков III типа, что свидетельствует о замкнутой магнитной конфигурации (без открытых силовых линий) вспышечной области. Таким образом, процесс вспышечного энерговыделения локализуется только в магнитной петле и не затрагивает высоких слоев солнечной атмосферы и межпланетного пространства, что свидетельствуют о “простоте” рассматриваемого события.

## 2.3 Энерговыделение во вспышечной области

### 2.3.1 Энергетика

Панели 3 и 4 на рис. 2.1 показывают, что величина меры эмиссии  $EM_{RHESSI}$ , полученной из спектров RHESSI, как минимум на порядок меньше чем  $EM_{GOES}$  по GOES, а температура  $T_{RHESSI}$  как минимум выше на 70% чем  $T_{GOES}$ . Данные наблюдения указывают на то, что RHESSI и GOES регистрируют излучения от плазмы, находящейся в разных физических условиях: RHESSI регистрирует излучение от разряженной сверхгорячей плазмы (пик температуры  $\approx 60$  МК в

02:17:00 UT), а GOES от плотной “обычной” горячей плазмы (пик температуры  $\approx 15$  МК в 02:18:30 UT). Так как со временем структура рентгеновских источников не испытывает сильных изменений, то можно предположить наличие баланса давлений [7] между сверхгорячей “плазмой RHESSI” и горячей “плазмой GOES” (аналогично в параграфе 1.5.2). При этом объемные факторы заполнения сверхгорячей и горячей плазмы определяются по следующим формулам:

$$f_{RHESSI} = T_{RHESSI}^2 EM_{RHESSI} / (T_{RHESSI}^2 EM_{RHESSI} + T_{GOES}^2 EM_{GOES}) \quad (2.1)$$

$$f_{GOES} = T_{GOES}^2 EM_{GOES} / (T_{RHESSI}^2 EM_{RHESSI} + T_{GOES}^2 EM_{GOES}) \quad (2.2)$$

Здесь предполагается, что  $f_{RHESSI} + f_{GOES} = 1$ . Для расчета тепловой энергии плазмы используется формула 4.23, где объем оценивается по ультрафиолетовым изображениям (в предположении петлевой геометрии источника излучения) как  $V \sim 10^{26}$  см<sup>3</sup>.

Используя модель толстой мишени (приложение В) можно рассчитать кинетическую мощность ускоренных электронов по нетепловому рентгеновскому спектру, измеряемому КА RHESSI (рис. 2.2). Верхняя панель рис. 2.4 показывает небольшой промежуток времени от всей продолжительности вспышки, в течение которого наблюдалось ускорение частиц, интенсивный нагрев плазмы (первые две минуты) и начало фазы охлаждения (следующие 2 минуты). Энергия ускоренных электронов доминирует над нагревом плазмы и радиационным охлаждением в течение примерно одной минуты.

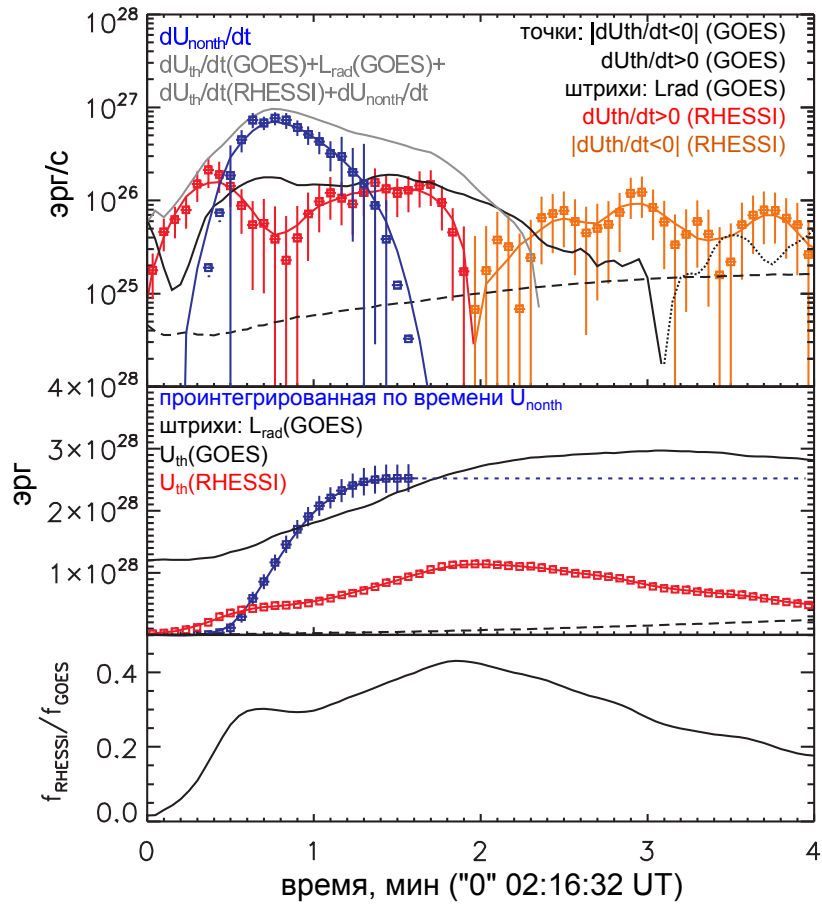
Рис. 2.4 показывает эволюцию энергетики вспышки. Появление нетепловой компоненты связано с подавлением роста внутренней энергии сверхгорячей плазмы (красные и синие линии на рис. 2.4). Ускорение могло привести к эффективному охлаждению фоновой сверхгорячей плазмы, что прослеживается по динамике температуры сверхгорячей плазмы на рис. 2.1. Данное охлаждение объясняется эффективным транспортом высокоэнергичных ускоренных частиц вдоль магнитной петли в плотные слои солнечной атмосферы. Температура горячей плазмы  $T_{GOES}$  возрастает монотонно в фазе роста и не подвержена силь-

ным изменениям во время начала ускорения электронов, что указывает на то, что динамика ускоренных электронов связана именно со сверхгорячей плазмой, которая излучает тепловое рентгеновское излучение, регистрируемое RHESSI. Мягкое рентгеновское излучение горячей плазмы регистрируется GOES и, скорее всего, образуется за счет хромосферного испарения, генерируемого проникающими ускоренными электронами в плотные слои солнечной атмосферы.

Наблюдаемая динамика нагрева плазмы и ускорения электронов имеет качественное объяснение в рамках теории стохастического ускорения. С точки зрения данной теории, предполагается, что в фазе начального нагрева турбулентность генерировалась на больших масштабах в результате некоторой неустойчивости. Такая крупномасштабная турбулентность, генерируемая в области первоначального энерговыделения, способствовала нагреву плазмы до сверхгорячих температур. Процесс ускорения электронов из сверхгорячей плазмы начался, когда турбулентность достигла малых масштабов, достаточных для резонансного взаимодействия высокоэнергичных тепловых электронов с плазменными волнами. Постоянство наклона нетеплового рентгеновского спектра показывает, что турбулентность возможно находилась в квазистационарном состоянии в течение фазы ускорения, что показывается в работе [62].

В пике жесткого рентгеновского излучения кинетическая мощность ускоренных электронов сравнима с изменением внутренней энергии горячей плазмы. Однако эволюция горячей плазмы плохо соответствует динамике ускоренных электронов. Учитывая малые времена термализации в хромосфере, энергия ускоренных электронов должна эффективно уноситься за счет ультрафиолетового и видимого излучения. Полная энергия, излученная горячей плазмой, примерно равна  $10^{28}$  эрг, которая в несколько раз меньше полной внутренней энергии плазмы. Разница между суммарными потерями за счет радиационного охлаждения и полной внутренней энергией плазмы показана на средней панели рис. 2.4 и свидетельствуют о наличии эффективного излучения в более длинноволновой (ультрафиолетовое излучение и видимый свет, см. например [30]) области электромагнитного спектра. Средняя панель рис. 2.4 также показывает, что полная энергия





**Рис. 2.4.** Верхняя панель: временные профили различных каналов энерговыделения. Средняя панель: динамика интегрированного по времени энерговыделения. Нижняя панель: отношения факторов заполнения сверхгорячей плазмы к фактору заполнения к горячей плазмы.

ускоренных электронов меньше чем внутренняя энергия горячей плазмы. Данные результаты не поддерживают “теоретический” эффект Нойперта [110] (фактически имеется в виду уравнение энергетического баланса), который предполагает, что энергия ускоренных электронов должна доминировать над энергией тепловой плазмы.

Нижняя панель на рис. 2.4 показывает, что сверхгорячая область быстро расширялась во время роста температуры сверхгорячей плазмы. Расширение останавливается в момент времени, соответствующему началу ускорения электронов. Скорее всего это связано с потерями энергии сверхгорячей плазмы за счет убегания нетепловых электронов из короны в плотные слои солнечной атмосферы. Рост внутренней энергии горячей плазмы может быть связан с потоком тепла от сверхгорячей плазмы (см. параграф 1.5.1). Однако оценки показывают, что классическая теплопроводность дает поток тепла выше как минимум на один порядок по сравнению с суммарным энерговыделением (аналогично как для вспышки 9 августа 2011 г., описанной в предыдущей главе). Скорее всего поток тепла может быть меньше из-за плазменной турбулентности (см. обсуждение в предыдущей главе) и тем самым можно объяснить рост внутренней энергии горячей плазмы за счет охлаждения сверхгорячей плазмы. А формирование сверхгорячей плазмы может быть связано с “запиранием” тепла из-за малоэффективной теплопроводности (см. обсуждение в предыдущей главе). Однако реальный тип теплопроводности можно установить только из детального моделирования процессов теплопереноса в магнитной трубке.

### 2.3.2 Исследование динамики ускорения электронов

Корреляция между потоком радиоизлучения и нормировочного коэффициента  $A$  [фотоны  $\text{с}^{-1}\text{см}^{-2}\text{кэВ}^{-1}$ ] степенного нетеплового рентгеновского спектра показана на пятой панели рис. 2.1. В особенности, хорошее соответствие прослеживается в фазе роста нетеплового рентгеновского излучения. Данные наблюдения объясняются тем, что радиоизлучение и нетепловое рентгеновское излучение ге-

нерируется одной и той же популяцией ускоренных электронов во вспышечной петле [72]. Панель 6 рис. 2.1 показывает, что спектральные индексы  $\delta_h$  (между 17 и 35 ГГц) и  $\gamma$  (для нетеплового рентгеновского спектра) имеют похожую динамику типа мягкий-жесткий-мягкий, что подтверждает предположение об одной популяции нетепловых электронов, ответственной за нетепловое рентгеновское излучение и микроволновое радиоизлучение. Средняя величина  $\gamma \approx 4$  и ее можно зафиксировать на данном уровне для простоты анализа. Физически, в рамках теории стохастического ускорения, постоянный спектральный индекс спектра ускоренных электронов предполагает постоянство характеристик спектра турбулентности [62]. Далее обсуждение ускорения электронов и динамики сверхгорячей плазмы будут построены на основе теории стохастического ускорения [82], которая предполагает ускорение электронов за счет турбулентного (стохастического) электрического поля в плазме. Результаты аппроксимации рентгеновского спектра с фиксированным  $\gamma$  дает значения  $\chi^2 < 2$  как показано на последней панели рис. 2.1. Исследования динамики ускорения электронов из фоновой сверхгорячей плазмы будет основано на анализе простой модели аппроксимации рентгеновского спектра с фиксированным степенным индексом  $\gamma = 4$  спектра нетеплового рентгеновского излучения. Предполагается показать, что спектр ускоренных электронов согласуются с эволюцией энергетического распределения тепловых электронов сверхгорячей плазмы.

Результаты аппроксимации рентгеновских спектров показаны на рис. 2.5, где так же показаны результаты моделирования, которые обсуждаются далее в тексте. Согласно теории стохастического ускорения нетепловые электроны ускоряются из окружающей плазмы, причем предполагается, что область ускорения (с турбулентной плазмой) расположена в вершине вспышечной петли (см. рис. 1.6), там же где и расположена сверхгорячая область. Радиоизлучение генерируется ускоренными электронами, захваченными во вспышечной петле, которые имеют примерно такой же спектр как и электроны в области ускорения в вершине петли. Ускоренные электроны проникают в плотную солнечную атмосферу и испускают нетепловое рентгеновское излучение из оснований петли. Предполагается, что

электроны, генерирующие радиоизлучение, высыпаются в хромосферу и генерируют жесткое рентгеновское излучение через характерное время убегания  $T_{esc}$ , зависящее от энергии.

Спектральный индекс радиоизлучения  $\delta_H$  варьируется около значения  $\sim 1.5$  в согласии с эволюцией спектрального индекса нетеплового радиоизлучения  $\gamma$ . Чтобы упростить анализ и расчеты, также предполагается использовать фиксированное значение  $\delta_H = 1.5$ . Для гиротронного спектра, соответствующий индекс степенного распределения ускоренных электронов  $\delta = (\delta_H + 1.22)/0.9$  варьируется около 3.0 [27] и энергетическое распределение концентрации нетепловых электронов имеет вид:

$$N = N_0(E/E_{br})^{-\delta} \quad (2.3)$$

где  $E$  - энергия электрона и  $N_0$  - нормировочный множитель для спектра нетепловых электронов. Согласно модели толстой мишени с  $\gamma \sim 4$  распределение нетепловых электронов, инжектируемых в плотную плазму в основаниях петли имеет спектральный индекс  $\sim 5.0$  (раздел 4):

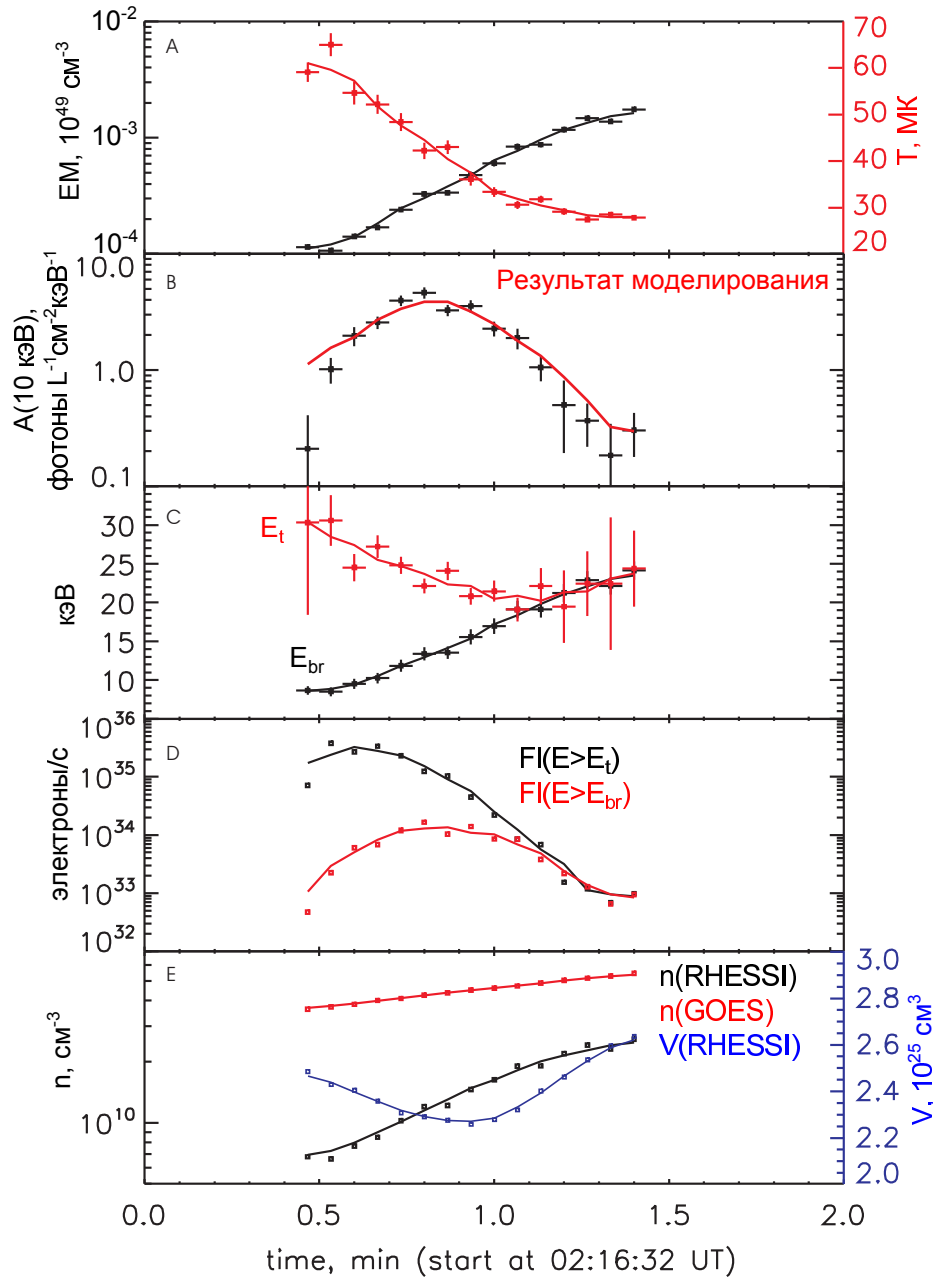
$$F = F_0(E/E_{br})^{-\gamma+1} \quad (2.4)$$

где  $F_0$  - нормировочный множитель для потока ускоренных электронов. Время ухода электронов из петли, генерирующих гиротронное радиоизлучение, определяется следующим выражением

$$T_{esc}(E > E_{br}) = \frac{N}{F} = \frac{N_0}{F_0} \left( \frac{E}{E_{br}} \right)^{\gamma+1-\delta} \quad (2.5)$$

Видно, что большую часть фазы ускорения,  $T_{esc} \propto E^{-\alpha}$  с индексом  $\alpha = \gamma - \delta_H/0.9 - 0.32/0.9$ , чья величина варьируется около 2. Это указывает на то, что высокоэнергичные ускоренные электроны эффективнее удерживаются в магнитной петле, тогда как менее энергичные электроны эффективнее высыпаются в плотные слои солнечной атмосферы.

Отметим, что  $\delta_H$  следует рассматривать как нижнюю границу индекса степенного спектра гиротронного излучения, так как плазма в источнике может не быть оптически тонкой для радиоизлучения на частоте 17 ГГц. Таким



**Рис. 2.5.** Аппроксимация спектра RHESSI с фиксированным  $\gamma = 4$  и результаты моделирования. А: Температура и мера эмиссии; В: нормировочный коэффициент степенного нетеплового рентгеновского излучения и его аппроксимация выражением 2.9; С: Динамика  $E_{br}$  и  $E_t$ ; D: потоки ускоренных электронов для энергий  $E > E_{br}$  и  $E > E_t$ ; E: показан объем занимаемый сверхгорячей плазмой, плотность горячей и сверхгорячей плазмы.

образом, оцененную величину  $\alpha$  следует рассматривать как верхнюю границу, которая соответствует результатам работы [19], где на примере нескольких вспышек были оценены энергетические степенные зависимости характерного времени убегания электронов  $T_{esc}$  из области ускорения. Более детальный анализ спектра микроволнового радиоизлучения помог бы получить более точную информацию о динамике ускоренных электронов в петле. Убегающие электроны из магнитной петли обычно ассоциируются с малыми питч-углами, тогда как радиоизлучение эффективно генерируется электронами с большими питч-углами. Полярометрические наблюдения микроволнового радиоизлучения могут быть использованы для определения питч-углового распределения нетепловых электронов.

Нормировочный множитель спектра ускоренных электронов определяется переходной энергией  $E_t$ , при которой характерное время кулоновских столкновений ( $\propto E^{3/2}/n$ ) сравнивается с характерным временем ускорения электронов [63]. Для характерного времени ускорения  $\tau_{ac} \propto E^{-\beta}$  ( $\beta = const$  так как  $\gamma = const$ ), мы имеем:

$$E_t = an^{2/(3+2\beta)} \quad (2.6)$$

где  $n = (EM_{RHESI}/V_{RHESI})^{1/2}$  - концентрация электронов сверхгорячей плазмы в области ускорения и  $a$  - параметр, зависящий от интенсивности турбулентности, ответственной за ускорение электронов. Тогда мы имеем:

$$E_t = a(EM_{RHESI}/V_{RHESI})^{1/(3+2\beta)} \quad (2.7)$$

Исходя из непрерывности распределения электронов для энергии  $E_t$  имеем:

$$N_0 = \frac{2\pi(EM_{RHESI}V_{RHESI}E_t)^{1/2}}{(\pi k_B T_{RHESI})^{3/2}} \exp\left[-\frac{E_t}{k_B T_{RHESI}}\right] \left(\frac{E_t}{E_{br}}\right)^\delta \quad (2.8)$$

где  $T_{RHESI}$  - температура электронов сверхгорячей плазмы в области ускорения, которая определяется из анализа данных спектров RHESI.

Нормировочный множитель нетеплового степенного рентгеновского спектра для энергии  $E_{br}$  определяется следующим выражением  $A(E_{br}/10 \text{ кэВ})^{-1.5} E_{br}^\gamma$ , где  $A$  - нормировочный коэффициент для энергии 10 кэВ. Для постоянной величины

$\gamma$ , которая определяется постоянным уровнем турбулентности, время  $T_{esc}$  остается тем же самым. Нормировочный коэффициент нетеплового рентгеновского спектра для  $E_{br}$  пропорционален  $N_0 E_{br}^{-\delta}$  [14] и тогда мы имеем нормировочный коэффициент степенного спектра ускоренных электронов для энергии 10 кэВ (см. пятую панель на рис. 2.5):

$$\begin{aligned}
 A &\propto N_0 \left( \frac{E_{br}}{10 \text{ кэВ}} \right)^{1.5+\delta-\gamma} \\
 &\propto a^{1/2} EM_{RHESI}^{(2+\beta)/(3+2\beta)} V_{RHESI}^{(1+\beta)/(3+2\beta)} T_{RHESI}^{-3/2} \exp \left[ -\frac{a(EM_{RHESI}/V_{RHESI})^{1/(3+2\beta)}}{k_B T_{RHESI}} \right] \\
 &\quad \times \left[ \frac{a(EM_{RHESI}/V_{RHESI})^{1/(3+2\beta)}}{10 \text{ кэВ}} \right] \left( \frac{E_{br}}{10 \text{ кэВ}} \right)^{1.5-\gamma} \quad (2.9)
 \end{aligned}$$

В данном соотношении используются уравнения 2.7 и 2.8, а также  $\delta = \gamma - 1 = 3$ . Отметим, что  $\delta$  - спектральный индекс для распределения ускоренных электронов в петле, а не в области инжекции в плотную атмосферу, где генерируется жесткое рентгеновское излучение. Уравнение 2.4 показывает, что спектральный индекс нетепловых электронов в основаниях петли определяется как  $\gamma + 1 = 5$ .

