

НАБЛЮДЕНИЕ ГЕЛИОСЕЙСМИЧЕСКИ АКТИВНОЙ СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ С МАЛЫМ ПОТОКОМ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДО 50 КЭВ

© 2024 г. И. Н. Шарыкин^{1,*}, И. В. Зимовец¹, А. Г. Косовичев², И. И. Мышьяков³

¹ Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

² Технологический институт Нью-Джерси, Ньюарк, США

³ Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия

Поступила в редакцию 01.10.2023 г.

После доработки 28.11.2026 г.; принята к публикации 26.12.2023 г.

Рассматривается солнечная вспышка класса M1.1, произошедшая 5 июля 2012 г. в 06:49 UT. Событие уникально тем фактом, что в нем было обнаружено гелиосейсмическое возмущение, несмотря на малый поток жесткого рентгеновского излучения в диапазоне 25–50 кэВ и очень мягкий спектр по данным RHESSI. Как правило, большинство известных солнцетрясений детектировалось в солнечных вспышках с большими потоками жесткого рентгеновского излучения на высоких энергиях (как минимум до 100–300 кэВ). Рассматриваемое событие противоречит популярной гипотезе о генерации солнцетрясений пучками ускоренных электронов высоких энергий. Анализ доступных рентгеновских спектров по данным RHESSI показывает, что их можно объяснить двумя способами. Рентгеновский спектр в диапазоне 25–50 кэВ объясняется степенным распределением ускоренных электронов с индексом 7–9, либо наличием сверхгорячей плазмы с температурой $T \sim 30\text{--}60$ МК. В том и другом случае мы имеем дело с электронами относительно низких энергий, которые либо являлись причиной генерации солнцетрясения, либо их следует рассматривать как вторичное (сопутствующее) явление по отношению к истинной причине фотосферного возмущения. Впервые для гелиосейсмически активной солнечной вспышки приводятся результаты совместного анализа рентгеновских и микроволновых спектров. Анализ показывает, что спектры в обоих диапазонах, могут хорошо объясняться излучением сверхгорячей замагниченной плазмы, а не ускоренными электронами с мягким спектром. Но также возможно объяснение спектров при рассмотрении ускоренных электронов, частично захваченных в магнитную ловушку. Получены оценки параметров тепловой плазмы, ускоренных электронов, потоков энергий различных видов. Проведен анализ динамики ультрафиолетовых и рентгеновских источников излучения. Также приводится анализ структуры магнитного поля по векторным магнитограммам и нелинейной бессиловой экстраполяции коронального магнитного поля. Обсуждаются механизмы генерации гелиосейсмического возмущения во время данной солнечной вспышки. Вероятно, эруптивный процесс мог быть как первичной, так и вторичной причиной солнцетрясения. Появление сверхгорячей плазмы в короне могло привести к формированию распространяющихся тепловых фронтов в нижние слои солнечной атмосферы, где возбуждаются гелиосейсмические волны. Анализ не позволяет исключать и возможность генерации солнцетрясения ускоренными электронами с мягким спектром.

Ключевые слова: солнечные вспышки, солнцетрясения, гелиосейсмические возмущения, рентгеновское излучение, ускоренные электроны, фотосфера, ультрафиолетовое излучение, микроволновое излучение, эрупция, квазипериодические пульсации.

DOI: 10.31857/S0320010824030051, EDN: NSADKG

ВВЕДЕНИЕ

Энерговыделение солнечных вспышек на уровне фотосферы в виде солнцетрясений (или гелиосейсмических волн) можно отнести к ряду слабо понимаемых явлений в современной физике Солнца. Солнцетрясения, наблюдаемые

на доплерограммах как расходящиеся из компактных возмущений концентрические волны (часто анизотропные), впервые были открыты Косовичевым, Жарковой (1998) по данным MDI (Michelson Doppler Imager, Шеппер и др., 1995) на борту космического аппарата SOHO (Solar Orbital Heliospheric Observatory, Доминго и др., 1995). С тех пор исследования солнцетрясений продолжают

* Электронный адрес: ivan.sharykin@phystech.edu

носить фрагментарный, не систематический характер (по сравнению с другими вспышечными явлениями) и не являются точкой пристального внимания научного сообщества. При этом в работе Шарыкина, Косовичева (2020) на базе составленного каталога гелиосейсмически активных солнечных вспышек 24-го цикла солнечной активности было показано, что солнцетрясения не являются исключительно редкими. Примерно каждая пятая вспышка M и X класса или каждая вторая вспышка с фотосферным возмущением характеризуется появлением гелиосейсмических волн. Поэтому генерацию гелиосейсмических возмущений следует детально исследовать (вне экзотического статуса) наравне с другими проявлениями вспышек. Исследование гелиосейсмического канала энерговыделения солнечных вспышек в контексте других их проявлений позволит лучше понять природу вспышек в целом.