Для  $\delta_H \approx 1.5$  и приблизительно постоянном уровне турбулентности (так как  $\gamma = 4 = const$ ),  $a$  также предполагается постоянной величиной. Временные профили  $EM_{RHESI}$ ,  $V_{RHESI}$ ,  $T_{RHESI}$  и  $E_{br}$  используются, для того чтобы аппроксимировать  $A$  соотношением 2.9 варьируя параметры  $a$ ,  $\beta$  и нормировочный множитель для правой части выражения 2.7. Первая панель рис. 2.5 показывает результаты аппроксимации тепловой части рентгеновского спектра  $EM_{RHESI}$  и  $T_{RHESI}$ . На второй панели отображен нормировочный коэффициент  $A$  степенного нетеплового рентгеновского спектра для энергии 10 кэВ. Параметр  $\beta$  может принимать различные значения в зависимости от модели ускорения. Результаты аппроксимации, которые также отображены на панели 2, дали значение  $\beta = -0.2$ , которое находится в согласии с результатами расчета  $\tau_{ac}$  в работе [19]. Третья панель показывает  $E_{br}$  и энергию перехода  $E_t$  между тепловой и нетепловой компонентой спектра электронов в области ускорения. На четвертой панели отображен поток нетепловых электронов инжектируемых в основания петли 1) для  $E > E_{br}$  и 2) поток электронов, которые смогли выйти из области ускорения

$E > E_t$ . Последняя панель показывает эволюцию плотности и объема, занятого сверхгорячей плазмой.

Третья панель рис. 2.5 показывает, что  $E_t$  меньше чем  $E_{br}$  в течение первой половины фазы ускорения, а во время второй половины данные энергии становятся сравнимыми. Данный результат свидетельствует о том, что кроме кулоновских столкновений существует дополнительная диссипация энергии ускоренных электронов. Возможно, что высокоэнергичные электроны уходящие из области ускорения генерируют обратный электрический ток [28, 118], чье электрическое поле тормозит ускоренные электроны с низкими энергиями.

Во время пика жесткого рентгеновского излучения спектр фотонов имеет вид  $1.5(E/E_{br})^{-4}$  фотонов  $\text{см}^{-2} \text{кэВ}^{-1} \text{с}^{-1}$ . Соответствующий спектр нетепловых электронов, инжектируемых в основания вспышечной петли, представляется как  $3.9 \times 10^{33}(E/E_{br})^{-5}$  электронов  $\text{кэВ}^{-1} \text{с}^{-1}$  (см. панель 4). Полное количество тепловых электронов сверхгорячей плазмы в области ускорения оценивается как  $2 \times 10^{35}(EM/2 \times 10^{45} \text{ см}^{-3})^{1/2}(V/2 \times 10^{25} \text{ см}^3)^{1/2}$ . Темп ускорения электронов с энергиями  $> E_{br}$  составляет  $0.01 - 0.1 \text{ с}^{-1}$ , что примерно соответствует результату в работе [38].

Можно экстраполировать поток нетепловых электронов с энергиями  $E > E_{br}$ , инжектируемых в основания петли, в диапазон энергий  $E > E_t$  для того чтобы оценить поток электронов вовлеченных в процесс ускорения. Четвертая панель рис. 2.5 также показывает величину потока ускоренных электронов с энергиями выше  $E_t$ . Соответствующий темп ускорения может превышать  $1 \text{ с}^{-1}$ , что сравнимо с характерным временем кулоновских столкновений  $\sim (n/10^{10} \text{ см}^{-3})^{-1}(E/10 \text{ кэВ})^{3/2} \text{ с}$ . Таким образом, учитывая только кулоновские столкновения получаем, что электроны сверхгорячей плазмы эффективно вовлекаются в процесс ускорения.

Различие между тепловой и нетепловой электронной компонентой в области ускорения неоднозначно так как характерные времена ускорения, инъекции и термализации сравнимы в области энергии  $E_t$ . Рассматривается гладкое распределение электронов, которое может быть аппроксимировано моделью тепловой



плазмы с учетом степенной нетепловой компоненты [82]. Также расчеты предполагают изотропное распределение электронов, что, в особенности, может быть не верно для высокоэнергичных частиц. Необходимо более детальное моделирование, для того чтобы учесть эффекты анизотропии.

В итоге, проделанные расчеты в рамках простой феноменологической модели ускорения электронов с учетом лишь одних кулоновских столкновений показывают, что популяция ускоренных электронов со степенным энергетическим спектром может формироваться из тепловых электронов сверхгорячей плазмы. Однако для дальнейшего понимания ускорения электронов из сверхгорячей плазмы необходимо детальное теоретическое моделирование и наблюдения вспышек с высоким пространственным и спектральным разрешением в рентгеновском и микроволновом радио диапазонах.

## 2.4 Выводы

В данной главе мы исследовали связь между сверхгорячей плазмой ускорением электронов в “простой” однопетлевой вспышке 12 августа 2002 г. в рамках теории стохастического ускорения электронов. Основные выводы из анализа наблюдательных данных и расчетов:

1. Из анализа рентгеновских спектров RHESSI показано, что непосредственно перед началом ускорения электронов происходил нагрев плазмы с малой мерой эмиссии  $\sim (10^{-5} - 10^{-3}) \times 10^{49} \text{ см}^{-3}$  до сверхгорячих температур (вплоть до  $\sim 60 \text{ MK}$ ), тогда как GOES регистрировал рентгеновское излучение от плазмы хромосферного испарения с мерой эмиссии  $\sim 0.01 \times 10^{49} \text{ см}^{-3}$ .
2. На основе упрощенной феноменологической модели ускорения с учетом лишь одних кулоновских столкновений удалось показать, что популяция ускоренных электронов со степенным энергетическим спектром формируется из тепловых электронов сверхгорячей плазмы. Однако расчеты показывают, что необходим дополнительный источник диссипации энергии

ускоренных электронов в низкоэнергетической части спектра. В качестве такой диссипации может служить электрическое поле обратного тока.

3. В фазе спада нетеплового рентгеновского излучения, ускорение электронов подавляется из-за возросшей плотности плазмы в петле, чей приток связан с хромосферным испарением. Высокая плотность плазмы приводит к уменьшению времени термализации нетепловых электронов и их эффективному торможению. Объем, занимаемый сверхгорячей плазмой, уменьшается в своих размерах во время данной фазы.
4. Темп энерговыделения в сверхгорячей области не способен сбалансировать потери тепла за счет классической теплопроводности. Скорее всего реальные значения коэффициента теплопроводности ниже, что может быть связано с плазменной турбулентностью.

Представленные результаты объясняются расчетами с учетом одних лишь кулоновских столкновений, которые испытывают распространяющиеся нетепловые электроны в плазме. Однако для более детального анализа транспорта электронов необходимо учитывать обратный электрический ток, пучковые неустойчивости и эволюцию внутренней структуры вспышечной области. Также необходимо анализировать данные по рентгеновскому и радиоизлучению совместно с ультрафиолетовыми и оптическими наблюдениями, для уточнения пространственной структуры нагрева и ускорения электронов во вспышечной области и выявлению ее тонкой пространственной структуры. Очень важно иметь представление о тонкой структуре вспышечной области, поскольку в случае малого фактора заполнения вспышечных петель плотность потока ускоренных электронов и величина обратных токов может возрасти, и в конечном счете отразиться на процессе распространения ускоренных электронов. Более того развитие пучковых неустойчивостей также может быть связано с плотностью ускоренных электронов в пучке, которая зависит от фактора заполнения. В следующей главе обсуждаются возможные физические эффекты, связанные с мелкомасштабной струк-

турой вспышечной области, которая выявляется из наблюдений в видимом свете.

## Глава 3.

# Исследование тонкой структуры вспышечных лент по данным наблюдений VIS/NST

### 3.1 Введение и постановка задачи

Вспышечное энерговыделение в нижней солнечной атмосфере обычно проявляется в виде двух лент, излучающих в широком диапазоне ЭМ спектра. Излучение таких лент может быть инициировано ускоренными заряженными частицами, нагревом за счет диссипации электрических токов, потоком тепла из области первоначального энерговыделения или комбинацией данных процессов. Модель “толстой мишени” (см. приложение Б) предполагает, что первоначальное энерговыделение происходит из-за магнитного пересоединения в короне и излучение в различных диапазонах ЭМ спектра в нижней атмосфере являются откликом на данное энерговыделение. Однако существуют свидетельства того, что первоначальное энерговыделение может происходить непосредственно в плотных слоях (переходной зоне, хромосфере) солнечной атмосферы [34]. В данном случае, вспышечные ленты могут быть сформированы в результате начального выделения энергии в этих слоях, которое может быть связано, например с диссипацией

электрических токов, которая в особенности существенна в условиях частичной ионизации плазмы и низкой температуры (по сравнению с короной).

Знание тонкой структуры вспышечных лент и ее соответствие с вышележащей аркадой горячих вспышечных петель является крайне важным для понимания солнечных вспышек, так как вспышечное энерговыделение зависит от так называемого фактора заполнения плазмы (см., например, [92, 110]). Фактор заполнения характеризует долю объема вспышечной области (видимой в диапазоне ультрафиолетового или мягкого рентгеновского излучения), в котором происходит энерговыделение. В частности при малых значениях фактора заполнения плотность пучка нетепловых электронов может значительно возрасти, что может оказывать влияние на его распространение.

В работе [56] обсуждается применение оптических наблюдений вспышечных лент по данным Hinode к модели “толстой мишени”. Потоки ускоренных электронов, оцененные в рамках этой работы, могут быть объяснены только при предположении высокой плотности потока ускоренных электронов. При более малых значениях фактора заполнения плотность потока нетепловых электронов может быть еще больше. Плотность электрических токов также зависит от поперечного сечения канала, в котором он течет, и в случае малого фактора заполнения вспышечной области диссипация электрических токов может вносить более существенный вклад в общее вспышечное энерговыделение. Стоит отметить, что петлеобразные структуры (вспышечные аркады), которые наблюдаются в микроволновом и рентгеновском излучении состоят из множества тонких петель [121], наблюдаемых КА TRACE в ультрафиолетовом диапазоне ЭМ спектра. В работе [115] обсуждаются наблюдения вспышечных ядер, наблюдаемых в оптическом и ближнем инфракрасном континууме с характерными размерами  $\sim 0.65''$ . Похоже, что тонкая пространственная структура является внутренним свойством вспышечных петель во всех слоях солнечной атмосферы.

В данной главе обсуждаются наблюдения тонкой структуры вспышечных лент с помощью оптического телескопа NST/BBSO с апертурой 1.6 м (см. инструментарий), обладающим высоким пространственным разрешением ( $\sim 70$  км

для  $H_\alpha$ ). Данный телескоп позволяет получать детальные изображения солнечной фотосферы и хромосферы в инфракрасном и видимом диапазоне ЭМ спектра. Также используются данные наблюдений магнитного поля, выполненных прибором HMI/SDO, а также используются ультрафиолетовые изображения, полученные прибором AIA/SDO, для исследования пространственной структуры вспышечной области. Для определения параметров ускоренных частиц и вспышечной плазмы используются данные прибора GBM/FERMI (см. инструментарий), а также данные рентгеновских детекторов GOES.

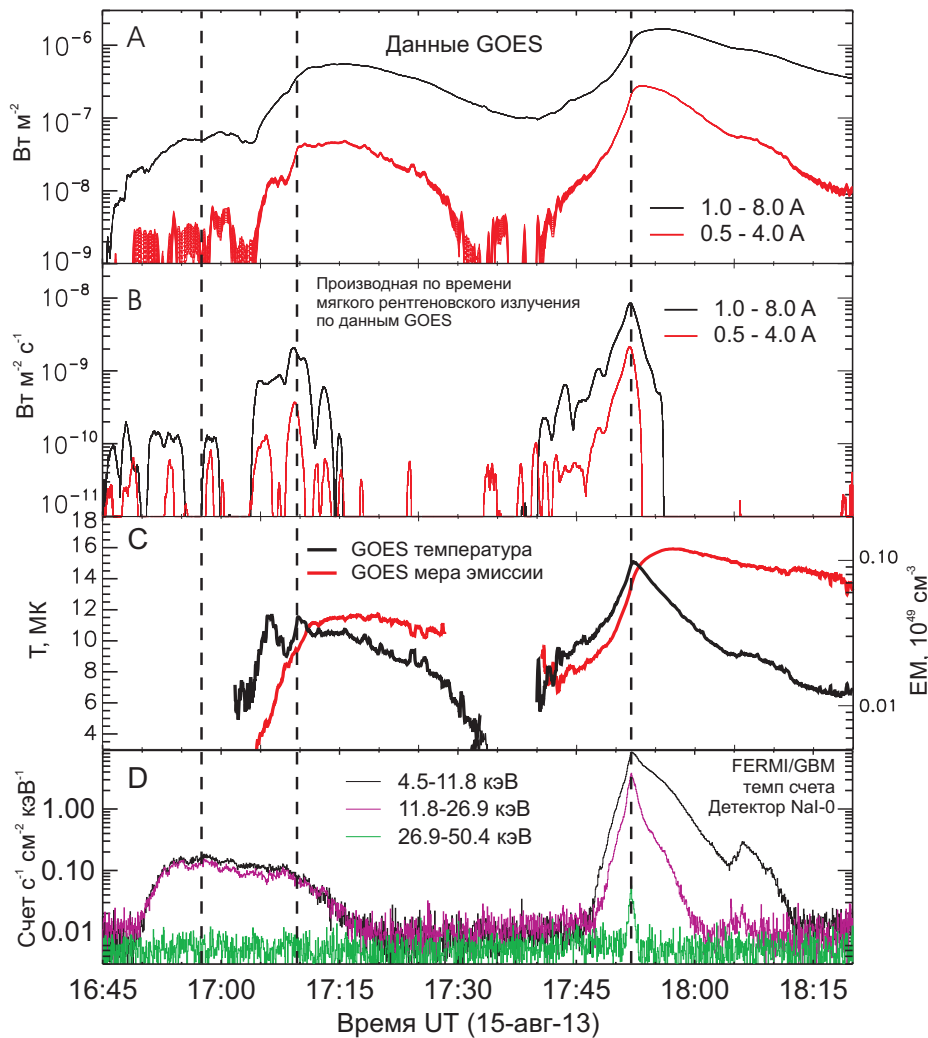
Для анализа выбрана солнечная вспышка C2.1 GOES класса, произошедшая 15 августа 2013 г. приблизительно в 16:45:00 UT. Событие выбрано в силу малых потоков  $H_\alpha$  излучения, что не приводит к пересыщению ПЗС матрицы регистрирующей  $H_\alpha$  камеры VIS. Кроме этого во время данной вспышки наблюдались крупномасштабные ленты, которые и являются нашим объектом исследования.

Главной целью исследования в данной главе является анализ тонкой структуры вспышечных лент, наблюдаемых в оптическом диапазоне ЭМ спектра, и ее влияние на вспышечное энерговыделение. С учетом тонкой пространственной структуры вспышечной области предполагается оценить плотность электрических токов по векторным магнитограммам HMI/SDO, и плотность потока ускоренных электронов, полученных по данным наблюдений рентгеновского излучения, выполненных прибором GBM/FERMI. Материал главы основывается на работе [94].

## 3.2 Наблюдение вспышки 15 августа 2013 г.

Вспышка C2.1, произошла в активной области NOAA 11818 рядом с центром диска Солнца. Отсутствие KBM и радиовсплеска II типа говорит о том, что событие не является эруптивным. Также не наблюдалось радиовсплеска III типа, что указывает на отсутствие открытых магнитных силовых линий и больших потоков ускоренных электронов. На рис. 3.1 представляет сводку наблюдений рентгеновского излучения КА GOES и FERMI. Временные профили показывают

наличие двух эпизодов энерговыделения во время вспышки, начинающейся в  $\sim 16:45:00$  UT и заканчивающейся в  $\sim 18:17$  UT (далее наблюдается излучение от вспышки из другой активной области). Первая субвспышка в длинноволновом канале GOES достигла своего пика в  $17:16:00$  UT, а вторая достигла максимума в  $17:57$  UT. На рис. 3.1-С показана динамика вспышечной температуры и меры эмиссии, оцененных по данным GOES.



**Рис. 3.1.** А: Поток мягкого рентгеновского излучения по данным GOES в двух каналах 1.0-8.0 Å и 0.5-4 Å; В: производные по времени потоков мягкого рентгеновского излучения по данным GOES; С: температура и мера эмиссии, рассчитанные по данным GOES; D: темп счета по данным FERMI в трех энергетических диапазонах.

Временные профили темпа счета рентгеновского излучения по данным де-

тектора NaI-0 прибора GBM/FERMI отображены на рис. 3.1-D. Видно, что первый пик рентгеновского излучения по GOES отличается от временного профиля темпа счета FERMI в диапазоне энергий 5-25 кэВ. Причиной такого отличия является то, что GBM чувствителен к более горячей плазме по сравнению с детекторами GOES. Жесткое рентгеновское излучение с энергиями фотонов более 27 кэВ появляется только во время второй субвспышки примерно в 17:51:56 UT.

Пик высокоэнергичного рентгеновского излучения коррелирует с максимумом производной по времени потока мягкого рентгеновского излучения по данным GOES. Такая корреляция известна как эффект Нойперта [78, 110]. В рамках модели “толстой мишени” эффект Нойперта является наблюдательным проявлением начального нагрева плазмы нижней солнечной атмосферы ускоренными электронами (импульс жесткого рентгеновского излучения) с последующим хромосферным испарением (мягкое рентгеновское излучение). Для исследуемого события производная по времени потоков мягкого рентгеновского излучения начинает расти в  $\sim 17:40$  UT (второй пик на рис. 3.1-B) на 10 минут раньше, чем пик жесткого рентгеновского излучения (зеленая линия на рис. 3.1-D), что может быть связано с дополнительными источниками нагрева в начале вспышки. Кроме этого во время первого эпизода энерговыделения около 17:10:00 UT жесткое рентгеновское излучение отсутствовало.

### 3.3 Данные наблюдений VIS/NST

Для того чтобы исследовать пространственную структуру вспышечных лент используются данные  $H_\alpha$  наблюдений с помощью прибора VIS на телескопе NST/BBSO. Производилось сканирование  $H_\alpha$  линии в 11 каналах:  $6563 \pm 1.0$ ,  $\pm 0.8$ ,  $\pm 0.6$ ,  $\pm 0.4$  и  $\pm 0.2$  Å с временным разрешением в 30 с. Наблюдения NST начались в 17:10:00 UT и не покрывают начало первой субвспышки.

На рис. 3.2 представлена эволюция вспышечного  $H_\alpha$  излучения в сравнении с магнитограммами HMI. Чтобы показать структуру вспышечного излучения в нижней солнечной атмосфере выбрано три канала VIS: красное крыло  $H_\alpha$  линии

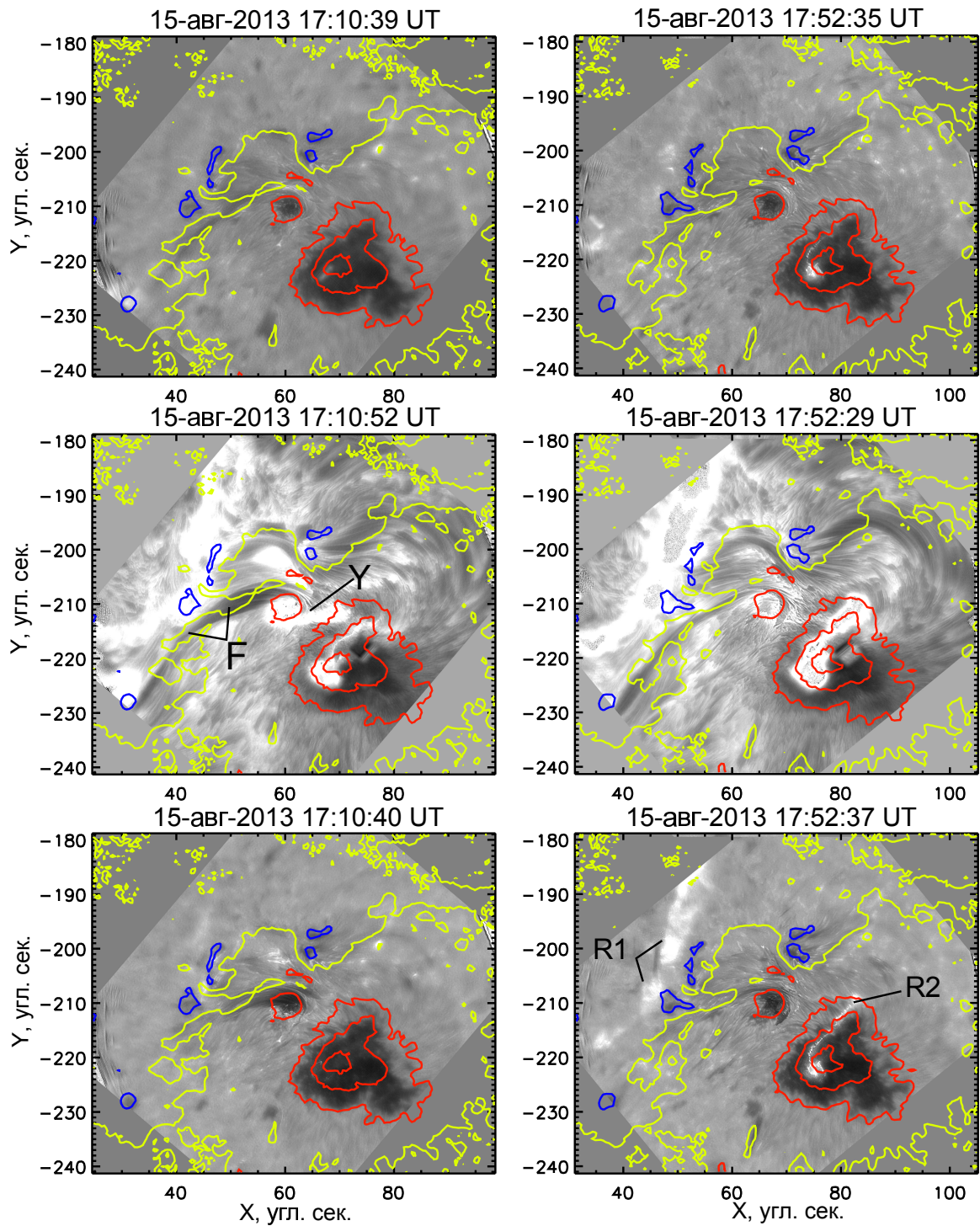


( $+0.8 \text{ \AA}$ ), ядро  $H_\alpha$  линии и синее крыло  $H_\alpha$  линии ( $-0.8 \text{ \AA}$ ). Контурные линии на рисунке отображают области сильного магнитного поля с величиной  $> 1 \text{ кГс}$ , а также линию инверсии полярности магнитного поля (желтая линия).

Одной из интересных особенностей наблюдений VIS является наличие темного филамента (обозначено на рис. 3.2 как F) с основанием около небольшого пятна (обозначено как Y) в полутени более крупного пятна. Рядом с основанием филамента мы видим очень яркие источники излучения в ядре  $H_\alpha$  линии в дополнении к крупномасштабным вспышечным лентам. Важно заметить, что наблюдается сильное включение (змеевидной формы) магнитного поля противоположной полярности в полутень пятна. Начало данного включения находится около основания филамента F и совпадает с яркими источниками  $H_\alpha$  излучения.

В красном и синем крыле  $H_\alpha$  линии не наблюдалось ярких источников рядом с филаментом. Данный факт связан с тем что у нас отсутствует энерговыделение в нижних слоях солнечной хромосферы. На изображениях в ядре  $H_\alpha$  линии наблюдаются очень яркие пересыщенные источники излучения по сравнению с более слабыми источниками в крыльях линии. Наиболее интенсивное излучение в крыльях  $H_\alpha$  линии в виде крупномасштабных лент (R1 и R2 на рис. 3.2) наблюдалось во время импульса жесткого рентгеновского излучения. Лента R1 имеет расплывчатую структуру и расположена в области относительно слабого магнитного поля ( $< 1 \text{ кГс}$ ), тогда как другая лента R2 очень тонкая и расположена непосредственно в тени пятна, где магнитное поле достигает величины  $2.3 \text{ кГс}$ . Так как излучение в ядре  $H_\alpha$  линии наблюдается задолго до всплеска жесткого рентгеновского излучения, то это означает, что начальный нагрев плазмы вероятно был связан не с ускоренными частицами.

Наиболее примечательной особенностью изображений VIS в крыльях  $H_\alpha$  линии является тонкая структура вспышечных лент. Для того чтобы ее лучше показать, на нижней панели рис. 3.3 приведены увеличенные изображения вспышечной ленты R2 и области Y рядом с основанием филамента F. Наблюдаемая ширина ленты R2 в красном крыле  $H_\alpha$  линии достигает величины  $0.1'' \sim 70 \text{ км}$ . Лента имеет явную фрагментированную структуру в виде маленьких яр-



**Рис. 3.2.** Наблюдения NST, сделанные в: синем крыле  $H_{\alpha}$  линии  $-0.8 \text{ \AA}$  (верхняя панель), центре  $H_{\alpha}$  линии (средняя панель) и красном крыле  $H_{\alpha}$  линии  $+0.8 \text{ \AA}$  (нижняя панель). Красные и синие контуры соответствуют положительной и отрицательной проекции магнитного поля по лучу зрения с величиной в 1, 1.5 и 2 кГс. Зеленая линия обозначает линию инверсии полярности магнитного поля.

ких точек с суммарной площадью  $\approx 3 \times 10^{16}$  см<sup>2</sup>. Геометрия вспышечной области, обозначенная на рис. 3.3 как Y, очень сложна. В данной главе мы не будем углубляться в интерпретацию динамики  $H_\alpha$  излучения в области Y, а сконцентрируемся на тонкой структуре вспышечных лент.

Наблюдения NST с высоким пространственным разрешением позволили выявить тонкую структуру хромосферного вспышечного излучения, локализованного в ярких источниках с характерными размерами  $\sim 100$  км, организованных в виде вспышечной ленты длиной  $\sim 10^4$  км, пересекающей область сильного магнитного поля тени пятна. Другая вспышечная лента является более расплывчатой, но в ней также проявляется мелкомасштабная структура. Наблюдаемое энерговыделение в лентах задолго до появления жесткого рентгеновского излучения не может быть объяснено инжекцией ускоренных заряженных частиц в хромосферу. Должен существовать дополнительный источник нагрева, скорее всего связанный с диссипацией электрического тока.

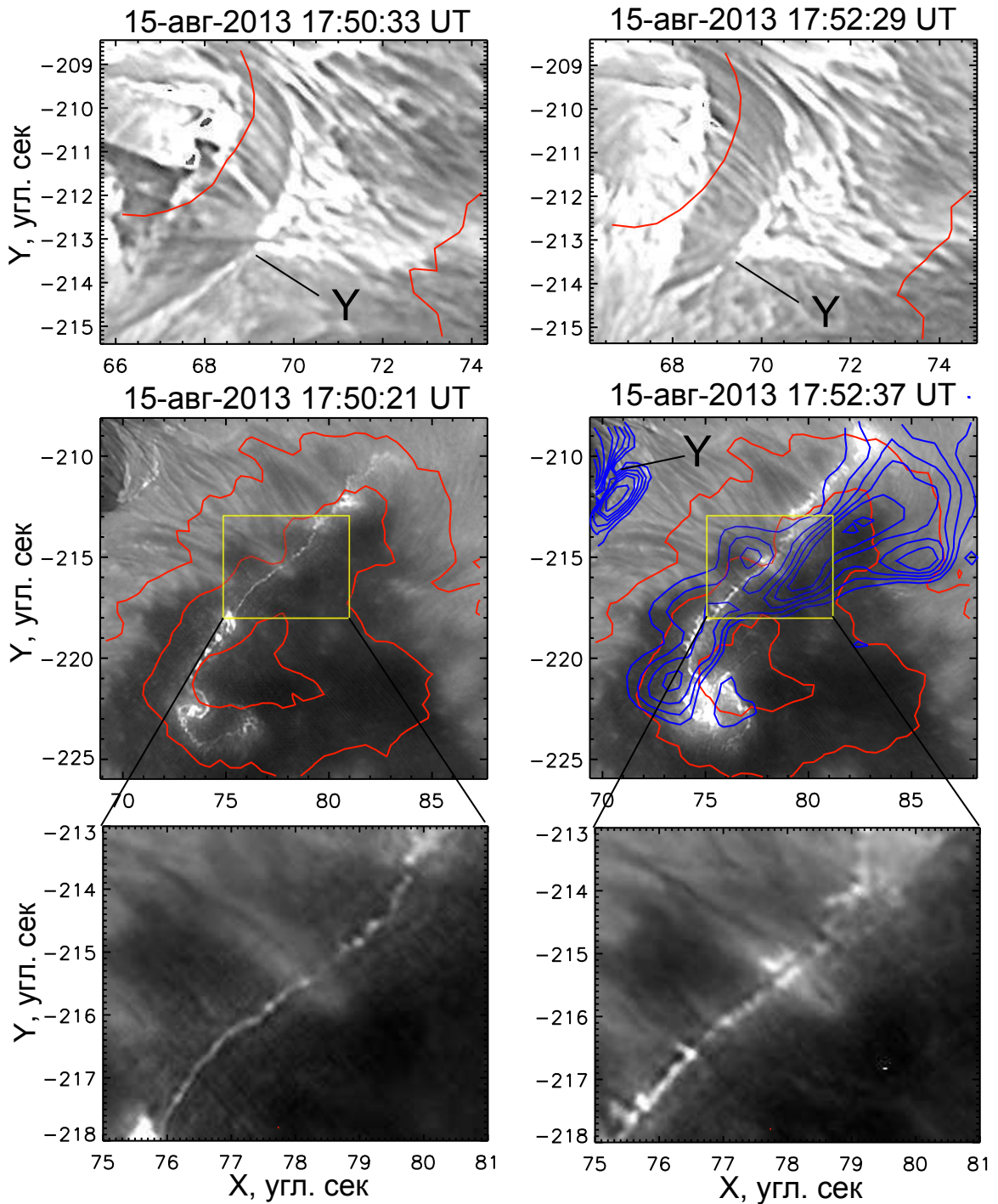
### 3.4 Данные наблюдений SDO и расчет электрических ТОКОВ

В данном разделе рассматривается эволюция вертикальных электрических токов на фотосферном уровне. Для того чтобы рассчитать вертикальный электрический ток используются векторные магнитограммы с временным разрешением в 720 с. (см. инструментарий). С помощью закона Ампера ток может оцениваться как:

$$j_z = \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \vec{B})_z = \frac{1}{\mu_0} \left( \frac{\partial B_x}{\partial y} - \frac{\partial B_y}{\partial x} \right) \quad (3.1)$$

Рис. 3.4 показывает сравнение карт распределения плотности электрического тока во вспышечной области с ультрафиолетовыми изображениями AIA в двух каналах: He II 304 Å (10<sup>5</sup> К) и Fe XVIII 94 Å (10 МК).

Пространственная конфигурация электрических токов во вспышечной области очень сложна. Многочисленные “острова” усиленного электрического тока



**Рис. 3.3.** Верхние панели: структура области Y, наблюдаемой в центре  $H_{\alpha}$  линии. Средние панели: лента R2 в красном крыле  $H_{\alpha}$  линии  $+0.8 \text{ \AA}$ . Нижние панели: увеличенные изображения ленты R2 в области обозначенной желтым прямоугольником на изображениях средней панели. Контуры обозначают магнитное поле с величиной 1, 1.5 и 2 кГс. Синие контуры на правом среднем изображении показывают вертикальные электрические токи с уровнями 10, 15, 20, 25, 30, 40, 50, 60, 70, 80 и 90 % от максимальной величины.



расположены вблизи линии инверсии полярности магнитного поля (рис. 3.4). Вблизи области Y мы наблюдаем наиболее сильные электрические токи в течение всей вспышки. Ранее было упомянуто, что в области Y наблюдаются яркие источники  $H_\alpha$  излучения, там же где мы имеем включение магнитного поля противоположной полярности. Такое совпадение указывает на то, что плазма в данной области нагревается за счет диссипации электрических токов. Изображения в канале  $94 \text{ \AA}$  показывают эволюцию горячей плазмы с температурой  $\sim 1 - 10 \text{ MK}$ , что сравнимо с оценками по GOES (рис. 3.1). Высокие корональные петли имеют основания в области лент, а значит, скорее всего, ультрафиолетовые горячие петли имеют аналогичную тонкую структуру, которая не наблюдается в силу ограниченного пространственного разрешения AIA/SDO.

Лента R1, наблюдаемая в канале  $304 \text{ \AA}$  не совпадает точно с электрическими токами рядом с линией инверсии полярности магнитного поля, но источники излучения в ядре  $H_\alpha$  линии частично коррелируют с усилением электрического тока  $j_z$ . В области ленты R2 усиленный электрический ток совпадает в пространстве с яркой лентой видной как и в канале AIA  $304 \text{ \AA}$  так и на  $H_\alpha$  изображениях VIS. На рис. 3.4 (правая средняя панель) показана контурная карта вертикальных электрических токов  $j_z$ , наложенная на изображение VIS в синем крыле  $H_\alpha$  линии.

Для того чтобы проанализировать временную динамику электрических токов во вспышечной области было выбрано три прямоугольных участка, содержащие область Y, ленты R1 и R2 (рис. 3.5). Ошибки оценены как стандартное отклонение в распределении электрических токов на спокойном Солнце. На рис. 3.5 сравниваются временные профили полного вертикального электрического поля во всех трех выбранных участках с эволюцией мягкого рентгеновского излучения по данным GOES. Во время вспышки мы наблюдаем усиление вертикального электрического тока в лентах, но в области Y мы имеем, наоборот, уменьшение плотности электрического тока. Такая временная динамика электрического тока в области Y может быть связана с тем, что электрический ток течет внутри более тонких каналов, чьи размеры мы не можем оценить по данным наблюдений

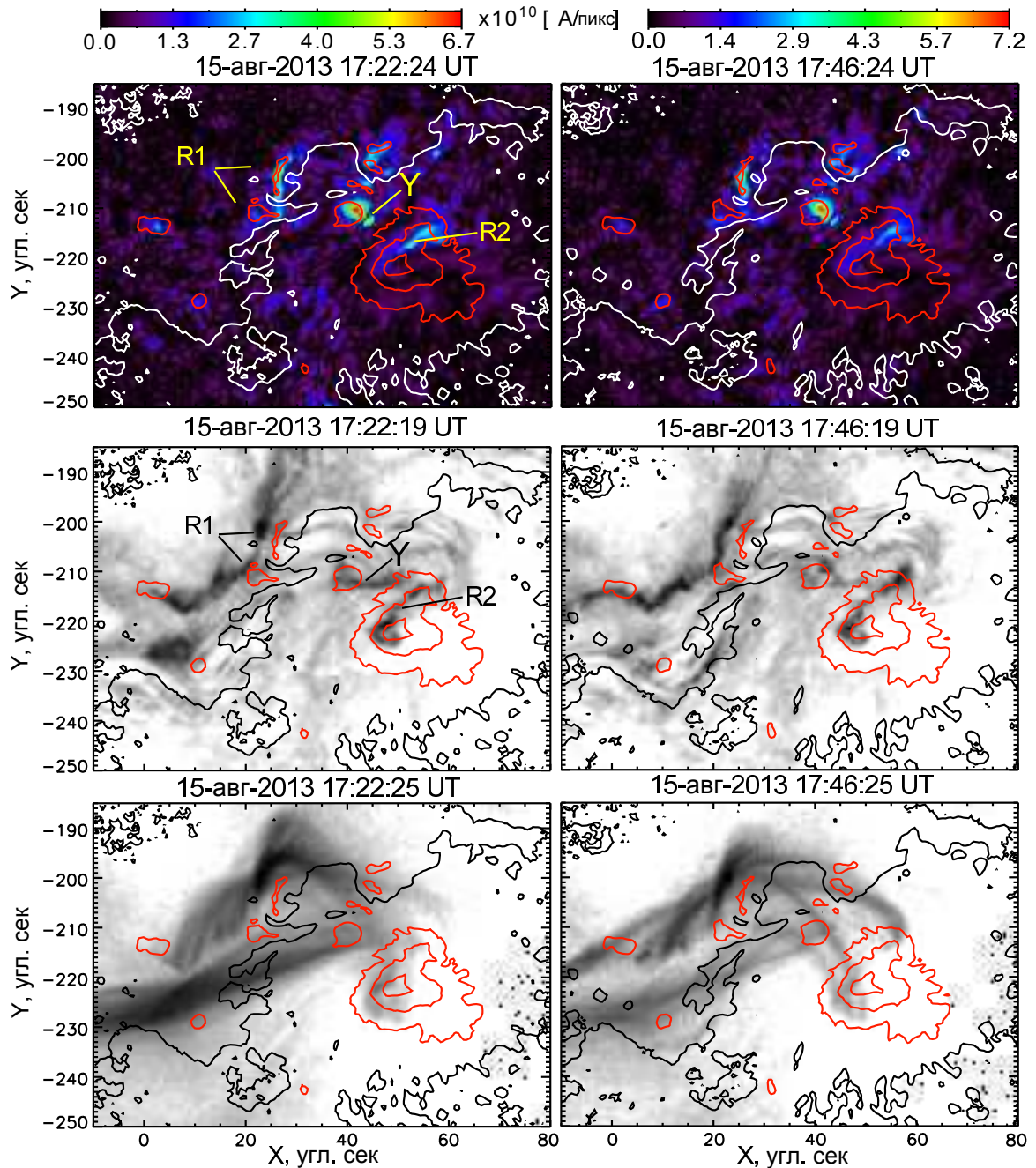


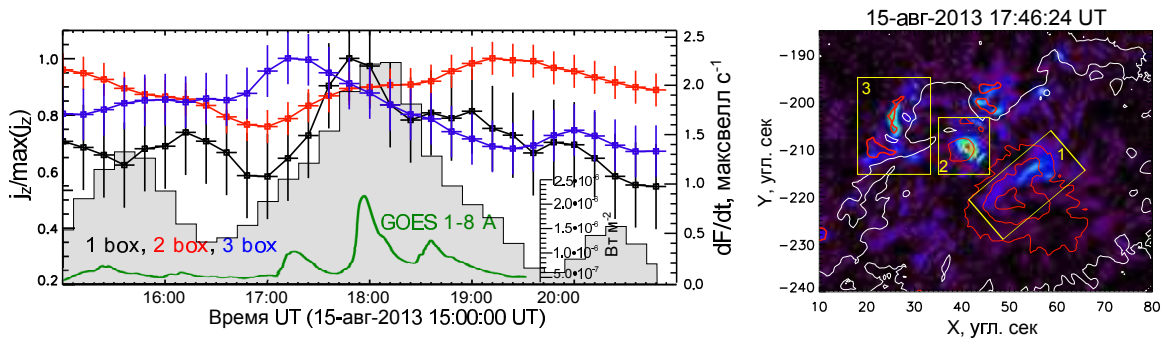
Рис. 3.4. Верхние панели: распределение вертикальных электрических токов. Средние панели: изображения AIA в канале 304 Å. Нижние панели: изображения AIA в канале 94 Å. Контурсы обозначают магнитное поле с величиной 1, 1.5 и 2 кГс. Черные и белые линии обозначают линию инверсии полярности магнитного поля.

HMI/SDO.

Также на рис. 3.5 отображена производная по времени полного магнитного потока через всю вспышечную область, включающая в себя три области, в которых усреднялся электрический ток:

$$\frac{dF}{dt} = d \left( \int B_z dS \right) / dt \quad (3.2)$$

Данная величина пропорциональна кольцевому электрическому току, циркулирующему в картинной плоскости, и может рассматриваться как индикатор динамики магнитного потока, представляемого в виде электрического поля (по уравнению Максвелла). Данный метод является также одним из способов обнаружить вспышку или опускание магнитного потока, которое может быть триггером процесса пересоединения. На рис. 3.5 видно, что основной пик  $dF/dt$  соответствует субвспышке с жестким рентгеновским излучением. Возможно, что вспышечное энерговыделение связано со вспытием потока.



**Рис. 3.5.** Черные, красные и синие линии соответствуют средним электрическим полям, рассчитанным в областях, обозначенных пронумерованными прямоугольниками на правом изображении. Серая гистограмма - производная по времени полного потока магнитного поля во вспышечной области. Зеленая линия показывает динамику потока мягкого рентгеновского излучения по данным длинноволнового канала GOES.

Для исследования временной динамики электрических токов использовались данные HMI с 15:00:00 UT по 21:00:00 UT. Рис. 3.5 показывает, что до начала вспышки усиление электрических токов сопровождалось сильным изменением потока магнитного поля во вспышечной области. Однако жесткое рентгеновское

излучение возникает только  $\sim 17:52:00$  UT после того как электрические токи в области лент R1 и R2 начали расти.

### 3.5 Рентгеновское излучение по данным FERMI/GBM

В данном параграфе показаны результаты анализа рентгеновских спектров по данным FERMI. Анализ спектров GBM/FERMI проводился также как и для RHESSI в пакете OSPEX. Для аппроксимации нетеплового рентгеновского излучения выбрана модель толстой мишени (см. приложение Б) с четырьмя свободными параметрами: поток ускоренных электронов  $Fl$  [электроны  $\text{с}^{-1}$ ], низкоэнергетическая граница  $E_{low}$  [кэВ] и степенной индекс  $\delta$  спектра ускоренных электронов. Тепловая часть аппроксимируется тепловой однотемпературной моделью с двумя параметрами: мера эмиссии  $EM$  [ $\text{см}^{-3}$ ] и температура  $T$  [кэВ].

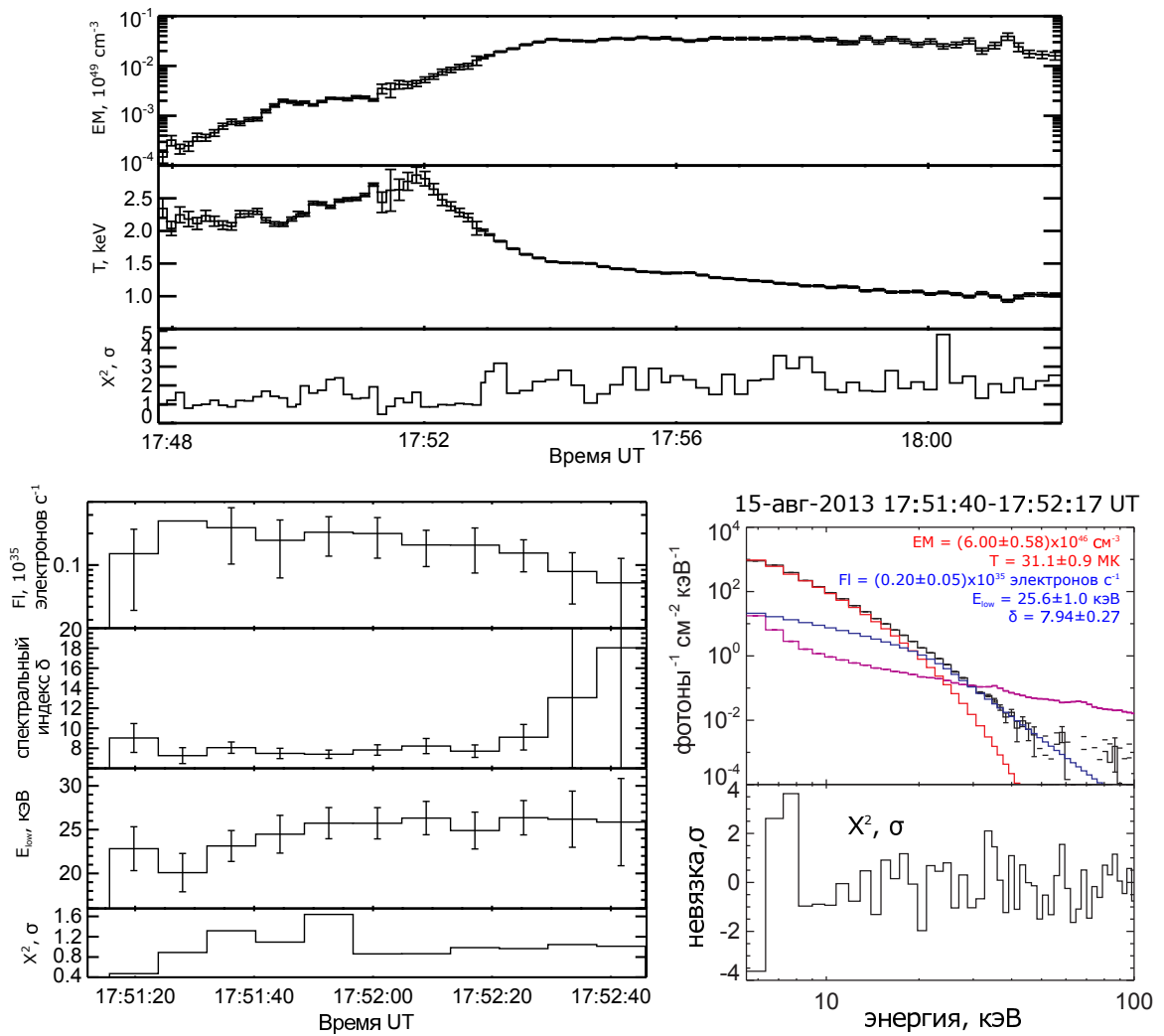
Результаты аппроксимации рентгеновских спектров показаны на рис. 3.6. Максимальный поток ускоренных электронов оценивается в  $\approx 0.2 \times 10^{35}$  электронов/с. Стоит отметить, что спектр ускоренных электронов является “мягким” и его степенной индекс  $\delta \sim 8$ , что говорит об отсутствии высокоэнергичных частиц.

Пиковые значения меры эмиссии плазмы составляют  $\sim 4 \times 10^{47} \text{ см}^{-3}$ , что меньше оценок по данным GOES  $\sim 10^{48} \text{ см}^{-3}$  (причем в начале вспышки разница еще больше). Температура плазмы по RHESSI в пике составляет  $\approx 34$  МК, а по GOES  $\approx 16$  МК.