Центральным вопросом физики солнцетрясений является природа их генерации, а также отличие морфологии гелиосейсмически активных солнечных вспышек от вспышек без каких-либо фотосферных возмущений. Наиболее полный обзор наблюдательных свойств солнцетрясений и теории их генерации можно найти в работах Донеа (2011) и Косовичева (2015). На сегодняшний день существует ряд гипотез, претендующих на возможное объяснение причин генерации фотосферного возмущения, в результате которого акустические волны, проходя через неоднородную по температуре конвективную зону Солнца (рефракция лучей), проявляются в виде волновых возмущений на уровне фотосферы Солнца с определенной пространственно-временной зависимостью распространения.

Наиболее популярная гипотеза генерации солнцетрясения предполагает, что оно возникает в результате быстрого нагрева фотосферы инжектируемыми ускоренными электронами (Косовичев, Жаркова, 1995; Косовичев, 2006; Шарыкин и др., 2017). Моделирование солнцетрясений, проведенное Стефаном, Косовичевым (2020), показало, что по крайней мере половина изученных событий согласуется с гипотезой электронного пучка. Также связь гелиосейсмически активных вспышек с повышенными потоками ускоренных электронов косвенно (через эффект Нойперта, Ньуперт, 1968) подтверждается хорошей корреляцией энергии солнцетрясений с максимальным значением производной мягкого рентгеновского излучения по данным GOES (Шарыкин, Косовичев, 2020). С точки зрения теории еще более мощными агентами инициации солнцетрясений могут быть ускоренные протоны (Садыков и др., 2024). Возмущение давления, необходимое для генерации волн солнцетрясений, может быть результатом нагрева фотосферы потоками ультрафиолетового

излучения из хромосферы (Донеа, 2011). Вариации магнитного поля также предполагаются триггером сильных фотосферных возмущений. Например, импульс фотосферной плазмы может передаваться за счет градиента давления (из-за эрупции магнитного жгута, например, Жарков и др., 2011; Жарков и др., 2013) или за счет импульсной силы Лоренца (Хадсон и др., 2008; Фишер и др., 2012; Альвардо-Гомез и др., 2012; Бурцева и др., 2015; Рассел и др., 2016). Быстрая диссипация электрических токов в нижних слоях солнечной атмосферы обсуждалась в качестве вероятной причины солнцетрясения в работах (Шарыкин и др., 2015a; Шарыкин и др., 2015b). Также, нельзя исключать варианта одновременного действия разных механизмов, и то, что их вклад может изменяться во время развития вспышки.

В рамках теории о формировании начального фотосферного возмущения ускоренными электронами есть ряд некоторых предположений. Во-первых, мы ожидаем пространственное соответствие между фотосферными возмущениями и источниками жесткого рентгеновского излучения (Косовичев, 2006; Шарыкин и др., 2017). Статистических исследований данного факта не существует на сегодняшний день. Однако есть наблюдения, когда мы не видим четкого соответствия очага солнцетрясения и наиболее яркого источника жесткого рентгеновского излучения (см., например, Шарыкин и др., 2015; Косовичев, Секи, 2007). Во-вторых, часто исследователи предполагают, что существует большое количество высокоэнергичных электронов, обладающих высокой способностью проникновения в нижние слои солнечной атмосферы. Например, в работе Буитраго-Касас и др. (2015) рассматриваются вспышки, в которых жесткое рентгеновское излучение регистрировалось на энергиях выше 50 кэВ. Анализ вспышек с жестким рентгеном до энергий несколько сотен кэВ проводили в статистической работе Ву и др. (2023). В связи с этим возникает вопрос: существуют ли примеры гелиосейсмически активных вспышек с жестким рентгеновским излучением менее 50 кэВ (либо вообще когда оно не наблюдается имеющимися детекторами)? В случае, если мы находим такое событие, возникают сомнения о принципиальной важности ускоренных нетепловых электронов высоких энергий ($> \sim 50$ кэВ) для генерации солнцетрясений. Возможно, что истинная причина солнцетрясений не связана напрямую с ускоренными электронами, которые могут быть лишь вторичным (сопутствующим) эффектом энерговыделения вспышки.