### 3.6 Обсуждение

Представленные данные  $N_\alpha$  наблюдений позволили выявить тонкую структуру вспыхивающих лент. Причем наиболее явное структурирование наблюдается в ленте, расположенной в тени пятна. Ширина уярчений в ленте достигает значения  $\sim 100$  км. В случае таких тонких магнитных трубок фактор заполнения может быть меньше единицы и, таким образом, оцениваемая плотность вертикального электрического тока по данным НМІ и плотность потока ускоренных электронов,





**Рис. 3.6.** Верхняя панель: динамика параметров тепловой плазмы по данным спектрального анализа данных FERMI и  $\chi^2$  аппроксимации. Нижняя левая панель: динамика параметров спектра ускоренных электронов и  $\chi^2$  аппроксимации. Правая нижняя панель: пример аппроксимации рентгеновского спектра FERMI с нормированной невязкой, показанной в нижней части панели.

оцениваемая по наблюдениям жесткого рентгеновского излучения, может быть больше с учетом тонкой структуры.

Величина полного электрического тока в пикселе НМІ достигает величины  $\sim 3 \times 10^{10}$  А пиксель $^{-1}$ . Предполагая единичный фактор заполнения  $j_z \approx 0.4$  А м $^{-2}$ . Так как размер пикселя НМІ составляет  $0.5'' \times 0.5''$ , а наблюдаемый размер уярчений в ленте R2  $0.1'' \times 0.1''$ , тогда плотность электрического тока может быть

в пять раз больше, чем в случае фактора заполнения равного единице.

В случае диссипации электрического тока для оценок магнитное число Рейнольдса можно положить равным порядка единицы  $Re_m = 4\pi\sigma_{eff}L^2/(c^2\tau)$ , где  $\sigma_{eff}$  - эффективная электрическая проводимость,  $\tau$  - характерное время диссипации электрических токов и  $L$  - характерный масштаб длины, принятый равным размеру наблюдаемых  $H_\alpha$  уярчений во вспыхивающей ленте  $\sim 100$  км. Беря за характерный масштаб времени продолжительность всплеска жесткого и мягкого рентгеновского излучения  $\tau \sim 10^2 - 10^3$  с., мы получим  $\sigma_{eff} \sim 10^8$  ед. СГС, принимая для оценок  $Re_m \sim 1$ . Данная величина несколько меньше теоретических оценок электрической проводимости в атмосфере солнечных пятен  $\sim 10^8 - 10^9$  ед. СГС. [50, 80]. Однако, в присутствии магнитного поля нагрев плазмы электрическими токами может быть усилен за счет амбиполярной диффузии [48, 106]. Также диссипация электрических токов может быть увеличена из-за турбулентности [111].

Энерговыделение электрических токов оценивается как  $Q_j = j^2/\sigma_{eff}$ . Для  $\sigma_{eff} \sim 10^8$  ед. СГС. и  $j \sim 0.4$  А м<sup>-2</sup> получаем объемный нагрев  $Q_j \sim 20 - 200$  эрг с<sup>-1</sup> см<sup>-3</sup>. При оценке потерей тепла за счет излучения вспыхивающая плазма предполагается оптически тонкой. Так как  $H_\alpha$  эффективно генерируется при характерной температуре  $T = 10^4$  К, то функция радиационных потерь определяется как  $f \approx 10^{-23}$  эрг с<sup>-1</sup> см<sup>3</sup> [85]. Радиационные потери определяются формулой  $L_{rad} = n_e n_H f(T)$ , где  $n_e$  и  $n_H$  - концентрация электронов и атомов водорода. Для  $n_e n_H \sim 10^{22} - 10^{24}$  [11]  $L_{rad} \sim 0.1 - 10$  эрг с<sup>-1</sup> см<sup>-3</sup>, что явно меньше  $Q_j$ . Потери тепла за счет теплопроводности оцениваются как  $L_{cond} = 4 \times 10^{-6} T^{7/2} / L^2 \approx 10^{-5}$  эрг с<sup>-1</sup> см<sup>-3</sup>, что также меньше  $Q_j$ . Таким образом, наблюдаемое  $H_\alpha$  излучение и нагрев плазмы в ленточных уярчениях может быть вызвано диссипацией электрических токов, причем большая часть выделяемой энергии идет на увеличение внутренней энергии плазмы  $U_{th} = (n_H + n_e)k_B T$ .

Согласно наблюдениям NST, интенсивность  $H_\alpha$  излучения заметно сильнее в синем крыле линии по сравнению с красным. В простейшем случае, такая асимметрия может быть объяснена Доплеровским сдвигом линии за счет нис-

ходящего движения излучающей плазмы.

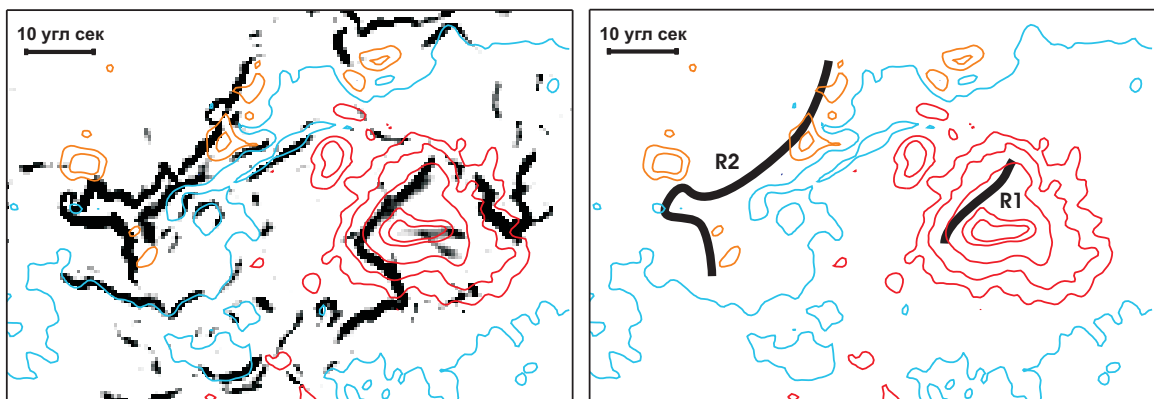
В результате сильной филаментации вспышечной области и локализации вспышечного энерговыделения в тонких магнитных трубках динамика ускоренных электронов может носить иной характер, чем в случае крупных магнитных трубок. При одинаковых потоках ускоренных электронов в узких магнитных трубках получается высокая концентрация электронов в пучке. В таких условиях эффект обратного тока может быть сильнее. Покажем это на следующих оценках.

Плотность электрического тока в пучке ускоренных электронов определяется соотношением  $j_{beam} = F(E > E_{low})e/S$ , где  $F(E > E_{low})$  - поток ускоренных электронов с энергиями выше низкоэнергетической границы  $E_{low}$ ,  $e$  - заряд электрона,  $S$  - площадь поперечного сечения магнитной трубки, вдоль которой происходит распространение ускоренных электронов. Электрическое поле пучка ускоренных электронов  $\varepsilon_{beam} = j_{beam}/\sigma$ , где  $\sigma$  - электрическая проводимость плазмы, заполняющая магнитную трубку и оцениваемая по формуле  $\sigma = 6.96 \times 10^7 \Lambda T^{3/2}$  ( $\Lambda$  - кулоновский логарифм). Предполагается, что обратный ток создает электрическое поле  $\varepsilon_{rc}$ , которое полностью компенсирует электрическое поле  $\varepsilon_{beam}$ . Критическая энергия ускоренных электронов выше которой они полностью не тормозятся электрическим полем  $E_{rc}$  оценивается выражением  $E_{cr} = e\varepsilon_{rc}l = Fl(E > E_{low})e^2l/(S\sigma)$ , где  $l$  - длина магнитной трубки. Для  $F(E > 25 \text{ кэВ}) \approx 0.2 \times 10^{35}$  электрон/с (см. рис. 3.6),  $l = 10^9$  см и  $S = 10^{17}$  см<sup>2</sup> получаем  $E_{cr} \sim 2$  кэВ. Если поперечное сечение брать в десять раз меньшее, то  $E_{cr} \sim 20$  кэВ, что весьма существенно поскольку менее энергичные электроны не способны распространяться в таком тормозящем электрическом поле.

Таким образом, в условиях сильной филаментации электронного пучка во вспышечной области обратный электрический ток может играть существенную роль в распространении ускоренных электронов в магнитных петлях. Кроме этого стоит заметить, что в процессе распространения электронного пучка могут генерироваться плазменные волны, которые также могут влиять на распространение ускоренных электронов и инкремент нарастания неустойчивостей типа

волна-частица зависят от плотности пучка. Например согласно формуле 1.8 при десятикратном росте плотности пучка  $n_b$ , который может быть связан с тонкой структурой магнитных трубок, инкремент  $\Gamma$  также увеличивается в десять раз.

Возможным объяснением формирования тонкой вспышечной ленты может быть следующий сценарий. В результате взаимодействия двух топологически несвязанных между собой магнитных трубок внутри пятна формируется разрыв тангенциальной компоненты магнитного поля в плоскости условной солнечной “поверхности” и, таким образом, формируется квазивертикальный токовый слой. Далее в силу резистивной тиринг-неустойчивости происходит филаментация токового слоя на отдельные нити внутри которых происходит эффективная диссипация электрического тока. Причем диссипация может быть усилена из-за наличия нейтрального газа или даже турбулентной диффузии в плотной солнечной атмосфере, откуда мы и наблюдаем излучение вспышечной ленты. На рис. 3.7 показано положение квазисепараторных (QSL) слоев, рассчитанных методом, описанным в работе [21]. Данные слои соответствуют вероятному месту образования токовых слоев в основании которых могут формироваться вспышечные ленты.



**Рис. 3.7.** На рисунках показаны результаты расчета квазисепараторных слоев (QSL) во вспышечной области. На правом рисунке схематично показаны основные слои, соответствующие наблюдаемым вспышечным лентам. Циановая линия показывает инверсию полярности магнитного поля. Красные и оранжевые контуры обозначают уровни магнитного поля, направленного соответственно к нам и от нас.

Оценим характерное время нарастания тиринг неустойчивости, которое определяется, как  $\tau_{tear} \sim [\tau_d^3 \tau_A^2 (kL)^2]^{1/5}$ , где  $\tau_d \approx 4\pi\sigma L^2/c^2$  - характерное время магнитной диффузии в наблюдаемых  $H_\alpha$  уярчениях,  $\tau_A = L/v_A$  - характерное время пересечения  $H_\alpha$  уярчения альвеновской скоростью  $V_A$  и  $kL$  - волновое число возмущения в токовом слое, причем предполагается, что  $(\tau_A/\tau_d)^{1/4} < kL < 1$ . Для оценок положим, что  $v_A \sim 20$  км/с,  $L \sim 100$  км и проводимость является классической  $\sigma \approx 2 \times 10^{12}$  ед. СГС, для  $T \sim 10^4$  К. Тогда мы получаем  $\tau_{tear} \sim 3 \times 10^3 - 10^4$  с или  $\approx 1 - 3$  ч для  $(\tau_A/\tau_d)^{1/4} < kL < 1$ . Если рассматривать значения электрической проводимости  $\sigma_{eff} \sim 10^8$  ед. СГС. (см. оценки выше), то получим  $\tau_{tear} \sim 20 - 100$  с, что сравнимо с длительностью импульса жесткого рентгеновского излучения и временем жизни лент, видимых в крыльях  $H_\alpha$  лент.

### 3.7 Выводы

На основании приведенного анализа наблюдений солнечной вспышки C2.1 GOES класса, произошедшей 15 августа 2013 г, были получены следующие основные результаты:

1. Наблюдения NST с высоким пространственным разрешением выявили тонкую структуру вспышечной ленты в тени пятна. Многочисленные малые уярчения с размером  $\sim 100$  км организованы в виде длинной  $\sim 10^4$  км (похожей на цепочку) структуры. Вторая вспышечная лента, расположенная в области более слабого магнитного поля, также показывает мелкомасштабную структуру. Яркость лент выше в красном крыле  $H_\alpha$  линии нежели в синем.
2. Ультрафиолетовые AIA и  $H_\alpha$  NST наблюдения показывают возросшее излучение задолго до появления жесткого рентгеновского излучения, что свидетельствует об эффективном нагреве плазмы во вспышечной области без участия высокоэнергичных ускоренных заряженных частиц.
3. Вертикальные электрические токи, рассчитанные по векторным магнито-

граммам, частично совпадают с наблюдаемыми источниками  $H_{\alpha}$  излучения. Временная эволюция вертикальных электрических токов показывает, что возможным механизмом излучения вспышечных лент может являться нагрев за счет диссипации электрических токов.

4. Наблюдаемая тонкая структура вспышечных  $H_{\alpha}$  лент может быть объяснена за счет Джоулевой диссипации электрических токов, если предполагать малую величину электрической проводимости  $\sim 10^8$  ед. СГС по сравнению с классической.

В главе рассматривалась роль мелкомасштабной пространственной структуры во вспышечном энерговыделении. Показано, что роль диссипации электрических токов в тонких магнитных трубках в общем балансе энергий может быть значительной. В таких условиях применимость стандартной модели, рассматривающей нагрев плазмы только за счет нетепловых электронов, может быть ограниченной. Требуется дальнейшие наблюдательные и теоретические исследования роли электрических токов во вспышечном энерговыделении. В следующей главе мы рассмотрим возможность участия электрических токов в инициации вспышечного гелиосейсмического возмущения (“солнцетрясения”) и сделаем количественные оценки энергетики диссипации электрических токов в сравнении с остальными каналами вспышечного энерговыделения.

## Глава 4.

# Роль электрических токов во вспышечном энерговыделении и генерации гелиосейсмического возмущения.

### 4.1 Введение и постановка задачи

Существование гелиосейсмических волн (“солнцетрясений”), распространяющихся внутрь Солнца, во время солнечных вспышек было впервые показано по данным наблюдений прибора MDI/SOHO [54]. Такие волны выглядят как расширяющиеся кольца на доплеровграммах, распространяющиеся из локального возмущения в фотосфере, которое обычно наблюдается в нескольких насыщенных пикселях. Происхождение таких возмущений является объектом множества исследований [26, 52]. Необходимым условием формирования гелиосейсмического возмущения является быстрый рост импульса объема плазмы в нижней солнечной атмосфере. Одной из возможной причин генерации “солнцетрясения” может быть перегрев хромосферы за счет инжекции ускоренных заряженных частиц. Модели газодинамических процессов, индуцированных пучками ускоренных электронов,

предсказывают формирование ударной волны или хромосферной конденсации, движущейся внутрь Солнца и, таким образом, передающей импульс глубоким слоям солнечной атмосферы. В работе [53] обсуждается механизм гелиосейсмического отклика на инъекцию ускоренных электронов в плотную солнечную атмосферу. Однако передать импульс фотосферной плазме можно другими способами: резкий рост градиент давления за счет эрупции волокна [117] и импульсный рост силы Лоренца, который может быть стимулирован электрическими токами в нижней солнечной атмосфере [32]. Также возможно, что гелиосейсмические возмущения во время вспышек могут возникать за счет диссипации электрических токов в плотных слоях солнечной атмосферы, где проводимость значительно ниже чем в короне.

В предыдущей главе обсуждалась роль электрических токов во вспышечном энерговыделении. Было показано, что диссипация электрических токов может быть причиной энерговыделения в тонких вспышечных лентах, наблюдаемых в оптическом диапазоне электромагнитного спектра. Такой результат противоречит стандартной модели солнечной вспышки, в которой предполагается, что нагрев плазмы осуществляется только за счет ускоренных электронов. Опять же, в рамках стандартной модели предполагается, что ускоренные электроны, проникающие в плотные слои солнечной атмосферы, генерируют гелиосейсмическое возмущение, которое распространяется внутрь Солнца в виде акустических волн. В данной главе обсуждается роль электрических токов во вспышечном энерговыделении, сопровождающемся гелиосейсмическим возмущением.

Обычно, солнцетрясения наблюдаются во вспышках с рентгеновским GOES классом M и X. Однако, множество X вспышек не сопровождаются гелиосейсмическим возмущением [26], тогда как в относительно слабых M вспышках наблюдались солнцетрясения [52, 70]. Гелиосейсмическое возмущение в слабой C вспышке впервые наблюдалось в событии (C7.0 класс), произошедшем 17 февраля 2013 г. Именно данная солнечная вспышка выбрана для анализа поскольку во время нее не наблюдалось насыщение ПЗС матрицы AIA/SDO и при этом наблюдалась петлевая структура источника ультрафиолетового излучения.



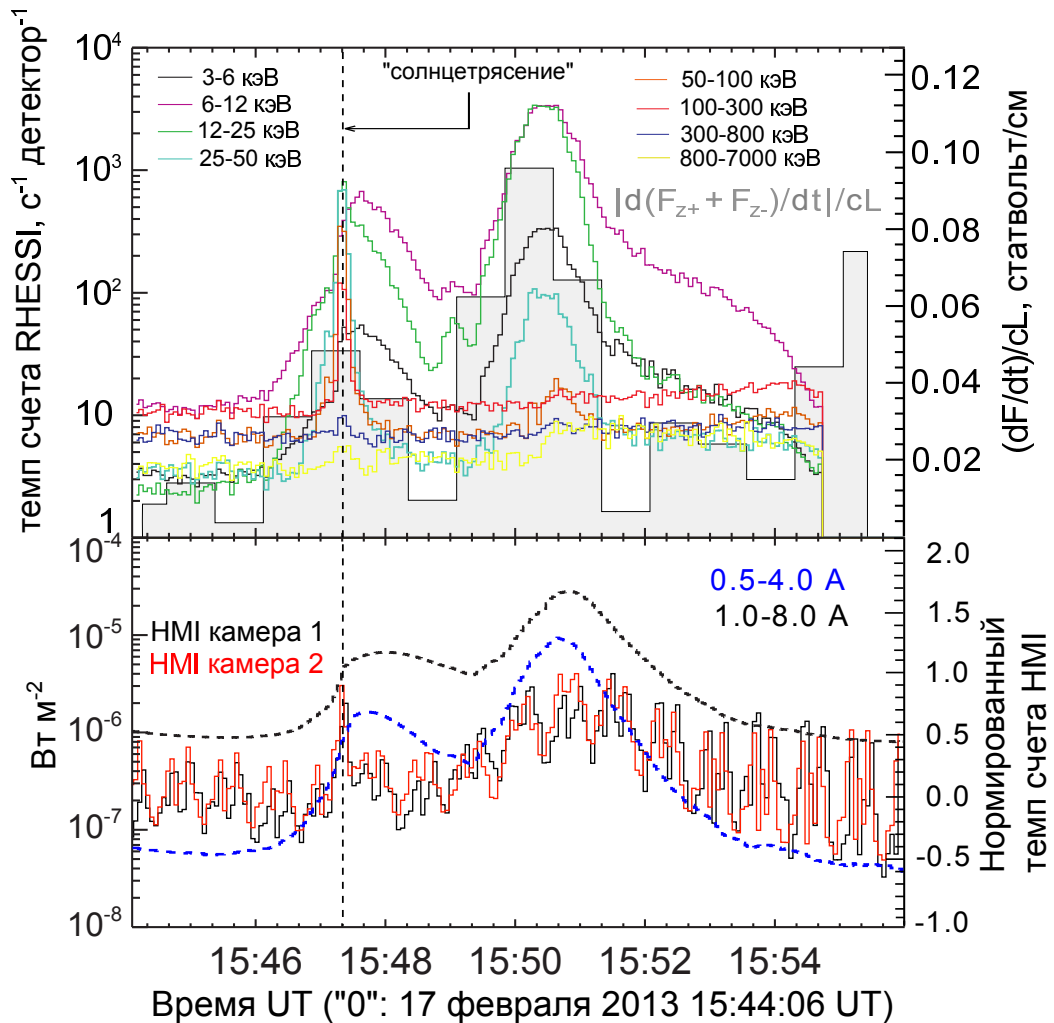
Задачей главы является исследование электрических токов в плотных слоях солнечной атмосферы как потенциального механизма энерговыделения и генерации гелиосейсмического возмущения в выбранной солнечной вспышке. Используются данные наблюдений AIA/SDO, фильтрограммы, доплерограммы и измерения вектора магнитного поля по данным HMI/SDO, измерения потоков рентгеновского излучения RHESSI и GOES. Материал главы основывается на работе [95].

## 4.2 Наблюдения вспышки 17 Февраля 2013 г.

Солнечная вспышка 17 февраля 2013 г. с началом  $\approx 15:46:00$  UT наблюдалась в активной области NOAA 11675. Данное событие состоит из двух эпизодов энерговыделения, разделенных в пространстве и времени: первый эпизод энерговыделения имеет рентгеновский GOES класс C7.0, а второй эпизод энерговыделения достигает интенсивности на уровне M1.9 класса. Длительность всей двойной вспышки (в диапазоне энергий 6-12 кэВ) составляет 8 мин. с концом в 15:54:00 UT (рис. 4.1). Максимальная энергия жесткого рентгеновского излучения по данным RHESSI во время первого эпизода энерговыделения достигает величины  $\sim 1$  МэВ, а максимум интенсивности в 15:47:20 UT. Второй эпизод энерговыделения характеризуется меньшей интенсивностью и энергией ( $< 300$  кэВ) жесткого рентгеновского излучения, которое достигает максимума в 15:50:30 UT.