Анализ каталога SQ24 (Шарыкин, Косовичев, 2020) позволил найти уникальную солнечную вспышку M1.1 класса, произошедшую в активной области (АО) NOAA 11515 5 июля 2012 г. в 06:49 UT, в которой наблюдались гелиосейсмические

волны, но при этом был зарегистрирован малый поток жесткого рентгеновского излучения до 50 кэВ. Находка такой вспышки уже является научным результатом. Однако в рамках данной статьи мы будем решать следующие задачи, касающиеся природы солнцетрясения в найденной вспышке:

- анализ рентгеновского и микроволнового спектра с целью определения параметров тепловой плазмы и ускоренных электронов во вспышечной области;
- определение кинематики источников излучения в различных диапазонах электромагнитного спектра во вспышечной области;
- определение магнитной топологии вспышечной области и сравнение с наблюдаемыми рентгеновскими и УФ-источниками излучения.

Статья состоит из пяти разделов, не считая введения. Следующий раздел посвящен общему описанию выбранной вспышки, солнцетрясения, структуры фотосферного магнитного поля и используемых данных наблюдений. Последующие три раздела описывают отдельные аспекты вспышечного энерговыделения: ультрафиолетовое, рентгеновское и микроволновое излучение; кинематика УФ-структур; экстраполяция магнитного поля. В конце приведены основные результаты и их обсуждение.

ОПИСАНИЕ СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ, СОЛНЦЕТРЯСЕНИЯ И ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ДАННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

Авторами настоящей статьи выбранная солнечная вспышка рассматривалась в работе Зимовец и др. (2021) в контексте исследования квазипериодических пульсаций рентгеновского излучения в “трехленточной” топологии без какой-либо привязки к солнцетрясениям. В работе был сделан подробный анализ рентгеновских спектров и экстраполяции магнитного поля в нелинейном бессловом приближении (NLFFF – non-linear force free field), выявившего специфическую геометрию коронального магнитного поля. Далее мы будем систематически ссылаться на некоторые результаты анализа из цитируемой работы. Рассмотрим общие характеристики вспышки и наблюдавшегося солнцетрясения.

На рис. 1а показаны темпы счета рентгеновского излучения по данным RHESSI (Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager, Лин и др., 2002) в трех энергетических диапазонах: 6–12, 12–25 и 25–50 кэВ. Видно, что поток излучения 25–50 кэВ крайне мал и составляет над фоном примерно 20 отсчетов в секунду. Все три временных профиля рентгеновского излучения имеют двухгорбый вид. Кривая 25–50 кэВ согласуется в рамках эффекта Нойперта (Ньюперт, 1968) с временной

производной для двух более низкоэнергичных диапазонов энергий (кривые не показываем из-за их сильной шумности, чтобы не замазать 25–50 кэВ). Однако профиль 25–50 кэВ по RHESSI не совпадает с временной производной GOES 1–8 Å на рис. 1с, опережая ее примерно на 20 секунд (при похожей форме). Данные наблюдения могут свидетельствовать в пользу того, что энергичные электроны инжектируются в хромосферу, инициируя хромосферное испарение и соответствующее увеличение потоков теплового мягкого рентгеновского излучения из короны. Однако, с нашей точки зрения данный сценарий можно пересмотреть в рамках тепловой модели (см. следующий раздел).

Несмотря на очень малый поток жесткого рентгеновского излучения 25–50 кэВ данная вспышка сопровождалась фотосферным откликом, видимым на доплерограммах HMI (Шерпер и др., 2012) на борту космического аппарата SDO (Песнелл и др., 2012). Данные возмущения скорости по лучу зрения показаны красными контурами, наложенными на карты вертикального (рис. 1b1) и горизонтального магнитного поля (рис. 1b2), построенные по векторным магнитограммам HMI. Наиболее мощные возмущения выглядят в виде ряда относительно компактных ядер, расположенных вблизи нейтральной линии (НЛ) в сильных горизонтальных магнитных полях 500–1000 Гс. Одна часть ядер локализована вблизи δ-пятна, а три других ядра – в южной полутени крупного пятна положительной полярности на северо-западе активной области.