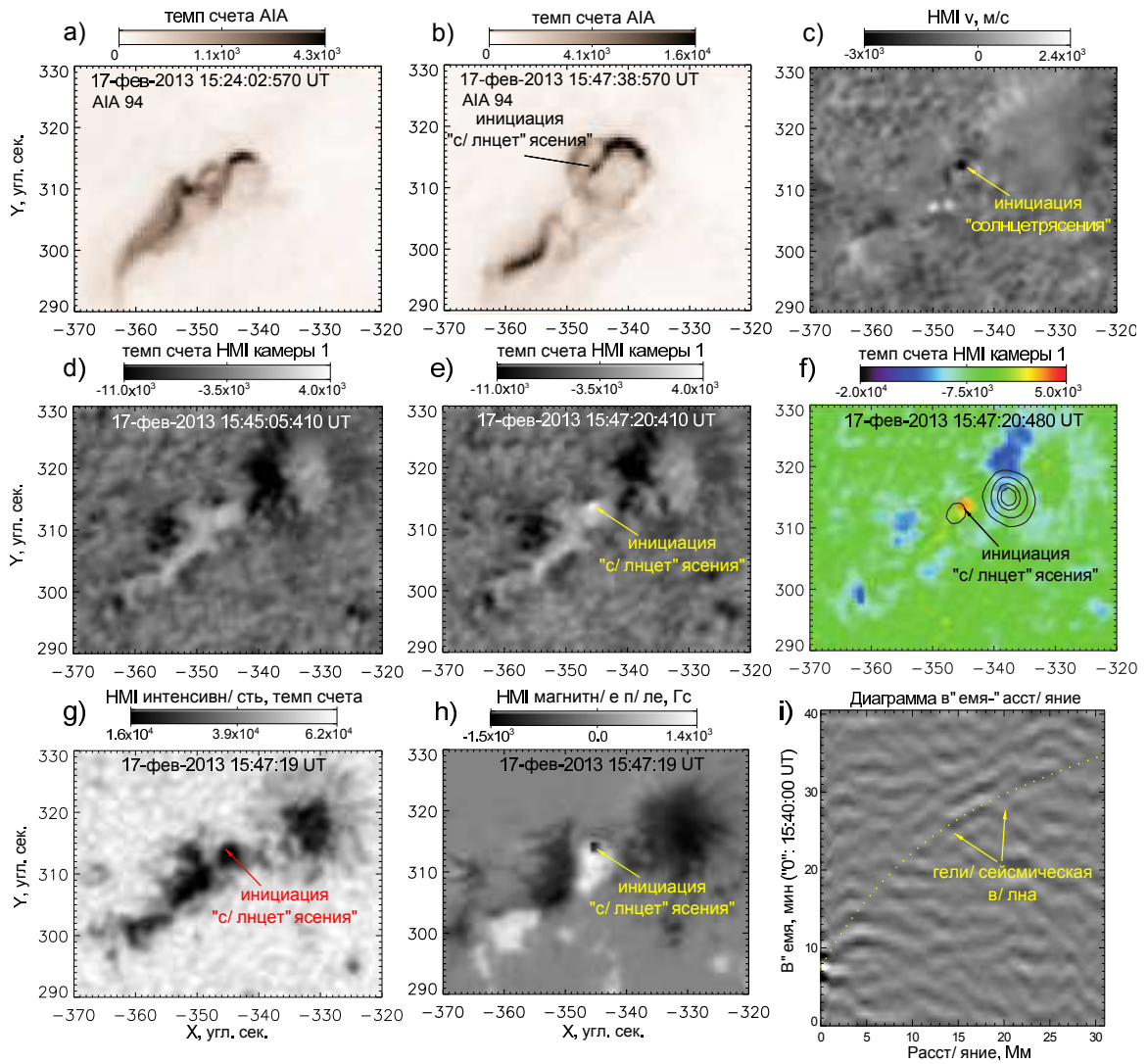
Рис. 4.2-а, б показывают ультрафиолетовые изображения AIA в канале 94 Å. В предвспышечном состоянии наблюдается компактная петлеобразная структура, в которой развивается вспышечный процесс.

Гелиосейсмическое возмущение наблюдалось как расширяющаяся круговая волна на доплерограмме HMI. Последовательность доплерограмм профильтрована в частотном диапазоне 5-6 мГц, для того чтобы изолировать гелиосейсмический сигнал от конвективного шума. Распространение гелиосейсмической волны показано на диаграмме время-расстояние [54, 119] на рис. 4.2, в котором сравнивается наблюдаемый сигнал с теоретическим предсказанием (желтая то-



**Рис. 4.1.** Верхняя панель: темп счета RHESSI в различных диапазонах энергии (показано на рисунке) и эффективное усредненное горизонтальное электрическое поле во вспышечной области (серая гистограмма). Нижняя панель: потоки рентгеновского излучения в двух каналах GOES 0.5-4 Å (синие штрихи) и 1-8 Å (черные штрихи), нормированный темп счета НМИ камеры 1 (черная гистограмма) и 2 (красная гистограмма). Темп счета камер НМИ показывает момент инициации гелиосейсмического возмущения в области импульса, наблюдаемого на доплерограммах.

чечная линия). Диаграмма время-расстояние показывает, что гелиосейсмическая волна иницируется во время первой субвспышки в области импульса на доплерограмме. Несколько наклонных дуг на диаграмме формируются из-за дисперсии волнового пакета (см. обзор [52]).



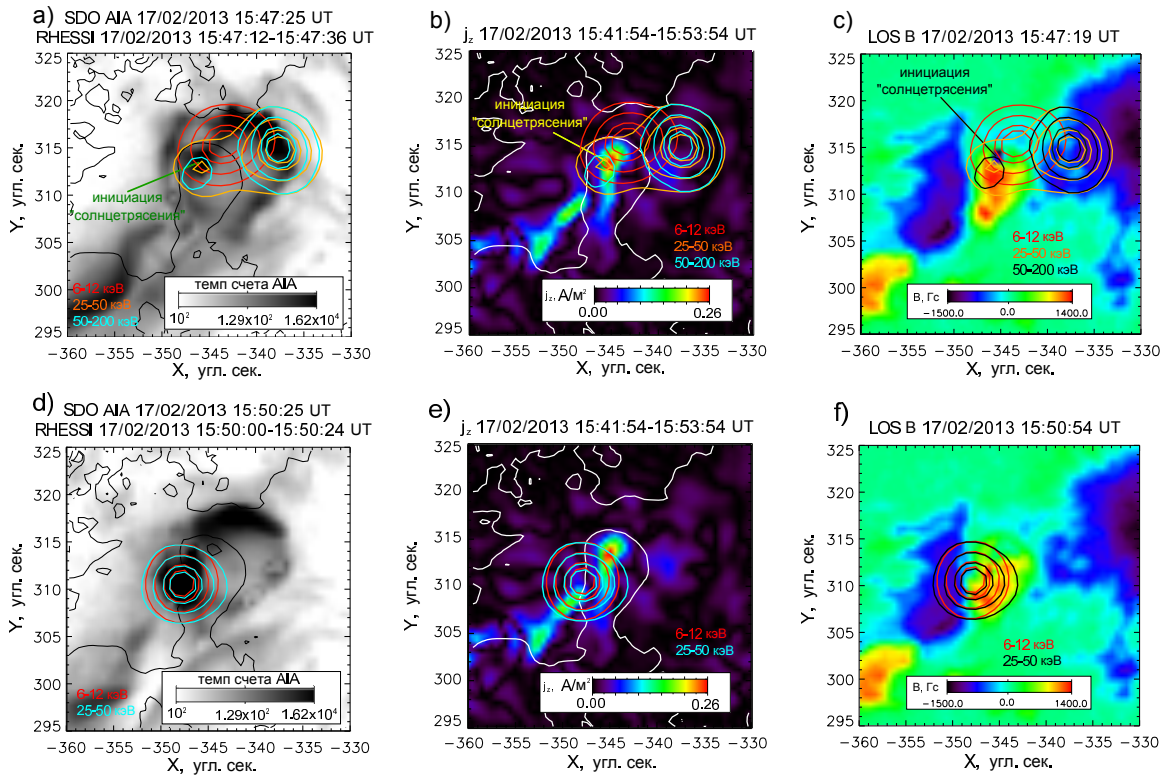
**Рис. 4.2.** Панели а) до и б): ультрафиолетовые изображения AIA до и после после вспышки; в) доплерограмма HMI, показывающая место инициации солнцетрясения; д) и е): разностные фильтрограммы HMI до и во время вспышки; ф) сравнение фильтрограммы HMI с контурным (40, 60, 80 и 90%) изображением RHESSI 50-100 кэВ; г) и h): HMI интенсивность излучения и магнитограмма, показывающие место инициации солнцетрясения; и) диаграмма время-расстояние, показывающая распространение гелиосейсмической волны (северо-восточное направление) в сравнении с теоретическим предсказанием (желтые точки).

Начало солнцетрясения наблюдалось как сильное локализованное возмущение (несколько пересыщенных пикселей) на магнитограмме и доплерограмме

НМІ (рис. 4.2-с, h) в  $\approx 15:47:54$  UT. Отметим, что данный сигнал на доплерограмме и магнитограмме показывает место генерации гелиосейсмического возмущения. Однако в области фотосферного возмущения могут происходить быстрые вариации доплеровской скорости и магнитного поля и поэтому измерения НМІ могут содержать погрешности.

Для того чтобы получить более достоверную информацию о месте и времени инициации гелиосейсмического возмущения используются фильтрограммы первой камеры НМІ (данные первого уровня, см. инструментарий). Во время вспышки на фильтрограммах наблюдалось усиленное излучение из области (рис. 4.2-d,e,f), соответствующей уярчению на АІА изображениях (рис. 4.2-a,b) и сигналу на НМІ доплерограммах (рис. 4.2-с), который соответствует месту инициации гелиосейсмического отклика. Временная динамика фотосферного излучения видна на рис. 4.1 (нижняя панель), который показывает измерения двух камер НМІ. Периодические вариации в измерениях камер НМІ происходят из-за процесса сканирования линии поглощения Fe I 6173 Å. Данный график показывает, что фотосферное возмущение, в котором было инициировано солнцетрясение, четко совпадает с импульсом жесткого рентгеновского излучения с точностью 3-х секунд (временное разрешение камер НМІ).

Для синтеза рентгеновских изображений RHESSI (детекторы 1, 3-6 и 8) используется алгоритм CLEAN. Контуры источников мягкого и жесткого рентгеновского излучения сравниваются с ультрафиолетовыми изображениями АІА в канале 94 Å в интервалах времени, покрывающих пики жесткого рентгеновского излучения в обоих субвспышках. Для того чтобы сравнить положение источников ультрафиолетового и рентгеновского излучения со структурой магнитного поля на рисунке отображена линия инверсии полярности магнитного поля по данным НМІ (черные линии). Структура источников ультрафиолетового излучения выглядит довольно сложной. Наблюдаются ленточные структуры, расположенные по обеим сторонам линии инверсии полярности магнитного поля. Во время всплеска жесткого рентгеновского излучения мы наблюдаем петлеобразную структуру (рис.4.3). Причем в одном основании ультрафиолетовой петли



**Рис. 4.3.** Панели а) и д) ультрафиолетовые изображения AIA 94 Å во время двух субвспышек; б) и е) распределение  $j_z$  во время двух субвспышек; в) и ф) магнитограммы НМІ. Цветные контуры (40, 60, 80 и 90 %) на всех изображениях показывают распределение рентгеновской яркости по данным RHESSI (изображения восстановлены алгоритмом CLEAN). Черные (а и д) и белые (б и в) линии показывают линию инверсии полярности магнитного поля.

наблюдается более интенсивное рентгеновское излучение в диапазоне энергий 25-200 кэВ, тогда как другое основание соответствует месту инициации гелиосейсмического возмущения и более слабому источнику жесткого рентгеновского излучения. Поток излучения в слабом источнике примерно в пять раз слабее, чем в сильном. В следующем разделе мы оценим потоки ускоренных электронов в разных основаниях наблюдаемой ультрафиолетовой петли.

Во время второго эпизода энерговыделения источники мягкого и жесткого рентгеновского излучения совпадали между собой и соответствовали пересыщенной области ультрафиолетового изображения AIA, расположенной над ней-

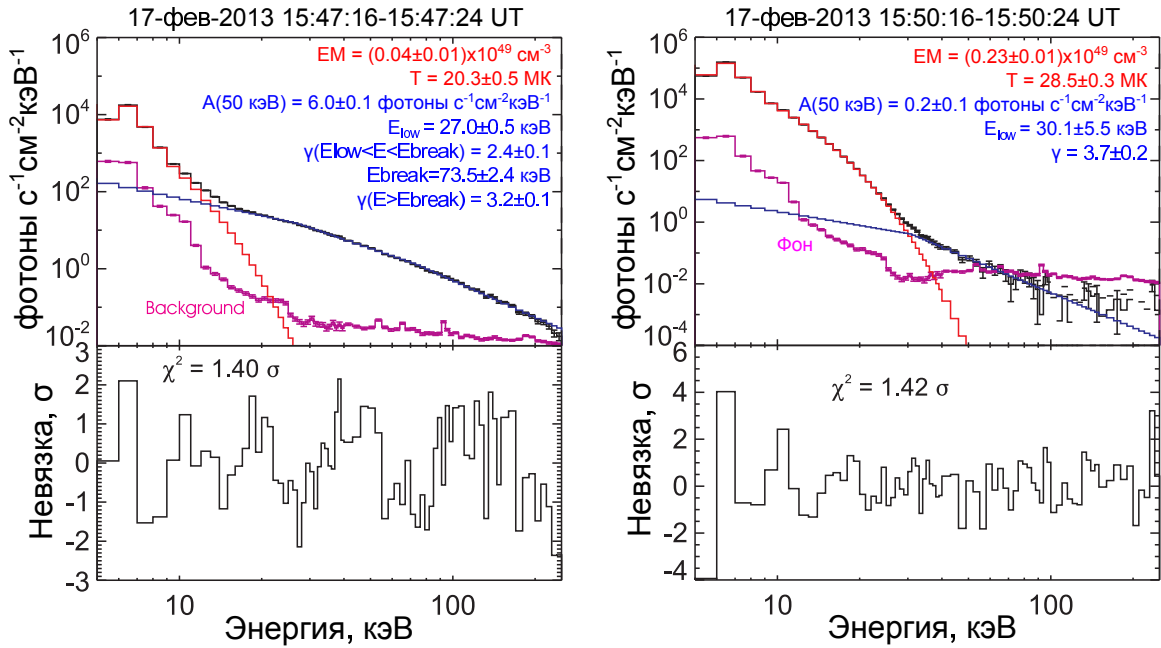
тральной линией магнитного поля. Однако место энерговыведения было расположено на расстоянии  $\sim 3$  Мм от области энерговыведения (рис. 4.3) во время первого эпизода энерговыведения и, согласно нашему анализу, не соответствует месту генерации гелиосейсмического возмущения.

### 4.3 Рентгеновское излучение по данным RHESSI

Для того чтобы определить свойства ускоренных заряженных частиц и тепловой вспышечной плазмы используются рентгеновские спектры, полученные RHESSI в диапазоне энергий 5-250 кэВ. В исследуемом событии выбрано два момента времени для построения спектров и их анализа, полученных для двух пиков жесткого рентгеновского излучения, соответствующих двум эпизодам вспышечного энерговыведения. Нетепловой рентгеновский спектр ( $\gtrsim 20$  кэВ) аппроксимируется степенным законом  $f(E) = AE^{-\gamma}$  с изломом, симулирующим наличие низкоэнергетической границы  $E_{low}$  в спектре нетепловых электронов. Ниже энергии  $E_{low}$  степенной индекс нетеплового рентгеновского спектра фиксирован и равен  $\gamma_0 = 1.5$ . Для первой субвспышки рассматривается дополнительный излом в рентгеновском спектре на энергии  $E_{br}$  и, таким образом, мы имеем два степенных индекса  $\gamma_1(E_{low} < E < E_{br})$  и  $\gamma_2(E > E_{br})$ . Для второй субвспышки рассматривается только один степенной индекс  $\gamma(E > E_{low})$ , так как одностепенного приближения достаточно для получения качественных аппроксимаций. Также осуществляется коррекция pile-up (см. приложение А).

Рентгеновский спектр ( $\lesssim 20$  keV) аппроксимируется однотемпературной моделью теплового тормозного излучения с двумя параметрами: температура  $T$  и мера эмиссии  $EM$  плазмы. В итоге спектры RHESSI аппроксимируются моделью с семью свободными параметрами ( $EM, T, A, E_{low}, \gamma_1, E_{br}$  и  $\gamma_2$ ) для первой субвспышки и моделью с пятью свободными параметрами ( $EM, T, A, E_{low}$  и  $\gamma$ ) для второй субвспышки. На рис. 4.4 отображены результаты аппроксимации, которые будут использоваться для оценки потоков ускоренных электронов и их полной энергии, а также определения термодинамических параметров вспышеч-





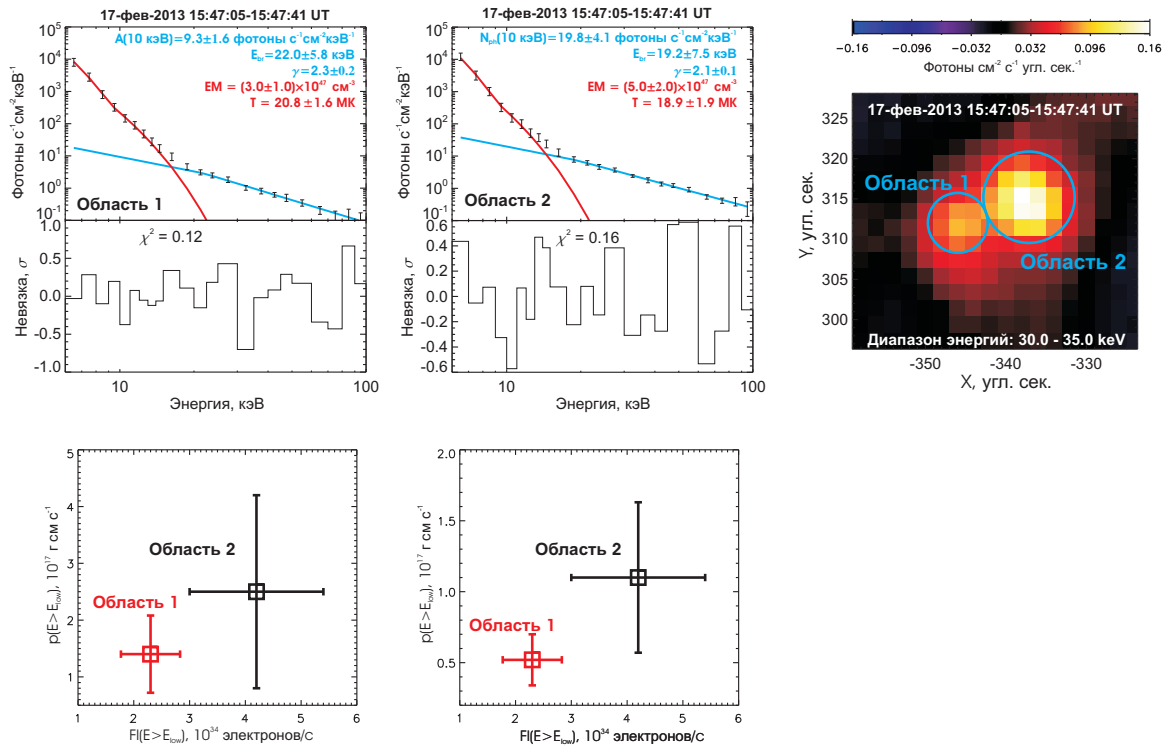
**Рис. 4.4.** Рентгеновские спектры для двух субвспышек. Черная линия показывает рентгеновский спектр RHESSI. Красная линия показывает аппроксимацию мягкого рентгеновского спектра моделью однотемпературного теплового тормозного излучения, а синяя линия соответствует аппроксимации нетеплового рентгеновского спектра степенным законом. Спектр фона обозначается фиолетовой линией. Результаты аппроксимаций указаны непосредственно в рисунках.

ной плазмы.

Во время первой субвспышки плазма нагревалась до более высоких температур по сравнению со второй. При этом мера эмиссии была больше во время второго эпизода энерговыделения. Объем наблюдаемой в ультрафиолетовом диапазоне ЭМ спектра вспышечной петли равен  $10^{26}$  см<sup>3</sup> и плотность плазмы соответственно оценивается как  $n_1 = \sqrt{EM_1/V} \approx 6 \times 10^{10}$  см<sup>-3</sup> для первой субвспышки. Концентрация плазмы для второй субвспышки при той же величине объема равна  $n_2 \approx 2 \times 10^{11}$  см<sup>3</sup>.

Нетепловое рентгеновское излучение во время первой субвспышки обладало более жестким спектром по сравнению со второй субвспышкой. Нормировочный коэффициент  $A$  спектра нетеплового жесткого рентгеновского излучения также на один порядок больше в случае первой субвспышки. Для того, чтобы оценить

количество ускоренных электронов мы используем формулу 4.19 из приложения В. Из результатов спектрального анализа получаем  $F_1 \approx (2.3 \pm 0.5) \times 10^{34}$  и  $F_2 \approx (4.2 \pm 1.2) \times 10^{34}$  электронов/с для первой и второй субвспышки. Несмотря на малый рентгеновский GOES класс первого эпизода энерговыделения мы наблюдаем большее количество ускоренных электронов (выше низкоэнергетического обрезания) по сравнению со вторым. Данный поток ускоренных электронов мог инициировать гелиосейсмическое возмущение в нижней солнечной атмосфере (более детальные расчеты и рассуждения обсуждаются в следующем параграфе). Однако отличие между месторасположением области генерации солнечного цетрясения с сильнейшим источником жесткого рентгеновского излучения (см. рис. 4.3) указывает на то, что происхождение гелиосейсмического возмущения может быть связано не с ускоренными заряженными частицами.



**Рис. 4.5.** Результаты изображающей спектроскопии для пика жесткого рентгеновского излучения во время первого эпизода энерговыделения.

Чтобы показать отличие потоков ускоренных электронов в разных источниках нетеплового жесткого рентгеновского излучения проводится



пространственно-разрешенный анализ рентгеновских спектров. На рис. 4.5 представлены результаты изображающей спектроскопии. Видно, что в источнике с более интенсивным жестким рентгеновским излучением популяция ускоренных электронов обладала большей энергией и импульсом по сравнению с нетепловыми электронами в более слабом рентгеновском источнике.

#### 4.4 Данные наблюдений SDO и расчет электрических ТОКОВ

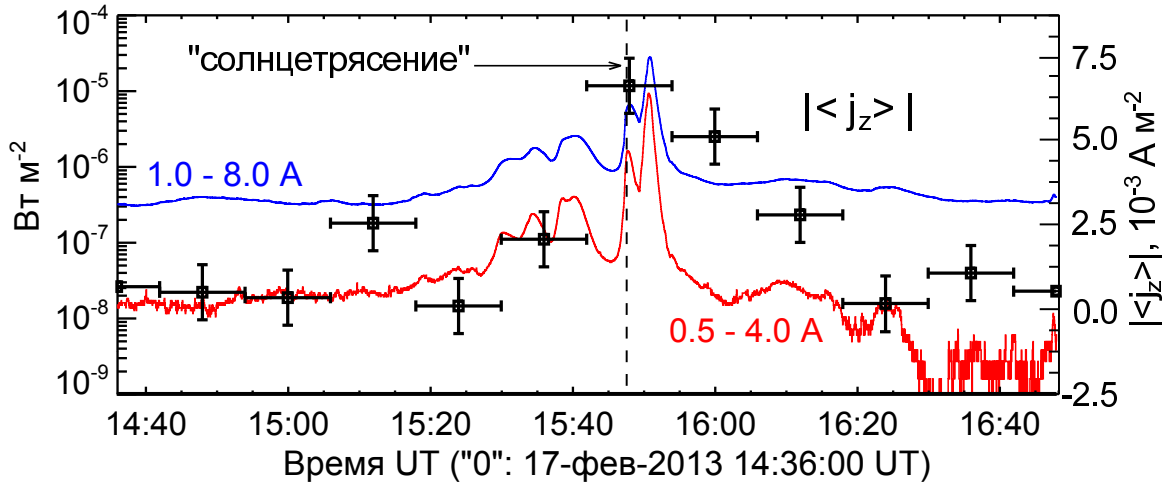
Локальный нагрев плазмы за счет диссипации электрических токов или возмущение за счет импульсной силы Лоренца может быть также причиной инициации гелиосейсмического возмущения. В данном разделе рассматривается эволюция электрических токов на уровне фотосферы. Для того чтобы оценить горизонтальное электрическое поле используется закон Фарадея (см. раздел 3.4), примененный к магнитограммам НМІ:

$$\oint_C \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\frac{1}{c} \frac{d}{dt} \left( \int_{S_C} \vec{B} \cdot d\vec{S} \right) \quad (4.1)$$

Из данного уравнения можно оценить усредненную горизонтальную компоненту электрического поля  $\langle E_{\perp} \rangle = [dF_z/dt]/cL$ , где  $F_z$  - полный магнитный поток внутри контура с длиной  $L$ , покрывающего вспышечную область. Временная динамика  $\langle E_{\perp} \rangle$  представлена на рис. 4.1 (серая гистограмма на верхней панели) и показывает, что обе субвспышки совпадали с эпизодами усиления  $\langle E_{\perp} \rangle$ .