Данные фотосферные возмущения являлись причиной солнцетрясения. Другие области фотосферных возмущений (расположенные южнее) не проявили себя с точки зрения гелиосейсмической активности. Метод акустической голографии не позволил найти достоверный сигнал на уровне трех сигм (гистограмма на рис. 1с) в районе наблюдавшихся фотосферных возмущений (показан штриховым контуром на рис. 1d). Есть только намек на некоторое возрастание, чей центр масс на временной шкале соответствует вспышке. В каталоге SQ24 солнцетрясение было надежно зарегистрировано двумя методами: визуальным – на основе фильма, сделанного из временной последовательности доплерограмм (см. дополнительные материалы к настоящей статье), а также методом построения диаграмм время – расстояние рис. 1f–e. В последнем случае диаграмма строилась путем усреднения в секторе (см. подробнее Шарыкин, Косовичев, 2020) для точки в районе сильного фотосферного возмущения (вершина желтого угла на рис. 1d). Наблюдавшееся волновое возмущение на диаграмме полностью соответствует стандартному характеру (желтая штриховая теоретическая кривая в рамках геометрической оптики) распространения гелиосейсмической волны солнцетрясения.

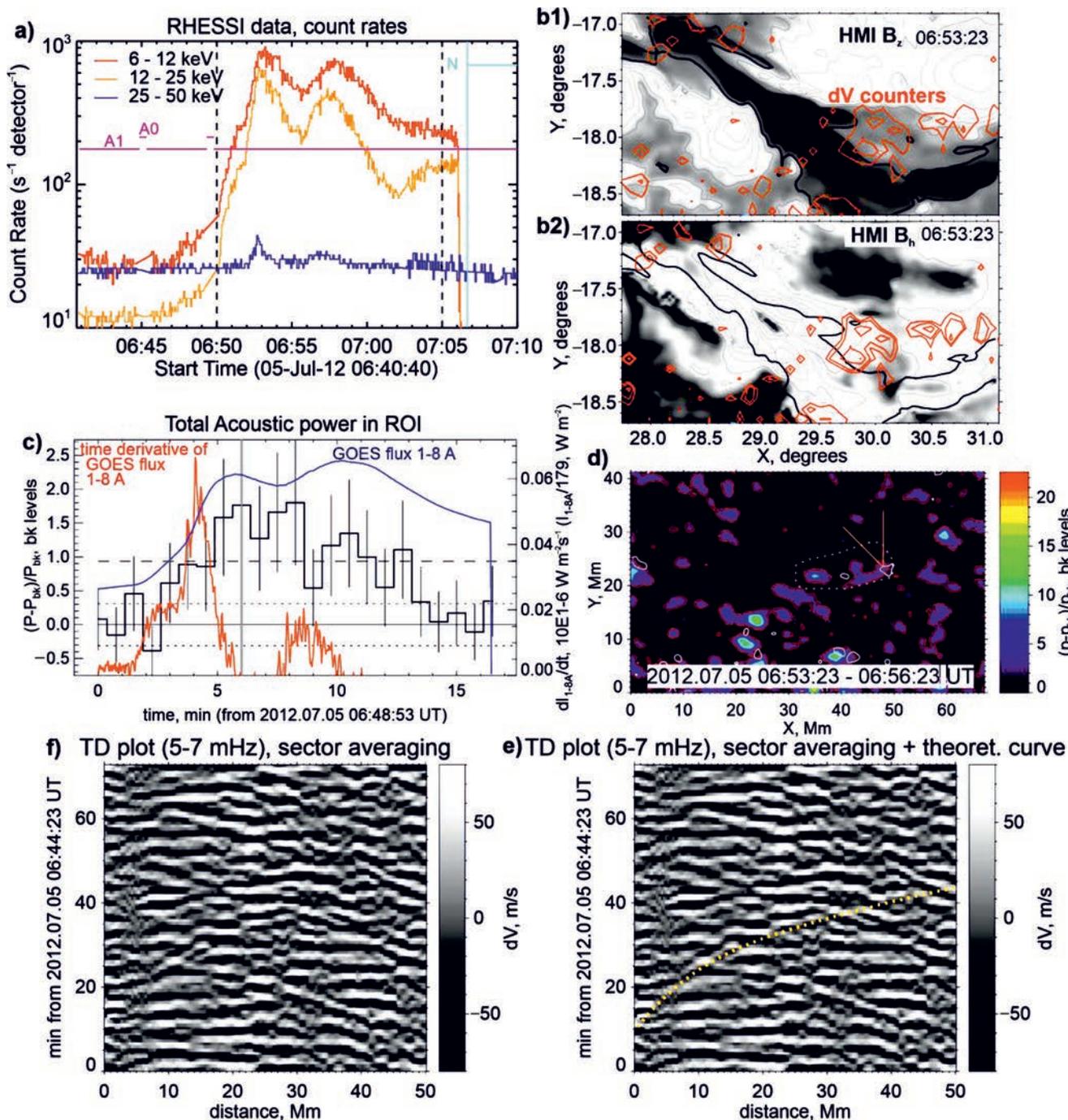


Рис. 1. Темпы счета по данным рентгеновского телескопа RHESSI в трех энергетических диапазонах показаны на панели (a). Красными контурами на (b) показаны возмущения скорости по лучу зрения на доплерограммах HMI, а черная линия – это НЛ. Черно-белая подложка на (b1) и (b2) соответствует картам вертикального и горизонтального магнитного поля, полученным из векторных магнитограмм HMI. Временной профиль динамики полной акустической мощности солнцетрясения (полученной с помощью метода гелиосейсмической голографии) показан черной гистограммой на панели (c). Черная линия на (c) показывает ноль, а штриховые – уровни 1 и 3 сигма. Синим цветом показан поток рентгеновского излучения 1–8 Å по данным GOES, а производная обозначена красным цветом. Карта пространственного распределения акустической мощности приведена на (d), где штрих-пунктир ограничивает область, в которой мы считали акустическую энергию, показанную на (c). Белые контуры указывают возмущения доплеровской скорости. Желтые прямые линии ограничивают сектор усреднения для построения диаграмм время–расстояние (f–e), демонстрирующих распространение волн солнцетрясения. Желтый штрихпунктир (e) указывает теоретическую кривую распространения гелиосейсмической волны в рамках геометрической оптики. На (f) и (e) показаны абсолютно одинаковые диаграммы.

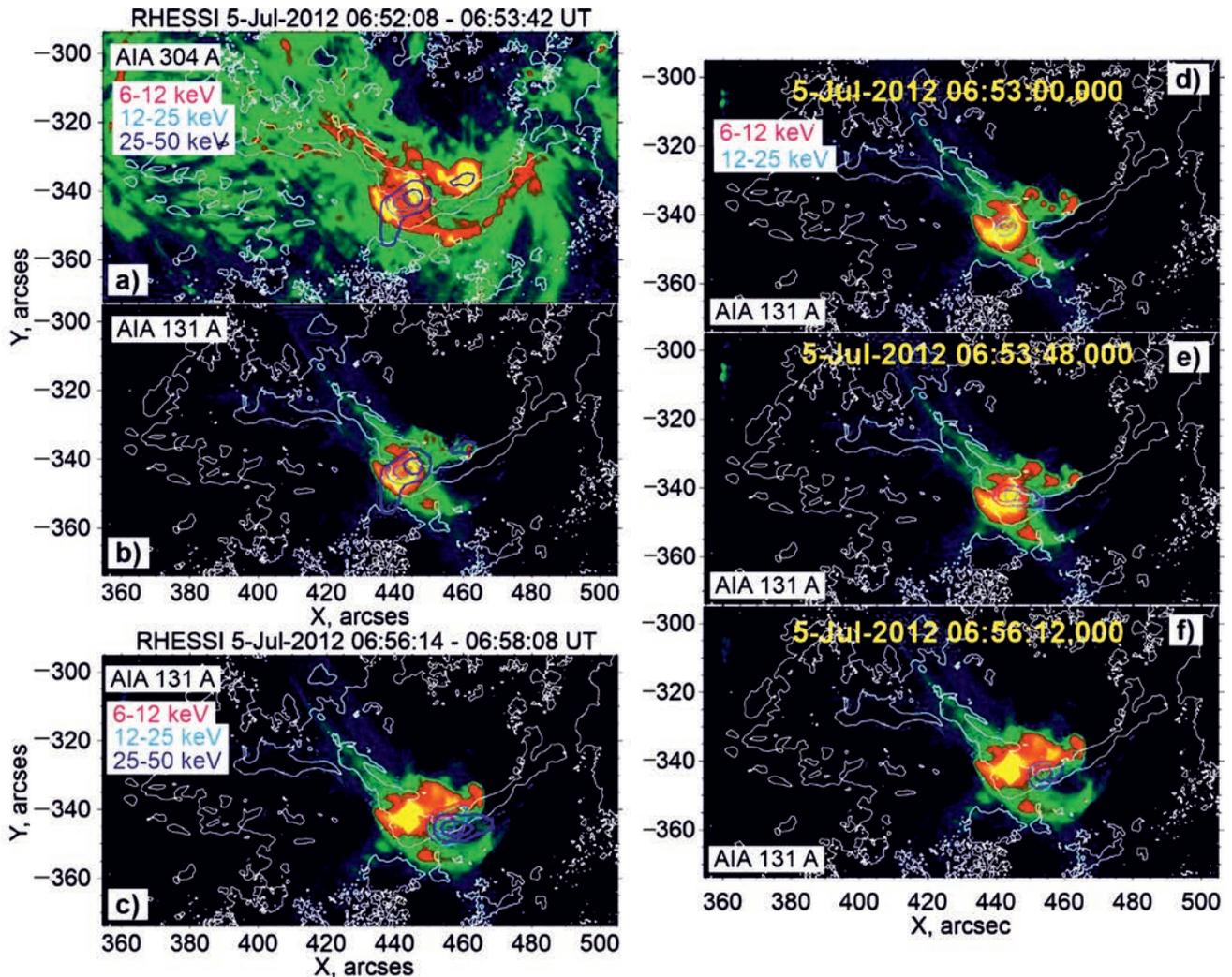


Рис. 2. Сравнение ЭУФ карт AIA 304 Å (a) и 131 Å (b)–(f) с рентгеновскими картами по данным RHESSI в разных диапазонах энергий (указаны соответствующим текстом на панелях): 6–12 (a)–(f), 12–25 (a)–(f) и 25–50 кэВ (a)–(c). Карты показывают пять разных моментов времени. Для панелей (a) и (b) показаны изображения для одного интервала времени.

В следующих разделах статьи мы переходим к анализу разных типов излучения с целью получения информации о различных каналах энерговыделения вспышки и оценки их возможной связи с генерацией солнцетрясения.

АНАЛИЗ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В этой работе мы используем данные рентгеновских наблюдений RHESSI с целью определения параметров тепловой вспышечной плазмы и ускоренных электронов. Восстановленные методом CLEAN рентгеновские источники излучения в разных диапазонах энергий показаны на рис. 2 (a–f: 6–12 и 12–25 кэВ; a–c: 25–50 кэВ) в виде цветных контуров, наложенных на ЭУФ изображения инструмента Atmospheric Imaging Assembly (AIA, Лемен и

др., 2012) на борту SDO в двух каналах: 304 (рис. 2a) и 131 Å (рис. 2b–f). Белым контуром мы нанесли положение НЛ, посчитанной по векторной магнитограмме НМИ. ЭУФ карты показывают, что вспышка имеет трехленточную морфологию (подробнее в Зимовец и др., 2021), лучше всего видную на рис. 2a. Трех лентам, локализованным вблизи НЛ, соответствует две аркады компактных петель (рис. 2c–f). Заметим, что северная аркада обладает тонкой пространственной структурой: множество уярчений с характерным размером 1–5 угл. сек, соответствующих основаниям корональных магнитных петель. Вблизи данных источников ЭУФ-излучения мы наблюдали генерацию солнцетрясения.