Векторные магнитограммы НМІ использовались для расчета вертикальных электрических токов  $j_z$  (см. раздел 3.4). Полученные карты  $j_z$  представлены на рис. 4.3. Рис. 4.6 показывает эволюцию  $\langle j_z \rangle$ , усредненной по всей вспышечной области с площадью  $\approx 1.5 \times 10^{18} \text{ см}^2$ . Видно, что вспышка совпадает во времени с максимумом  $\langle j_z \rangle$ . Ошибка расчета  $\langle j_z \rangle$  оценивается как стандартное отклонение  $j_z$  в области спокойного Солнца.

На рис. 4.3 показано, что место генерации солнцетрясения соответствует области с сильными электрическими токами около левого основания магнитной



**Рис. 4.6.** Поток рентгеновского излучения в каналах GOES 0.5-4 Å (красный) и 1-8 Å (синяя линия) в сравнении с динамикой вертикального электрического поля (квадраты с погрешностями), усредненного по вспышечной области. Погрешности по оси X соответствуют 12 минутному временному разрешению векторных магнитограмм НМІ.

петли. Наиболее интенсивное нетепловое рентгеновское излучение испускалось из источника локализованного в правом основании петли. Совпадение места генерации солнцетрясения и области сильного электрического тока, а также временная динамика  $\langle j_z \rangle$  (рис. 4.6) и  $\langle E_{\perp} \rangle$  (рис. 4.1) наводят на мысль о том, что генерация гелиосейсмического возмущения осуществляется не за счет инжекции ускоренных электронов в плотную солнечную атмосферу. Возможно, что локальный нагрев за счет диссипации электрических токов или роста силы Лоренца может инициировать гелиосейсмическую волну во вспышечной области.

## 4.5 Обсуждение

Для оцененных потоков нетепловых электронов в первой субвспышке их полная кинетическая мощность в области возбуждения гелиосейсмической волны оценивается в  $P_{nonth} \approx (1.4 \pm 0.7) \times 10^{27}$  erg/s (см. рис. 4.5). Для того чтобы оценить Джоулев нагрев в той же области пространства необходимо оценить эффективную электрическую проводимость  $\sigma_{eff}$ . В режиме диссипации электрических токов магнитное число Рейнольдса полагается для оценок  $Re_m = 4\pi\sigma_{eff}L^2/(c^2\tau) \sim 1$ ,

где  $\tau$  - характерное время диссипации электрических токов ( $\sim 100$  с, длительность всплеска жесткого рентгеновского излучения) и  $L$  - характерный масштаб длины ( $\sim 1''$ , размер возмущенной области на доплерограмме). Для данных величин  $L$  и  $\tau$  получаем  $\sigma_{eff} \sim 10^6$  ед. СГС. Полученное значение  $\sigma_{eff}$  значительно меньше теоретической классической проводимости [50]. Однако недавние исследования частично ионизованной хромосферной плазмы показали, что электрическая проводимость может быть значительно уменьшена за счет проводимости Педерсена [58] или за счет мелкомасштабной МГД турбулентности [57]. Объемное энерговыделение из-за диссипации электрических токов оценивается по формуле  $Q_j = j^2/\sigma_{eff} \approx 8 \times 10^3$  эрг  $\text{с}^{-1}\text{см}^{-3}$  для  $j \approx 0.3$  А  $\text{м}^{-2}$ . Полное энерговыделение в области формирования гелиосейсмической волны оценивается в  $Q_j^{tot} \approx 3 \times 10^{27}$  эрг  $\text{с}^{-1}$  для объема  $\sim L^3$ , где  $L \sim 1''$ . Видно, что  $P_{nonth} \sim Q_j^{tot}$ , а значит оба типа энерговыделения имеют достаточную энергию, для того чтобы объяснить нагрев плазмы исходя из данных GOES: изменение внутренней энергии  $d(3nk_B T)/dt \sim 10^{27}$  эрг/с и радиационные потери  $L_{rad} \sim 5 \times 10^{26}$  эрг/с.

Для того чтобы инициировать гелиосейсмическую волну во время вспышек необходима быстрая передача импульса объему плазмы в нижней солнечной атмосфере [52]. Импульс гелиосейсмического возмущения в области его зарождение может быть оценен как  $p_{sq} \sim \rho L^3 v \sim 10^{22}$  г·см·с $^{-1}$  для  $\rho \sim 10^{-8}$  г·см $^{-3}$  и  $v \sim c_s \sim 10$  км/с, где  $c_s$  - скорость звука в фотосфере. В принципе, фотосфера может возмущаться непосредственно ускоренными электронами, чей импульс может оцениваться по следующей формуле:

$$p_e = \tau(2m_e)^{\frac{1}{2}} \int_{E_{low}}^{\infty} f(E) E^{\frac{1}{2}} dE \quad (4.2)$$

где  $m_e$  - масса электрона,  $f(E)$  - функция распределения нетепловых электронов и  $\tau$  - характерное время инжекции. Для первого всплеска жесткого рентгеновского излучения в области инициации гелиосейсмического возмущения  $p_e \sim 0.5 \times 10^{20}$  г·см·с $^{-1}$  (см. рис. 4.5). Видно что  $p_e < p_{sq}$ , а значит импульса электронов может не хватать для генерации солнцетрясения. Возможно, импульс ускоренных протонов может быть значительно больше и инициировать более сильные возму-

щения в солнечной атмосфере. Предполагая, что энергия ускоренного протона  $E_p \lesssim E_e$  импульс протонного пучка оценивается  $p_p \lesssim p_e \sqrt{m_p/m_e} \sim 45p_e \sim 2 \times 10^{21}$  г·см·с<sup>-1</sup>. Видно, что ускоренные протоны могут нести достаточный импульс для возмущения солнечной атмосферы и соответственно могут выступать в качестве инициатора солнцетрясения. Однако по имеющимся наблюдениям мы ничего не можем сказать о характеристиках спектра ускоренных протонов в выбранной солнечной вспышке.

Наблюдения показывают, что гелиосейсмическое возмущение и импульс жесткого рентгеновского излучения происходят одновременно. Однако область инициации солнцетрясения находится в основании магнитной петли с менее интенсивным источником жесткого рентгеновского излучения. Кроме этого, расчеты показывают, что в данной области существуют сильные электрические токи. Возможно, что импульсное движение плазмы в нижней солнечной атмосфере было вызвано резкой диссипацией электрического тока или ростом силы Лоренца. В первом случае импульс плазмы можно оценить как  $p_J \sim \tau V \nabla P \sim \tau L^2 P$ , где  $\nabla P$  - градиент давления с характерным масштабом длины  $L$ . Давление может быть оценено из уравнения энергии:

$$\frac{dP}{ds} = \frac{j^2}{\sigma_{eff}} - L_{rad} \quad (4.3)$$

где  $L_{rad}$  - радиационные потери тепла, которые являются главным механизмом охлаждения плазмы в нижней солнечной атмосфере. Из данного уравнения получаем, что  $P \lesssim j^2 \tau / \sigma_{eff}$  и, таким образом,  $p_J \lesssim (j \tau L)^2 / \sigma_{eff} \sim 10^{23}$  г·см·с<sup>-1</sup>.

Импульс плазмы, связанный с действием силы Лоренца, оценивается как  $p_L \sim j B \tau L^3 / c \sim 10^{22}$  г·см·с<sup>-1</sup>, где  $B \sim 100$  Гс - магнитное поле в области генерации гелиосейсмического возмущения, а  $c$  - скорость света.

Из оцененных величин  $Q_j$ ,  $p_J$  и  $p_L$  можно заключить, что появление сильных электрических токов в нижних слоях солнечной атмосферы может объяснить вспышечное энерговыделение и инициацию солнцетрясения. Более того оценки показали, что возмущения в плазме, вызванные электрическими токами, могут быть существенно большими и даже могут превалировать над энергетикой уско-

ренных заряженных частиц. Вероятно, что не только высокоэнергичные частицы могут играть роль во вспышечном энерговыделении. Скорее всего электрические токи в нижней солнечной атмосфере также оказывают влияние на процесс энерговыделения. Однако для существенного вклада диссипации электрических токов в общее вспышечное энерговыделение необходимо рассматривать величину электрической проводимости много меньше ее классического значения. Учет динамики электрических токов во время солнечной вспышки выходит за рамки стандартных представлений и требует новых наблюдательных и теоретических исследований.

## 4.6 ВЫВОДЫ

В данной главе обсуждалось вспышечное энерговыделение и генерация гелиосейсмического возмущения (солнцетрясения) в слабой С вспышке. Основные результаты работы могут быть сформулированы в следующих пунктах:

1. Наблюдалось гелиосейсмическое возмущение в слабой С вспышке.
2. Гелиосейсмическое возмущение было сгенерировано во время всплеска жесткого рентгеновского излучения с точностью до 3 секунд.
3. Месторасположение фотосферного возмущения (солнцетрясения) соответствует более слабому источнику жесткого рентгеновского излучения, локализованному в одном из оснований магнитной петли.
4. Месторасположение фотосферного возмущения (солнцетрясения) соответствует наиболее сильным электрическим токам во вспышечной области.
5. Мягкое рентгеновское излучение солнечной вспышки (С7.0-М1.9) совпадает во времени с максимумом вертикального электрического тока и горизонтального электрического поля, усредненного по вспышечной области.

Результаты наблюдений показывают, что существует возможность генерации гелиосейсмического возмущения и всего вспышечного энерговыделе-

ния за счет электрических токов. Проведенные оценки показали, что сила Лоренца или быстрая диссипация электрических токов при проводимости меньшей классической может быть причиной генерации гелиосейсмического возмущения во вспышечной области.

# Заключение и положения выносимые на защиту

В современной солнечной физике многоволновые исследования активных образований на Солнце позволяют получить наиболее полную картину физических процессов, так как различные диапазоны электромагнитного излучения дают информацию о разных явлениях. В представленной диссертационной работе были проведены многоволновые исследования солнечных вспышек в широком диапазоне электромагнитного спектра. В работе использовались данные наблюдений рентгеновского, ультрафиолетового, оптического и радио излучения. В диссертационной работе были сформулированы три основные задачи, предполагающие исследования 1) сверхгорячей плазмы во вспышечной области, 2) роли тонкой пространственной структуры во вспышечном энерговыделении и 3) роли электрических токов во вспышечном энерговыделении в нижних слоях солнечной атмосферы.

Сверхгорячая плазма является одним из наименее изученных явлений в физике солнечных вспышек. Считается, что она формируется в результате первоначального вспышечного энерговыделения, а значит ее изучение представляет особый интерес для понимания магнитного пересоединения и ускорения заряженных частиц. В диссертационной работе, сверхгорячая плазма исследовалась в мощной солнечной вспышке X класса и “простой” однопетлевой C вспышке на основе наблюдений рентгеновского излучения, выполненных космической рентгеновской обсерваторией RHESSI. Удалось показать, что сверхгорячая плазма

формируется не только в событиях высокой мощности, но также проявляется и в слабых  $S$  вспышках. Выполнен детальный анализ энергетического баланса во вспышечной области, который показал, что для формирования сверхгорячей плазмы необходимо рассмотрение аномальной теплопроводности, так как классическая теплопроводность способствует быстрому охлаждению сверхгорячей области.

Аномальная теплопроводность имеет место в случае развития плазменной турбулентности, которая может генерироваться пучком ускоренных электронов. В современных моделях газодинамических процессов теплопроводность обычно рассматривается классической, однако процесс взаимодействия ускоренных частиц с плазмой и электромагнитными полями в ней может оказывать влияние на процессы переноса и динамику плазмы. В будущем необходимо провести детальные самосогласованные расчеты газодинамики и кинетики ускоренных частиц во вспышечной области.

Исследование динамики нетепловой и тепловой компонент спектра рентгеновского излучения позволило установить, что популяция ускоренных электронов со степенным спектром формируется из популяции электронов тепловой сверхгорячей плазмы. Таким образом, исследование динамики сверхгорячей плазмы позволяет судить о процессе первоначального энерговыделения и сопутствующем ему ускорении электронов. При этом динамика низкотемпературной плазмы, в большей степени, связана с хромосферным испарением, вторичным процессом по отношению к ускорению электронов.

Вспышечное энерговыделение во многом зависит от геометрических параметров вспышечных петель вдоль которых происходит перенос энергии. Сегодня в связи ростом пространственного разрешения наблюдений солнечной атмосферы исследование тонкой структуры вспышечной области является в особенности перспективным и актуальным. В диссертационной работе, тонкая структура вспышечных лент исследовалась на базе наблюдений уникальной наземной оптической обсерватории NST/BBSO, которая позволяет получать изображения солнечной фотосферы и хромосферы с беспрецедентным пространственным раз-



решением менее 100 км.

На примере слабой солнечной вспышки С класса удалось выявить тонкую структуру вспышечных лент, которые были организованы в виде тонкой цепочки мелких уярчений с характерным размером  $\sim 100$  км. Данные уярчения соответствуют основаниям вспышечных горячих петель, вдоль которых происходит процесс переноса энергии в виде тепла и ускоренных частиц. Структурированная лента в области сильного магнитного поля совпадает с усиленными электрическими токами, рассчитанными по векторным магнитограммам HMI/SDO.

Выявленные истинные размеры поперечного сечения вспышечных петель предполагают повышенные значения плотности потока ускоренных электронов, что может оказывать существенное влияние на их распространение. Также возможно, что электрические токи, текущие в тонких магнитных трубках с размером  $\sim 100$  км в силу большей плотности диссипируют с большим выделением тепла. Оценки показали, что наблюдаемые тонкие ленты могут формироваться в результате диссипации электрических токов в плазме с проводимостью  $\sim 10^8$  ед. СГС, что ниже классического значения. Также оценки показали, что наблюдаемая филаментация вспышечной ленты может быть связана с тиринг неустойчивостью токового слоя, формирующегося вдоль сепаратриссы магнитного поля, пересекающей солнечное пятно.

Представленные результаты иллюстрируют важность исследования тонкой структуры вспышечной области для понимания процессов энерговыделения, связанного с ускоренными заряженными частицами и электрическими токами. Дальнейшее развитие пространственно-разрешенных наблюдений в различных диапазонах электромагнитного спектра позволит лучше понимать физические процессы, происходящие во время солнечных вспышек.

Вспышечное энерговыделение иногда проявляется не только в виде потоков ускоренных заряженных частиц, нагрева и движения плазмы, но также наблюдается в виде гелиосейсмических волн, генерируемых в фотосфере. На основе анализа доплерограмм HMI/SDO впервые показана генерация гелиосейсмического возмущения в солнечной вспышке С класса. По измерениям магнитного

поля, выполненных HMI/SDO, исследована роль электрических токов в генерации гелиосейсмического возмущения. Было проведено сравнение карт плотности электрических токов и яркости жесткого рентгеновского излучения с источником гелиосейсмического возмущения. Было показано, что гелиосейсмическое возмущение было сгенерировано в области сильнейших электрических токов, совпадающей со слабым источником жесткого рентгеновского излучения.

Оценки показывают потенциальную возможность генерации гелиосейсмического возмущения во время солнечной вспышки не только за счет проникновения ускоренных электронов в фотосферу, но и за счет диссипации электрических токов или силы Лоренца. Причем все вспышечное энерговыделение с точки зрения энергетики объясняется диссипацией электрического тока в предположении низкой электрической проводимости. Сценарий развития вспышечного процесса с участием электрических токов в энерговыделении в плотных слоях солнечной атмосферы выходит за рамки рассмотрения стандартной модели эруптивной солнечной вспышки и требует дальнейших многосторонних наблюдательных и теоретических исследований.

Исследование вспышечного энерговыделения в нижних слоях солнечной атмосферы представляет особый интерес для солнечной физики в силу того, что физические процессы, развивающиеся в хромосфере и фотосфере, происходят в условиях частичной ионизации и плазменных  $\beta \sim 1$ . Быстропротекающие явления на Солнце в таких условиях являются слабо изученными и требуют детального моделирования таких ключевых физических процессов для физики солнечной активности как: ускорение заряженных частиц, магнитное пересоединение, перенос излучения в плазме с неравновесной ионизацией и отклонением от локального термодинамического равновесия, амбиполярная диффузия и развитие различных неустойчивостей.

По результатам исследований, изложенных в четырех главах диссертационной работы, на защиту выносятся пять положений.

## ПОЛОЖЕНИЯ ВЫНОСИМЫЕ НА ЗАЩИТУ

1. Исследована динамика сверхгорячей плазмы ( $>30$  МК) в эруптивной солнечной вспышке X класса и неэруптивной однопетлевой солнечной вспышке C класса. Показано, что для выполнения энергетического баланса и формирования сверхгорячей плазмы во вспышечной области в обоих случаях необходимо рассматривать подавленную теплопроводность по сравнению с классическим значением.
2. Анализ тепловой и нетепловой компонент рентгеновских спектров солнечной вспышки показал, что динамика термодинамических параметров сверхгорячей плазмы связана с параметрами степенного спектра ускоренных электронов. Это свидетельствует о возможности формирования популяции ускоренных электронов со степенным спектром из популяции тепловых электронов сверхгорячей плазмы.
3. Выявлена тонкая структура вспышечных лент по  $H_\alpha$  наблюдениям телескопа NST обсерватории BBSO. Показано, что вспышечные ленты организованы в виде тонкой цепочки уярчений с характерным размером  $\sim 100$  км. Формирование таких уярчений может быть связано с диссипацией электрических токов в нижних слоях солнечной атмосферы.
4. Впервые наблюдалась гелиосейсмическое возмущение во вспышке C класса. Показано, что гелиосейсмическое возмущение в этом событии могло быть сформировано в нижних слоях солнечной атмосферы за счет диссипации электрических токов.
5. На основе многоволновых наблюдений солнечных вспышек показано, что первоначальное энергосодержание солнечных вспышек может развиваться не только в короне, но и в нижних слоях солнечной атмосферы.

# Приложение А. Спектральный анализ рентгеновского излучения по данным RHESSI

Спектральный анализ рентгеновского излучения по данным RHESSI производился с помощью пакета OSPEX. При построении спектров принимались во внимание следующие факторы:

1. Так как анализу подвергается рентгеновское излучение в диапазоне энергий 3-300 кэВ, то используются только передние сегменты детекторов 1, 3-6, 8,9 (2 и 7 не используются, так как они вносят существенный шум  $<25$  кэВ).
2. Спектры для промежутков времени, когда происходила смена состояния аттенюатора, не рассматриваются.
3. Рентгеновские спектры анализируются, начиная с 6 кэВ, так как ниже наблюдается увеличенный темп счета из-за К-ухода (K-escape). Данное явление связано с потерями энергии высокоэнергичных рентгеновских фотонов на ионизацию атомов германия ( $\sim 10$  кэВ), который является материалом рентгеновских детекторов RHESSI.
4. Для мощных X вспышек учитывается эффект PILE UP ("нагромождение"), связанный с тем, что фотоны приходящие с разницей во времени  $<0.85$  мкс воспринимаются как один с суммарной энергией. В пакете OSPEX

предусмотрена процедура коррекции этого эффекта с помощью функции PILEUP\_MOD.

5. Учитывается эффект DECIMATION ("прореживание"), который также возникает в связи с большими потоками рентгеновского излучения. Он связан с тем, что часть информации о регистрируемых счетах игнорируется при записи на жесткий диск КА, чтобы не привести к его переполнению. В OSPEX также предусмотрена автоматическая коррекция данного эффекта.
6. Так как RHESSI движется по низкой орбите в магнитосфере, то существенным фактором является выбор фона, который при этом может быть не постоянным. Расчет фона производился для исследуемых вспышек в интервалах времени непосредственно перед их началом.

Процедура получения спектра фотонов состоит из двух этапов. В первую очередь создается SPECTRUM файл, в котором заложена информация о счетах детекторов по времени и энергиям (разбиение задается пользователем) и SRM файл (spectral response matrix, матрица спектрального отклика), в который заложены функции отклика детекторов и учтенные инструментальные эффекты. Спектр фотонов  $I_\epsilon$  связан со спектром счетов  $C_\epsilon$  по следующему матричному соотношению:

$$C_\epsilon = \text{SRM} \cdot I_\epsilon$$

Соответственно обращая SRM матрицу можно получить  $I_\epsilon$ . В общем случае SRM матрица не является диагональной, так как присутствуют такие инструментальные эффекты как PILE UP и K-escape. В простейшем случае для слабых вспышек спектры фотонов выше энергии 6 кэВ могут быть получены с использованием диагональной SRM матрицы.

Полученный спектр счетов подвергаются анализу в пакете OSPEX (второй этап) с помощью метода наименьших квадратов. Спектр аппроксимируется с помощью моделей заложенных в пакете. Окончательный спектр фотонов зависит как и от SRM матрицы так и от модели аппроксимации и рассчитывается

---

следующим образом  $I_i = f_i C_i$ , где  $f_i$  - конверсионный множитель для  $i$ -го энергетического интервала. Данный множитель рассчитывается как отношение модельного спектра счетов  $C_{model}$  (наиболее близкому к спектру счетов RHESSI) к модельному спектру фотонов  $I_{model}$ . Причем модельный спектр счетов рассчитывается как  $SRM \cdot I_{model}$ .

# Приложение В. Тормозное нетепловое рентгеновское излучение ускоренных электронов в солнечных вспышках

## Модель Брауна “Толстая мишень”

Исследование динамики ускоренных электронов основывается на решении обратной задачи нахождения функции энергетического распределения частиц по наблюдаемому рентгеновскому спектру. Впервые эта задача была описана в работе [14], в которой рассматривалось тормозное рентгеновское излучение ускоренных электронов со степенным спектром. Причем предполагалось полное торможение внутри источника рентгеновского излучения, что и дало название модели “толстая мишень”. В диссертационной работе формулы, которые будут выведены далее, являются основными для оценки параметров ускоренных электронов в солнечных вспышках.

Интенсивность тормозного жесткого рентгеновского излучения в общем виде рассчитывается по формуле:

$$I(\epsilon) = \frac{1}{4\pi r^2} n_0 \int_{\epsilon}^{\infty} \sigma(E, \epsilon) v(E) n_e(E) dE \quad (4.1)$$

где  $r$  - Расстояние между Землей и источником жесткого рентгеновского излучения,  $n_0$  - концентрация протонов плазмы в источнике,  $\epsilon$  - энергия фотонов,  $E$  -

энергия электронов,  $n_e(E)$  - концентрация ускоренных электронов со скоростью  $v(E) = \sqrt{2E/m_e}$  в источниках рентгеновского излучения и  $\sigma(E, \epsilon)$  - сечение процесса излучения рентгеновского фотона с энергией  $\epsilon$  электроном с энергией  $E$ , движущегося в электрическом поле протона. В работе [14] для расчета нетеплового рентгеновского спектра солнечных вспышек использовалось нерелятивистское сечение Бетте-Хейтлера:

$$\sigma(E, \epsilon) = \frac{\sigma_0}{E\epsilon} \ln \left[ \sqrt{\frac{E}{\epsilon}} + \sqrt{\frac{E}{\epsilon} - 1} \right] \quad (4.2)$$

$$\sigma_0 = \frac{8}{3} \alpha_{FS} r_e^2 m_e c^2 \quad (4.3)$$

где  $\alpha_{FS}$  - постоянная тонкой структуры,  $m_e$  - масса электрона,  $r_e = e^2/m_e c^2$  - классический радиус электрона,  $c$  - скорость света.