На рис. 2a–c мы показываем рентгеновские источники, полученные интегрированием по двум длительным интервалам времени с целью получить

изображение в самом “жестком” доступном диапазоне энергий 25–50 кэВ, для которого характерны малые потоки фотонов (рис. 1а, интервалы времени в районе двух пиков темпа счета). Первый интервал времени характеризуется сложной структурой источника 25–50 кэВ. Центры яркости расположены вблизи лент около НЛ и, скорее всего, соответствуют основаниям магнитных петель, но эффект проекции не позволяет сделать надежные выводы. Не исключено, что наиболее яркий центроид источника 25–50 кэВ может соответствовать корональной области между двумя аркадами петель (Зимовец и др., 2021). Также, видно, что наиболее яркая часть источника 25–50 кэВ смещена относительно контуров 6–12 и 12–25 кэВ, лежащих между двумя лентами и НЛ. Важно, что северный слабый источник 25–50 кэВ совпадает с самым ярким возмущением в 304 Å, где наблюдается тонкая пространственная структура горячих магнитных петель в 131 Å (b). В случае второго периода времени (рис. 2с) мы видим, что вытянутый источник 25–50 кэВ частично совпадает с 6–12 и 12–25 кэВ источниками. В данном случае рентгеновское излучение, вероятно, генерируется в короне во всех диапазонах энергий, и мы не можем отождествить рентгеновские источники со вспышечными лентами.