Полученное интегральное уравнение 4.1 позволяет определить спектр ускоренных электронов  $n_e(E)$  в области источника рентгеновского излучения, основываясь на измеренном рентгеновском спектре  $I(\epsilon)$ . Однако спектр электронов инжектируемых во вспышечную область отличается от спектра электронов в источниках рентгеновского излучения в силу наличия диссипативных процессов. В простейшем случае диссипация связана только с кулоновскими трением, что и рассматривалось в работе [14]. Потеря энергии электрона, испытывающего кулоновские столкновения с протонами описывается соотношением:

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{Kv(E)n(E)}{E}, \quad K = 4\pi\Lambda \quad (4.4)$$

где  $\Lambda$  - кулоновский логарифм. Полное количество фотонов с энергией  $\epsilon$ , излучаемых электроном с начальной энергией  $E_0$  в процессе торможения:

$$N_{ph}(\epsilon, E_0) = \int_{t(E=E_0)}^{t(E=\epsilon)} \sigma(E, \epsilon)v(E)n(E)dt \quad (4.5)$$

Используя 4.4 можно преобразовать 4.5 к виду:

$$N_{ph}(\epsilon, E_0) = \int_{\epsilon}^{E_0} \sigma(E, \epsilon) \frac{E}{K} dE \quad (4.6)$$



Теперь спектр нетеплового рентгеновского излучения можно выразить через спектр инжектируемых ускоренных электронов  $f_e(E)$ :

$$\begin{aligned} I(\epsilon) &= \frac{1}{4\pi r^2} \int_{\epsilon}^{\infty} N_{ph}(\epsilon, E_0) f_e(E_0) dE_0 = \\ &= \frac{1}{4\pi r^2} \int_{\epsilon}^{\infty} f_e(E_0) \left[ \int_{\epsilon}^{E_0} \sigma(E, \epsilon) \frac{E}{K} dE \right] dE_0 \end{aligned} \quad (4.7)$$

Полученное уравнение позволяет определить спектр инжектируемых электронов  $f_e(E)$  по наблюдаемому спектру рентгеновских фотонов  $I(\epsilon)$ .

В работе [14] для того чтобы решить интегральное уравнение 4.7 спектр рентгеновских фотонов  $I(\epsilon)$  полагается степенной функцией:

$$I(\epsilon) = I_1 \frac{\gamma - 1}{\epsilon_1} \left( \frac{\epsilon}{\epsilon_1} \right)^{-\gamma} [\text{фотоны см}^{-2}\text{с}^{-1}] \quad (4.8)$$

где  $\gamma$  - показатель степенной функции и  $I_1$  - проинтегрированный поток фотонов по энергиям выше  $E_1$ . Для данного вида  $I(\epsilon)$  спектр ускоренных электронов будет иметь вид:

$$f_e(E) = 2.68 \times 10^{33} \gamma^2 (\gamma - 1)^3 B \left( \gamma - \frac{1}{2}, \frac{3}{2} \right) \frac{I_1}{\epsilon_1^2} \left( \frac{E}{\epsilon_1} \right)^{-(\gamma+1)} [\text{эл кэВ}^{-1}\text{с}^{-1}] \quad (4.9)$$

где  $B(\alpha, \beta)$  - бета функция. Полный поток нетепловых электронов:

$$F(E > E_c) = \int_{E_c}^{\infty} f_e(E) dE = 2.68 \times 10^{33} b(\gamma) \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{I_1}{\epsilon_1} \left( \frac{E_c}{\epsilon_1} \right)^{-\gamma} [\text{эл с}^{-1}] \quad (4.10)$$

где  $b(\gamma)$  является вспомогательной функцией [45] с видом:

$$b(\gamma) = \gamma^2 (\gamma - 1)^2 B \left( \gamma - \frac{1}{2}, \frac{3}{2} \right) \quad (4.11)$$

## Модель Сыроватского и Шмелевой

Аналогичную задачу также решил Сыроватский с Шмелевой в работе [104], в которой динамика электронов, движущихся вдоль силовых линий магнитного поля во вспышечной области описывалась одномерным стационарным уравнением непрерывности в пространстве энергий:

$$\frac{\partial}{\partial s}[vN(E, s)] + \frac{\partial}{\partial E} \left[ \left( \frac{dE}{ds} \right) vN(E, s) \right] = 0 \quad (4.12)$$

где  $dE/ds$  описывает потерю энергии электронов,  $v$  - скорость электрона с кинетической энергией  $E$  и  $N(E, s)$  - концентрация электронов с энергией  $E$  на расстоянии  $s$  по траектории движения частицы. Также как и в [14] предполагается, что потеря энергии электронов осуществляется только за счет кулоновских столкновений с протонами:

$$\left( \frac{dE}{ds} \right) = -a \frac{n}{E} \quad (4.13)$$

где  $n$  - концентрация протонов в области распространения электронов. Точное выражение для коэффициента  $a$  смотри в работе [104]. Для того чтобы решить аналитически уравнение 4.12 введем новую функцию:

$$\phi(E, \xi) = \left( \frac{dE}{d\xi} \right) vN(E, \xi) \quad (4.14)$$

где  $\xi$  - лагранжева координата, определяющаяся как:

$$\xi = \int_0^s n(s') ds' \quad (4.15)$$

В результате замены переменных 4.12 приходит к виду:

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \phi(E, \xi) - \frac{a}{E} \frac{\partial}{\partial E} \phi(E, \xi) = 0 \quad (4.16)$$

В качестве граничных условий к полученному уравнению в частных производных используется степенная функция, описывающая спектр инжектируемых электронов во вспышечную область:

$$N(E, 0) = K E^{-(\delta + \frac{1}{2})} \Theta(E - E_1) \Theta(E_2 - E) \quad (4.17)$$

где  $E_1$  и  $E_2$  являются низкоэнергетической и высокоэнергетической границами спектра ускоренных электронов,  $\delta$  - Показатель степенного спектра электронов,

инжектируемых во вспышечную область из зоны ускорения. Решением уравнения 4.16 является функция  $\phi(E, \xi) = \Psi(\xi + E^2/2a)$  с учетом 4.17 получаем значение функции распределения ускоренных электронов в пространстве по координате  $\xi$ :

$$N(E, \xi) = KE^{\frac{1}{2}}[E^2 + 2a\xi]^{-\frac{\delta+1}{2}}\Theta(\sqrt{E^2 + 2a\xi} - E_1)\Theta(E_2 - \sqrt{E^2 + 2a\xi}) \quad (4.18)$$

Расчет спектра фотонов по функции распределения электронов осуществляется аналогичным образом, как и в предыдущем параграфе (где излагается модель Брауна [14]), с учетом интегрирования  $N(E, \xi)$  по всей толще вещества от  $\xi = 0$  до  $\xi = E^2/2a$ . Полный поток ускоренных электронов с начальным степенным распределением определяется по формуле:

$$F(E > E_1) = 1.02 \times 10^{34} \frac{\delta_1^2}{E_1 B(\delta_1, \frac{1}{2})} \frac{I(h\nu_1 < h\nu < h\nu_2)}{\left[1 - \left(\frac{h\nu_1}{h\nu_2}\right)^{\delta_1}\right]} \left(\frac{h\nu_1}{E_1}\right)^{\delta_1} \quad (4.19)$$

где  $\delta_1$  - показатель степенного спектра нетепловых электронов в источниках излучения,  $I(h\nu_1 < h\nu < h\nu_2)$  - полный поток фотонов в диапазоне энергий от  $h\nu_1$  до  $h\nu_2$ ,  $E_1$  - низкоэнергетическая граница спектра ускоренных электронов. Применяя данную формулу к солнечным вспышкам для упрощения расчетов обычно полагают  $h\nu_1 = E_1$  и  $h\nu_2 = \infty$ . Стоит отметить, что  $\delta = \delta_1 + 2 = \gamma + 1$ , где  $\delta$  - показатель степенного спектра, инжектируемых электронов во вспышечную область из зоны ускорения и  $\gamma$  - степенной показатель спектра наблюдаемого рентгеновского излучения.

# Приложение С. Расчет энергетики солнечных вспышек

## Энергетика вспышечной области

В диссертационной работе исследуется энергетический баланс ряда солнечных вспышек. В общем случае изменение полной энергии плазмы единицы объема во времени и пространстве описывается следующим уравнением [4]:

$$\begin{aligned} & \rho \frac{\partial}{\partial t} \left( \varepsilon + \frac{1}{2} v^2 \right) + \nabla \cdot [(\rho \varepsilon + \rho v^2) \vec{v}] = \\ & = -(L + j^2/\sigma) + \vec{E} \cdot \vec{j} - \nabla \cdot (p\vec{v}) + \vec{v} \cdot (\vec{F}_g + \vec{F}_\nu) \end{aligned} \quad (4.20)$$

Левая часть уравнения соответствует изменению полной энергии единицы объема плазмы во времени и пространстве,  $\varepsilon$  - удельная внутренняя энергия плазмы, а  $\rho v^2/2$  - кинетическая энергия.  $L = -\nabla \cdot \vec{q} - L_r + H$  - потери тепла за счет теплопроводности ( $\vec{q}$  - тепловой поток) и излучения  $L_r$ , а  $H$  - нагрев за счет различных источников.  $j^2/\sigma$  - омическая диссипация электрического тока.  $\vec{E} \cdot \vec{j}$  - изменение электрической энергии плазмы, которая равна:  $j^2/\sigma + \vec{v} \cdot \vec{j} \times \vec{B}$ , второй член есть работа выполняемая силой  $\vec{j} \times \vec{B}$ . Предпоследний член в правой части, описываемого уравнения, есть работа, выполненная давлением. И последний член описывает вязкую диссипацию  $\vec{v} \cdot \vec{F}_\nu$  для потока плазмы и изменение потенциальной энергии:  $\vec{v} \cdot \vec{F}_g$ .

В рамках используемых данных наблюдений исследовать пространственную структуру вспышечного энерговыделения крайне проблематично. Поэтому ана-

лизируется энерговыделение интегрированное по всей вспышечной области. Для всей вспышечной области динамику нагрева плазмы ускоренными электронами можно представить в виде следующего уравнения энергетического баланса:

$$P_{nonth} = \frac{dU_{th}}{dt} + \frac{dU_{pot}}{dt} + \frac{dU_{kin}}{dt} + L_{cond} + L_{rad} + L_{visc} + L_{pr} \quad (4.21)$$

$U_{th}$  - внутренняя энергия плазмы,  $U_{pot}$  - потенциальная энергия,  $U_{kin}$  - кинетическая энергия движущихся потоков плазмы,  $L_{cond}$  - потери тепла, связанные с теплопроводностью,  $L_{rad}$  - потери тепла, связанные с излучением,  $L_{visc}$  - работа вязкого трения потоков плазмы во вспышечной области и  $L_{pr}$  - работа, выполненная давлением при перемещении объема плазмы. Вязкостный нагрев во вспышечной области очень мал и поэтому его можно не учитывать в общем уравнении энергетического баланса.

## Тепловая энергия плазмы и оценка работы сил давления

В общем случае внутренняя энергия солнечной плазмы на один атом водорода:

$$\varepsilon = \frac{3}{2}(1 + x + y)k_B T + \sum_{l\alpha} \varepsilon_{l\alpha} \phi_{l\alpha} \quad (4.22)$$

где  $x$  и  $y$  - количество свободных электронов и химических элементов с атомным весом больше единицы на один атом водорода. В сумме учитывается состояние атомов различных химических элементов (суммирование по  $\alpha$ ) с различными квантовыми состояниями  $l$ , где  $\varepsilon_{l\alpha}$  - энергия атома в возбужденном состоянии. Для оценок внутренней энергии вспышечной плазмы ( $T \sim 20$  МК) можно опустить вклад во внутреннюю энергию не водородных атомов и возбужденного состояния атомов. Таким образом, внутренняя энергия идеальной однотемпературной плазмы определяется следующей формулой:  $U_{th} = 3Vnk_B T$ , где  $V$  - объем,  $n$  - концентрация,  $k_B$  - постоянная Стефана-Больцмана. Для величин, получаемых из наблюдений рентгеновского излучения:

$$U_{th} = 3k_B T \sqrt{EM \cdot V \cdot f} \quad (4.23)$$

где  $EM$  - мера эмиссии и  $f$  - фактор заполнения, которые характеризует то, что нагрев происходит фрагментировано во вспышечной области. В работах [89, 110] фактор заполнения принимается равным 1, а значит, вся плазма вспышечных петель участвует в нагреве. Далее в диссертации также будет предполагаться, что  $f = 1$ . Типичные величины производной по времени внутренней энергии  $M$  и  $X$  вспышек лежат  $\gtrsim 10^{26}$  эрг/с.

Оценим по порядку величина работу давления газа  $\nabla(p\vec{v})$ , так как мы рассматриваем плазму в области нагрева однотемпературной и однородной, то полную работу давления оцениваем как  $\sim p\nabla\vec{v} \cdot V$ . Обычно, величина работы давления  $\lesssim 10^{25}$  эрг/с и поэтому его не учитывают при расчетах энергетики солнечных вспышек.

## Оценка кинетической и потенциальной энергии плазмы

Изменение потенциальной энергии плазмы во вспышечной области может происходить лишь в том случае, когда имеется перемещение вещества относительно солнечной поверхности по вертикали, например: внутренние течения во вспышечных петлях за счет хромосферного испарения или изменение геометрии петли с плазмой.  $U_{pot} \approx m_p n g_{sun} V L$  - потенциальная энергия вещества во вспышечной петле с длиной  $L$  и объемом  $V$ . Значение  $U_{pot}$  может быть определено по следующей формуле:  $U_{pot} \approx m_p \sqrt{V \cdot EM} g_{sun} L$ , где  $g_{sun}$  - ускорение свободного падения на Солнце,  $m_p$  - масса протона. Здесь предполагается постоянство геометрических размеров вспышечной петли. Оценка показывает, что характерная величина  $dU_{pot}/dt$  для  $n \sim 10^{11}$  см<sup>-3</sup> достигает значения  $10^{24}$  эрг/с, что много меньше производной по времени внутренней энергии плазмы, поэтому далее изменение потенциальной энергии не учитывается в общем энергетическом балансе.

Инжекция нетепловых электронов в плотную часть солнечной атмосферы может приводить к хромосферному испарению, а значит часть энергии частиц будет уходить на кинетическую энергию течения плазмы. Рассмотрим случай отсутствия ударных волн, то есть все характерные скорости меньше  $v_a$  (альфве-

новская скорость) и  $c_s$  (скорость звука). Для оценки скорости потока вещества в петле предположим, что он осуществляется за счет хромосферного испарения, инициируемым высыпаящимися в хромосферу нетепловыми электронами или подогревом из корональной части петли, тогда имеем следующее соотношение, откуда выражаем скорость потока плазмы:

$$\frac{d(Vn)}{dt} = Sn_{ch}v \quad (4.24)$$

где  $n_{ch}$  - концентрация плазмы в хромосфере  $\approx 10^{15}$  см $^{-3}$ , а  $n$  - концентрация плазмы в петле. Кинетической энергия, переносимая через основание петель в единицу времени есть:  $v \cdot \frac{\rho_{ch}v^2}{2} \cdot S$ , где  $\rho_{ch} \approx n_{ch}m_p$  ( $m_p$  - масса протона). Полагая геометрические размеры петли фиксированными и беря во внимание, что  $EM = n^2V$  получаем следующее соотношение:

$$\frac{dU_{kin}}{dt} = \left[ \frac{dEM}{dt} \right]^3 \left( \frac{V}{EM} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{m_p}{S^2 n_{ch}^2 16} \quad (4.25)$$

Расчеты показывают, что изменение кинетической энергии плазмы при данном рассмотрении составляет  $< 10^{24}$  эрг/с, что меньше характерной величины изменения внутренней энергии плазмы. Поэтому далее также не будем учитывать кинетическую энергию плазмы во вспышечных петлях.

## Кинетическая мощность ускоренных электронов

Для известного распределения электронов  $f_e(E)$  Мы можем рассчитать полную кинетическую энергию согласно [14]:

$$P(E > E_c) = \int_{E_c}^{\infty} F_e(E)dE = 4.3 \times 10^{24} \frac{b(\gamma)}{(\gamma - 1)} A E_c^{-(\gamma-1)} \quad (4.26)$$

Или через полный поток нетепловых электронов:

$$P(E > E_c) = \frac{\gamma - 1}{\gamma - 2} F(E > E_c) E_c \quad (4.27)$$

Кинетическая мощность ускоренных электронов согласно [104]:

$$P(E > E_c) = 1.02 \times 10^{34} \frac{\gamma_1[\gamma_1 + 1]}{B(\gamma_1, \frac{1}{2})} \frac{I(h\nu_1 < h\nu < h\nu_2)}{\left[1 - \left(\frac{h\nu_1}{h\nu_2}\right)^{\gamma_1}\right]} \left(\frac{h\nu_1}{E_1}\right)^{\gamma_1} \quad (4.28)$$

Все обозначения в формулах 4.26 и 4.27 соответствуют обозначениям используемых соответственно в параграфах 4 и 4.

## Теплопроводность и радиационные потери тепла

Перераспределение тепла внутри вспышечной области происходит за счет теплопроводности и конвективного переноса (перемещение нагретой плазмы вдоль вспышечных петель). В газодинамических моделях солнечной вспышки [2, 13, 31, 51, 69] и работах посвященных исследованию энергетики солнечной вспышки [110] коэффициент теплопроводности предполагается классическим  $k \approx 10^{-6} T^{5/2}$  и тепловой поток определяется как  $L_{CL} = k\nabla T$ . Однако режимы передачи тепла могут отличаться от классического. Максимальная теплопроводность определяется тепловым потоком насыщения  $L_{SAT} \sim v_e n_e k_B T_e$ , где  $v_e$  - характерная тепловая скорость электронов с температурой  $T_e$  и концентрацией  $n_e$ . Фактически последнее выражение обозначает, что тепло не может распространяться быстрее чем тепловая скорость электронов (у которых самая высокая подвижность в плазме). В противоположном случае теплопроводность может быть подавленной из-за присутствия плазменной турбулентности. Такая теплопроводность называется аномальной  $L_{AN}$  (например [99]). Обсуждение применения различных типов теплопроводности для солнечных вспышек обсуждается в работах [67, 97].

Однако теплопроводность не приводит к диссипации тепла, а только способствует перераспределению энергии во вспышечной области. Охлаждение плазмы во вспышечном объеме осуществляется, главным образом, за счет излучения в широком диапазоне электромагнитного спектра. Причем наиболее интенсивные потери тепла происходят за счет рентгеновского и ультрафиолетового излучения. В общем случае присутствует непрерывное и линейчатое излучение.



---

Большинство линий не являются значимыми в общем энергетическом балансе, однако часть из них могут оказывать сильное влияние на охлаждение плазмы. Например в работе [75] показано, что во время вспышек наиболее интенсивные потери энергии происходит в ультрафиолетовых линиях  $\text{Ly}_\alpha$  и  $\text{He II}$ , причем мощность сопоставима с мощностью рентгеновского излучения. В статистической работе [29] Было показано, что болометрическая мощность излучения как минимум сравнима с рентгеновским излучением.

Потери тепла за счет теплового рентгеновского излучения оценивается для оптически тонкой однотемпературной среды как:  $L_{SXR} = EM \cdot R(T)$ , где  $R(T) = 10^{-17.73} \cdot T^{-2/3}$  [эрг  $\cdot$  с $^{-1}$ см $^3$ ] для  $6.3 < \lg T < 7$  [85], причем  $T$  и  $EM$  определяется по наблюдениям рентгеновского излучения (например данные GOES или RHESSI). Для того чтобы оценить потери тепла за счет ультрафиолетового излучения необходимо интегрировать измеренный спектр (используются данные EVE в главе 1). Вклад радиоизлучения и жесткого рентгеновского излучения в общие потери энергии вспышечной областью пренебрежимо малы.

# Литература

- [1] Потапов С.А., Гуляев С.А. и Никитов С. А. (2008). *Новейшие методы обработки изображений*. М.: Физматлит.
- [2] Костюк, Н. Д. и Пикельнер, С. Б. (1974). Газодинамика вспышечной области, прогреваемой потоком ускоренных электронов. *Астрон. Ж.*, **90**, 1002–1016.
- [3] Прист, Э. Р. и Форбс, Т. (2005). *Магнитное пересоединение*. Пер с англ. - М.: Физматлит.
- [4] Прист, Э. Р. (1985). *Солнечная магнитогидродинамика*. Пер с англ. - М.: Мир.
- [5] Abramenko, V. I., Gopasiuk, S. I., and Ogir', M. B. (1991). Electric currents and H-alpha emission in two active regions on the sun. *Solar Phys.*, **134**, 287–297.
- [6] Alexander, D. and Daou, A. G. (2007). Saturation of Nonthermal Hard X-Ray Emission in Solar Flares. *Astrophys. J.*, **666**, 1268–1276.
- [7] Antiochos, S. K. and Sturrock, P. A. (1978). Evaporative cooling of flare plasma. *Astrophys. J.*, **220**, 1137–1143.
- [8] Aschwanden, M. J. (2005). *Physics of the Solar Corona. An Introduction with Problems and Solutions (2nd edition)*. Springer.
- [9] Astrelin, V. T., Burdakov, A. V., and Postupaev, V. V. (1998). Generation of ion-acoustic waves and suppression of heat transport during plasma heating by an electron beam. *Plasma Physics Reports*, **24**, 414–425.

- 
- [10] Atwood, W. B., Abdo, A. A., Ackermann, M., and et al (2009). The Large Area Telescope on the Fermi Gamma-Ray Space Telescope Mission. *Astrophys. J.*, **697**, 1071–1102.
- [11] Avrett, E. H. (1981). Reference model atmosphere calculation - The Sunspot sunspot model. In L. E. Cram and J. H. Thomas, editors, *The Physics of Sunspots*, pages 235–255.
- [12] Benka, S. G. and Holman, G. D. (1994). A thermal/nonthermal model for solar hard X-ray bursts. *Astrophys. J.*, **435**, 469–481.
- [13] Boiko, A. Y. and Livshits, M. A. (1995). Gasdynamic response of the atmosphere to pulse heating - Two-temperature approximation. *Astron. J.*, **72**, 381.
- [14] Brown, J. C. (1971). The Deduction of Energy Spectra of Non-Thermal Electrons in Flares from the Observed Dynamic Spectra of Hard X-Ray Bursts. *Solar Phys.*, **18**, 489–502.
- [15] Brown, J. C. (1973). The Temperature Structure of Chromospheric Flares Heated by Non-Thermal Electrons. *Solar Phys.*, **31**, 143–169.
- [16] Caspi, A. and Lin, R. P. (2010). RHESSI Line and Continuum Observations of Super-hot Flare Plasma. *Astrophys. J. Letters.*, **725**, L161–L166.
- [17] Caspi, A., Krucker, S., and Lin, R. P. (2014). Statistical Properties of Super-hot Solar Flares. *Astrophys. J.*, **781**, 43.
- [18] Centeno, R., Schou, J., Hayashi, K., Norton, A., Hoeksema, J. T., Liu, Y., Leka, K. D., and Barnes, G. (2014). The Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) Vector Magnetic Field Pipeline: Optimization of the Spectral Line Inversion Code. *ArXiv e-prints*.
- [19] Chen, Q. and Petrosian, V. (2013). Determination of Stochastic Acceleration Model Characteristics in Solar Flares. *Astrophys. J.*, **777**, 33.

- 
- [20] Delaboudinière, J.-P., Artzner, G. E., Brunaud, J., and et al (1995). EIT: Extreme-Ultraviolet Imaging Telescope for the SOHO Mission. *Solar Phys.*, **162**, 291–312.
- [21] Demoulin, P., Bagala, L. G., Mandrini, C. H., Henoux, J. C., and Rovira, M. G. (1997). Quasi-separatrix layers in solar flares. II. Observed magnetic configurations. *Astron. Astrophys.*, **325**, 305–317.
- [22] Den, O. G. and Somov, B. V. (1989). Magnetic Field Dissipation in a High-Temperature Plasma as a Mechanism of Energy Release in a Solar Flare. *Soviet. Astron.*, **33**, 149.
- [23] Dennis, B. R. and Pernak, R. L. (2009). Hard X-Ray Flare Source Sizes Measured with the Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager. *Astrophys. J.*, **698**, 2131–2143.
- [24] Dere, K. P., Landi, E., Young, P. R., Del Zanna, G., Landini, M., and Mason, H. E. (2009). CHIANTI - an atomic database for emission lines. IX. Ionization rates, recombination rates, ionization equilibria for the elements hydrogen through zinc and updated atomic data. *Astron. Astrophys.*, **498**, 915–929.
- [25] Domingo, V., Fleck, B., and Poland, A. I. (1995). The SOHO Mission: an Overview. *Solar Phys.*, **162**, 1–37.
- [26] Donea, A. (2011). Seismic Transients from Flares in Solar Cycle 23. *Space Sci. Rev.*, **158**, 451–469.
- [27] Dulk, G. A. (1985). Radio emission from the sun and stars. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **23**, 169–224.
- [28] Emslie, A. G. (1980). The effect of reverse currents on the dynamics of nonthermal electron beams in solar flares and on their emitted X-ray bremsstrahlung. *Astrophys. J.*, **235**, 1055–1065.

- [29] Emslie, A. G., Dennis, B. R., Shih, A. Y., Chamberlin, P. C., Mewaldt, R. A., Moore, C. S., Share, G. H., Vourlidas, A., and Welsch, B. T. (2012). Global Energetics of Thirty-eight Large Solar Eruptive Events. *Astrophys. J.*, **759**, 71.
- [30] Feng, L., Wiegmann, T., Su, Y., Inhester, B., Li, Y. P., Sun, X. D., and Gan, W. Q. (2013). Magnetic Energy Partition between the Coronal Mass Ejection and Flare from AR 11283. *Astrophys. J.*, **765**, 37.
- [31] Fisher, G. H., Canfield, R. C., and McClymont, A. N. (1985). Flare loop radiative hydrodynamics. V - Response to thick-target heating. VI - Chromospheric evaporation due to heating by nonthermal electrons. VII - Dynamics of the thick-target heated chromosphere. *Astrophys. J.*, **289**, 414–441.
- [32] Fisher, G. H., Bercik, D. J., Welsch, B. T., and Hudson, H. S. (2012). Global Forces in Eruptive Solar Flares: The Lorentz Force Acting on the Solar Atmosphere and the Solar Interior. *Solar Phys.*, **277**, 59–76.
- [33] Fleishman, G. D., Kontar, E. P., Nita, G. M., and Gary, D. E. (2013). Probing Dynamics of Electron Acceleration with Radio and X-Ray Spectroscopy, Imaging, and Timing in the 2002 April 11 Solar Flare. *Astrophys. J.*, **768**, 190.
- [34] Fletcher, L., Dennis, B. R., Hudson, H. S., and et al (2011). An Observational Overview of Solar Flares. *Space Sci. Rev.*, **159**, 19–106.
- [35] Fludra, A. and Sylwester, J. (1986). Comparison of three methods used for calculation of the differential emission measure. *Solar Phys.*, **105**, 323–337.
- [36] Goode, P. R. and Cao, W. (2012). The 1.6 m Off-Axis New Solar Telescope (NST) in Big Bear. In *Second ATST-EAST Meeting: Magnetic Fields from the Photosphere to the Corona.*, volume 463 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 357.

- 
- [37] Guo, J., Emslie, A. G., Kontar, E. P., Benvenuto, F., Massone, A. M., and Piana, M. (2012). Determination of the acceleration region size in a loop-structured solar flare. *Astron. Astrophys.*, **543**, A53.
- [38] Guo, Y., Démoulin, P., Schmieder, B., Ding, M. D., Vargas Domínguez, S., and Liu, Y. (2013). Recurrent coronal jets induced by repetitively accumulated electric currents. *Astron. Astrophys.*, **555**, A19.
- [39] Hannah, I. G. and Kontar, E. P. (2013). Multi-thermal dynamics and energetics of a coronal mass ejection in the low solar atmosphere. *Astron. Astrophys.*, **553**, A10.
- [40] Haynes, M. and Arber, T. D. (2007). Observational properties of a kink unstable coronal loop. *Astron. Astrophys.*, **467**, 327–333.
- [41] Hirayama, T. (1974). Theoretical Model of Flares and Prominences. I: Evaporating Flare Model. *Solar Phys.*, **34**, 323–338.
- [42] Hoeksema, J. T., Liu, Y., Hayashi, K., and et al (2014). The Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) Vector Magnetic Field Pipeline: Overview and Performance. *Solar Phys.*, **289**, 3483–3530.
- [43] Högbom, J. A. (1974). Aperture Synthesis with a Non-Regular Distribution of Interferometer Baselines. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **15**, 417.
- [44] Holman, G. D. (2003). The Effects of Low- and High-Energy Cutoffs on Solar Flare Microwave and Hard X-Ray Spectra. *Astrophys. J.*, **586**, 606–616.
- [45] Hudson, H. S., Canfield, R. C., and Kane, S. R. (1978). Indirect estimation of energy deposition by non-thermal electrons in solar flares. *Solar Phys.*, **60**, 137–142.
- [46] Hurford, G. J., Schmahl, E. J., Schwartz, R. A., and et al (2002). The RHESSI Imaging Concept. *Solar Phys.*, **210**, 61–86.

- 
- [47] Janvier, M., Aulanier, G., Bommier, V., Schmieder, B., Démoulin, P., and Pariat, E. (2014). Electric Currents in Flare Ribbons: Observations and Three-dimensional Standard Model. *Astrophys. J.*, **788**, 60.
- [48] Khomenko, E. and Collados, M. (2012). Heating of the Magnetized Solar Chromosphere by Partial Ionization Effects. *Astrophys. J.*, **747**, 87.
- [49] Kontar, E. P., Brown, J. C., Emslie, A. G., Hajdas, W., Holman, G. D., Hurford, G. J., Kašparová, J., Mallik, P. C. V., Massone, A. M., McConnell, M. L., Piana, M., Prato, M., Schmahl, E. J., and Suarez-Garcia, E. (2011). Deducing Electron Properties from Hard X-ray Observations. *Space Sci. Rev.*, **159**, 301–355.
- [50] Kopecký, M. and Kuklin, G. V. Retrieved 1 abstracts, s. w. n. . T. n. s. . A. (1966). On the decay time of sunspot magnetic fields. *Bulletin of the Astronomical Institutes of Czechoslovakia*, **17**, 45.
- [51] Kosovichev, A. G. (1986). Simulating thermal and gasdynamic processes in solar-flare pulse phases. *Bulletin Crimean Astrophysical Observatory*, **75**, 6.
- [52] Kosovichev, A. G. (2014). Sunquakes: helioseismic response to solar flares. *ArXiv e-prints*.
- [53] Kosovichev, A. G. and Zharkova, V. V. (1995). Seismic Response to Solar Flares: Theoretical Predictions. In *Helioseismology*, volume 376 of *ESA Special Publication*, page 341.
- [54] Kosovichev, A. G. and Zharkova, V. V. (1998). X-ray flare sparks quake inside Sun. *Nature*, **393**, 317–318.
- [55] Kovalev, V. A., Chernov, G. P., and Hanaoka, I. (2001). Small-Scale High-Temperature Structures in Flare Regions. *Astronomy Letters*, **27**, 267–275.
- [56] Krucker, S., Hudson, H. S., Jeffrey, N. L. S., Battaglia, M., Kontar, E. P., Benz, A. O., Csillaghy, A., and Lin, R. P. (2011). High-resolution Imaging of Solar

- Flare Ribbons and Its Implication on the Thick-target Beam Model. *Astrophys. J.*, **739**, 96.
- [57] Lazarian, A. and Vishniac, E. T. (1999). Reconnection in a Weakly Stochastic Field. *Astrophys. J.*, **517**, 700–718.
- [58] Leake, J. E., Lukin, V. S., Linton, M. G., and Meier, E. T. (2012). Multi-fluid Simulations of Chromospheric Magnetic Reconnection in a Weakly Ionized Reacting Plasma. *Astrophys. J.*, **760**, 109.
- [59] Lemen, J. R., Title, A. M., Akin, D. J., and et al (2012). The Atmospheric Imaging Assembly (AIA) on the Solar Dynamics Observatory (SDO). *Solar Phys.*, **275**, 17–40.
- [60] Lin, R. P., Dennis, B. R., Hurford, G. J., and et al (2002). The Reuven Ramaty High-Energy Solar Spectroscopic Imager (RHESSI). *Solar Phys.*, **210**, 3–32.
- [61] Litvinenko, Y. E. (1996). Particle Acceleration in Reconnecting Current Sheets with a Nonzero Magnetic Field. *Astrophys. J.*, **462**, 997.
- [62] Liu, S. and Fletcher, L. (2009). Elementary Energy Release Events in Solar Flares. *Astrophys. J. Letters.*, **701**, L34–L38.
- [63] Liu, S., Han, F., and Fletcher, L. (2010). Elementary Energy Release Events in Flaring Loops: Effects of Chromospheric Evaporation on X-Rays. *Astrophys. J.*, **709**, 58–66.
- [64] Liu, S., Li, Y., and Fletcher, L. (2013). Impulsive Thermal X-Ray Emission from a Low-lying Coronal Loop. *Astrophys. J.*, **769**, 135.
- [65] Longcope, D. W. (2014). A Simple Model of Chromospheric Evaporation and Condensation Driven Conductively in a Solar Flare. *Astrophys. J.*, **795**, 10.
- [66] Longcope, D. W., Des Jardins, A. C., Carranza-Fulmer, T., and Qiu, J. (2010). A Quantitative Model of Energy Release and Heating by Time-dependent,



- Localized Reconnection in a Flare with Thermal Loop-top X-ray Source. *Solar Phys.*, **267**, 107–139.
- [67] MacNeice, P., Burgess, A., McWhirter, R. W. P., and Spicer, D. S. (1984). A numerical model of a solar flare based on electron beam heating of the chromosphere. *Solar Phys.*, **90**, 357–382.
- [68] Magara, T., Mineshige, S., Yokoyama, T., and Shibata, K. (1996). Numerical Simulation of Magnetic Reconnection in Eruptive Flares. *Astrophys. J.*, **466**, 1054.
- [69] Mariska, J. T., Emslie, A. G., and Li, P. (1989). Numerical simulations of impulsively heated solar flares. *Astrophys. J.*, **341**, 1067–1074.
- [70] Martínez-Oliveros, J. C., Moradi, H., and Donea, A.-C. (2008). Seismic Emissions from a Highly Impulsive M6.7 Solar Flare. *Solar Phys.*, **251**, 613–626.
- [71] Meegan, C., Lichti, G., Bhat, P. N., and et al (2009). The Fermi Gamma-ray Burst Monitor. *Astrophys. J.*, **702**, 791–804.
- [72] Melrose, D. B. and Brown, J. C. (1976). Precipitation in trap models for solar hard X-ray bursts. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **176**, 15–30.
- [73] Metcalf, T. R., Hudson, H. S., Kosugi, T., Puetter, R. C., and Pina, R. K. (1996). Pixon-based Multiresolution Image Reconstruction for Yohkoh's Hard X-Ray Telescope. *Astrophys. J.*, **466**, 585.
- [74] Miller, J. A., Larosa, T. N., and Moore, R. L. (1996). Stochastic Electron Acceleration by Cascading Fast Mode Waves in Impulsive Solar Flares. *Astrophys. J.*, **461**, 445.
- [75] Milligan, R. O., Kerr, G. S., Dennis, B. R., Hudson, H. S., Fletcher, L., Allred, J. C., Chamberlin, P. C., Ireland, J., Mathioudakis, M., and Keenan, F. P. (2014). The Radiated Energy Budget of Chromospheric Plasma in a Major

- Solar Flare Deduced from Multi-wavelength Observations. *Astrophys. J.*, **793**, 70.
- [76] Musset, S., Vilmer, N., and Bommier, V. (2015). Hard X-ray emitting energetic electrons and photospheric electric currents. *ArXiv e-prints*.
- [77] Nakajima, H., Nishio, M., Enome, S., and et al (1995). New Nobeyama Radio Heliograph. *Journal of Astrophysics and Astronomy Supplement*, **16**, 437.
- [78] Neupert, W. M., White, W. A., Gates, W. J., Swartz, M., and Young, R. M. (1969). X-ray and extreme ultraviolet (1 400 Å) spectroscopy of the sun, from OSO-III. *Solar Phys.*, **6**, 183–192.
- [79] Oreshina, A. V. and Somov, B. V. (2011). On the heat conduction in a high-temperature plasma in solar flares. *Astronomy Letters*, **37**, 726–736.
- [80] Oster, L. (1968). The Electrical Conductivity in the Sunspot Regions. *Solar Phys.*, **3**, 543–556.
- [81] Pesnell, W. D., Thompson, B. J., and Chamberlin, P. C. (2012). The Solar Dynamics Observatory (SDO). *Solar Phys.*, **275**, 3–15.
- [82] Petrosian, V. and Liu, S. (2004). Stochastic Acceleration of Electrons and Protons. I. Acceleration by Parallel-Propagating Waves. *Astrophys. J.*, **610**, 550–571.
- [83] Qiu, J., Gary, D. E., and Fleishman, G. D. (2009). Evaluating Mean Magnetic Field in Flare Loops. *Solar Phys.*, **255**, 107–118.
- [84] Ramaty, R. and Mandzhavidze, N. (1994). Theoretical models for high-energy solar flare emissions. In J. Ryan and W. T. Vestrand, editors, *High-Energy Solar Phenomena - a New Era of Spacecraft Measurements*, volume 294 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 26–44.
- [85] Rosner, R., Tucker, W. H., and Vaiana, G. S. (1978). Dynamics of the quiescent solar corona. *Astrophys. J.*, **220**, 643–645.

- 
- [86] Ryan, D. F., Milligan, R. O., Gallagher, P. T., Dennis, B. R., Tolbert, A. K., Schwartz, R. A., and Young, C. A. (2012). The Thermal Properties of Solar Flares over Three Solar Cycles Using GOES X-Ray Observations. *Astrophys. J. Suppl.*, **202**, 11.
- [87] Ryan, D. F., O’Flannagain, A. M., Aschwanden, M. J., and Gallagher, P. T. (2014). The Compatibility of Flare Temperatures Observed with AIA, GOES, and RHESSI. *Solar Phys.*, **289**, 2547–2563.
- [88] Sadykov, V. M., Vargas Dominguez, S., Kosovichev, A. G., Sharykin, I. N., Struminsky, A. B., and Zimovets, I. (2015). Properties of Chromospheric Evaporation and Plasma Dynamics of a Solar Flare from Iris. *Astrophys. J.*, **805**, 167.
- [89] Saint-Hilaire, P. and Benz, A. O. (2005). Thermal and non-thermal energies of solar flares. *Astron. Astrophys.*, **435**, 743–752.
- [90] Scherrer, P. H., Schou, J., Bush, R. I., and et al (2012). The Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) Investigation for the Solar Dynamics Observatory (SDO). *Solar Phys.*, **275**, 207–227.
- [91] Schou, J., Scherrer, P. H., Bush, R. I., and et al (2012). Design and Ground Calibration of the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) Instrument on the Solar Dynamics Observatory (SDO). *Solar Phys.*, **275**, 229–259.
- [92] Severnyi, A. B. (1957). Some Results of Investigations of Nonstationary Processes on the Sun. *Soviet. Astron.*, **1**, 668.
- [93] Sharykin, I., Liu, S., and Fletcher, L. (2014). Onset of Electron Acceleration in a Flare Loop. *Astrophys. J.*, **793**, 25.
- [94] Sharykin, I. N. and Kosovichev, A. G. (2014). Fine Structure of Flare Ribbons and Evolution of Electric Currents. *Astrophys. J. Letters.*, **788**, L18.

- 
- [95] Sharykin, I. N., Kosovichev, A. G., and Zimovets, I. V. (2015). Energy Release and Initiation of a Sunquake in a C-class Flare. *Astrophys. J.*, **807**, 102.
- [96] Sharykin, I. N., Struminskii, A. B., and Zimovets, I. V. (2015). Plasma heating to super-hot temperatures (higher than 30 MK) in the August 9, 2011 solar flare. *Astronomy Letters*, **41**, 53–66.
- [97] Smith, D. F. and Lilliequist, C. G. (1979). Confinement of hot, hard X-ray producing electrons in solar flares. *Astrophys. J.*, **232**, 582–589.
- [98] Smith, D. M., Lin, R. P., Turin, P., and et al (2002). The RHESSI Spectrometer. *Solar Phys.*, **210**, 33–60.
- [99] Somov, B. V. (1979). Classical and anomalous heat conduction in solar flares. *Pisma v Astronomicheskii Zhurnal*, **5**, 50–53.
- [100] Somov, B. V. and Kosugi, T. (1997). Collisionless Reconnection and High-Energy Particle Acceleration in Solar Flares. *Astrophys. J.*, **485**, 859–868.
- [101] Somov, B. V., Sermulina, B. J., and Spektor, A. R. (1982). Hydrodynamic response of the solar chromosphere to an elementary flare burst. II - Thermal model. *Solar Phys.*, **81**, 281–292.
- [102] Stenflo, J. O. (1994). *Solar Magnetic Fields - Polarized Radiation Diagnostics*. Kluwer Acad. Publ.
- [103] Svestka, Z. and Poletto, G. (1985). Hard X-ray images of possible reconnection in the flare of 21 May, 1980. *Solar Phys.*, **97**, 113–129.
- [104] Syrovatskii, S. I. and Shmeleva, O. P. (1972). Heating of Plasma by High-Energy Electrons, and Nonthermal X-Ray Emission in Solar Flares. *Soviet. Astron.*, **16**, 273.
- [105] Thomas, R. J., Crannell, C. J., and Starr, R. (1985). Expressions to determine temperatures and emission measures for solar X-ray events from GOES measurements. *Solar Phys.*, **95**, 323–329.

- 
- [106] Tsap, Y. T., Stepanov, A. V., and Kopylova, Y. G. (2012). Ambipolar diffusion and magnetic reconnection. *Astronomy Reports*, **56**, 138–145.
- [107] Tsuneta, S. (1997). Moving Plasmoid and Formation of the Neutral Sheet in a Solar Flare. *Astrophys. J.*, **483**, 507–514.
- [108] Tsuneta, S. and Naito, T. (1998). Fermi Acceleration at the Fast Shock in a Solar Flare and the Impulsive Loop-Top Hard X-Ray Source. *Astrophys. J. Letters.*, **495**, L67–L70.
- [109] Veronig, A. M. and Brown, J. C. (2004). A Coronal Thick-Target Interpretation of Two Hard X-Ray Loop Events. *Astrophys. J. Letters.*, **603**, L117–L120.
- [110] Veronig, A. M., Brown, J. C., Dennis, B. R., Schwartz, R. A., Sui, L., and Tolbert, A. K. (2005). Physics of the Neupert Effect: Estimates of the Effects of Source Energy, Mass Transport, and Geometry Using RHESSI and GOES Data. *Astrophys. J.*, **621**, 482–497.
- [111] Vishniac, E. T. and Lazarian, A. (1999). Reconnection in the Interstellar Medium. *Astrophys. J.*, **511**, 193–203.
- [112] White, S. M., Thomas, R. J., and Schwartz, R. A. (2005). Updated Expressions for Determining Temperatures and Emission Measures from Goes Soft X-Ray Measurements. *Solar Phys.*, **227**, 231–248.
- [113] Wöger, F., von der Lühe, O., and Reardon, K. (2008). Speckle interferometry with adaptive optics corrected solar data. *Astron. Astrophys.*, **488**, 375–381.
- [114] Woods, T. N., Eparvier, F. G., Hock, R., and et al (2012). Extreme Ultraviolet Variability Experiment (EVE) on the Solar Dynamics Observatory (SDO): Overview of Science Objectives, Instrument Design, Data Products, and Model Developments. *Solar Phys.*, **275**, 115–143.

- 
- [115] Xu, Y., Cao, W., Jing, J., and Wang, H. (2012). Characteristic Size of Flare Kernels in the Visible and Near-infrared Continua. *Astrophys. J. Letters.*, **750**, L7.
- [116] Zaitsev, V. V. and Stepanov, A. V. (2015). Particle Acceleration and Plasma Heating in the Chromosphere. *Solar Phys.*.
- [117] Zharkov, S., Green, L. M., Matthews, S. A., and Zharkova, V. V. (2013). Properties of the 15 February 2011 Flare Seismic Sources. *Solar Phys.*, **284**, 315–327.
- [118] Zharkova, V. V. and Gordovskyy, M. (2006). The Effect of the Electric Field Induced by Precipitating Electron Beams on Hard X-Ray Photon and Mean Electron Spectra. *Astrophys. J.*, **651**, 553–565.
- [119] Zharkova, V. V. and Zharkov, S. I. (2007). On the Origin of Three Seismic Sources in the Proton-rich Flare of 2003 October 28. *Astrophys. J.*, **664**, 573–585.
- [120] Zimovets, I. and Struminsky, A. (2012). Non-thermal "Burst-on-Tail" of Long-Duration Solar Event on 26 October 2003. *Solar Phys.*, **281**, 749–763.
- [121] Zimovets, I. V., Kuznetsov, S. A., and Struminsky, A. B. (2013). Fine structure of the sources of quasi-periodic pulsations in "single-loop" solar flares. *Astronomy Letters*, **39**, 267–278.