На рис. 2d–f показана динамика источников рентгеновского излучения в диапазонах 6–12 и 12–25 кэВ, восстановленных в узких 12-секундных временных интервалах. Здесь мы отчетливо видим перемещение источников вправо (с востока на запад) и изменение их формы. Более точные количественные характеристики их динамики мы рассмотрим ниже.

Далее мы будем рассматривать результаты анализа рентгеновских спектров. Ранее, в работе Зимовец и др. (2021) был проведен подробный анализ рентгеновских спектров и динамики рентгеновских источников для данного события. Тем не менее, мы частично повторим сделанную работу и проведем визуализацию результатов в контексте исследования солнцетрясения. На рис. 3 показаны результаты аппроксимации рентгеновских спектров, а также характеристик источников рентгеновского излучения в сравнении с динамикой фотосферного возмущения. Так как мы не можем получить достоверные оценки энергии солнцетрясения методом акустической голографии (см. предыдущую главу и рис. 1с–d), то мы будем непосредственно использовать доплерограммы НМІ, чтобы проиллюстрировать динамику фотосферного возмущения. Причем возмущения на доплерограммах не отображают реальной скорости плазмы количественно, поскольку в пересыщенных пикселях НМІ мы наблюдаем неверные расчеты скорости по лучу зрения из-за искажения профиля линии Fe I. Поэтому далее мы будем использовать площадь пересыщенных пикселей на Допплерограммах как

количественный параметр масштаба фотосферного возмущения (см. гистограммы на рис. 3b,h).

На рис. 3а–е приведены результаты аппроксимации временной последовательности рентгеновских спектров в рамках двух моделей: одноплатурная тепловая и нетепловая модель “толстой мишени” (см. пример аппроксимации на рис. 3f: красный и синий), Браун (1971); двухтемпературная модель без нетепловой компоненты (см. рис. 3f: красный и оранжевый). Важно, что обе модели дают аппроксимации рентгеновских спектров с примерно одинаковым качеством по критерию χ^2 (расхождение аппроксимации с данным менее 3σ для любого временного интервала). В первом случае рассматриваются пять свободных параметров: мера эмиссии, температура плазмы, полный поток ускоренных электронов выше низкоэнергетической границы, степенной индекс ускоренных электронов, низкоэнергетическая граница (колеблется в диапазоне 18–21 кэВ). В двухтемпературном приближении рассматриваются четыре параметра: две меры эмиссии и температуры (горячая и сверхгорячая плазма). Заметим, что оба подхода дают практически одинаковые температуры для одной компоненты (например, рис. 3с–d; также показано красным для обеих моделей на рис. 3f). Результаты аппроксимации визуализируются как сравнение двух моделей: сопоставляется динамика параметров рентгеновского спектра с динамикой фотосферного возмущения, показанного серой гистограммой на рис. 3b. Заметим, что масштаб фотосферного возмущения не соответствует пикам температуры и максимуму потока ускоренных электронов. Для параметров сверхгорячей плазмы в рамках двухтемпературного приближения (рис. 3а,b), а также для жесткости спектра ускоренных электронов (рис. 3а) мы не нашли ярких особенностей поведения временных профилей в районе максимума фотосферного возмущения. Однако заметим, что пульсации температуры (30–60 МК), меры эмиссии (10^{45} – 10^{46} см⁻³) сверхгорячей плазмы или жесткости спектра (7–9) ускоренных электронов в спектре выше 25 кэВ возникли именно во время развития фотосферного возмущения. Другими словами, фотосферное возмущение развивалось синхронно с эпизодическими актами энерговыделения в виде появления экстремально нагретой плазмы (вплоть до 60 МК). Либо солнцетрясение возникло во время ускорения электронов с квазипериодической модуляцией жесткости спектра. Эти два процесса могут быть связаны причинно-следственной связью, либо быть вторичным процессом по отношению к другому физическому процессу, например, эрупции, ответственной за динамику источников излучения в разных диапазонах длин волн.

Ранее в Зимовец и др. (2021) обсуждалось, что пульсации, скорее всего, связаны с перемещением области первичного энерговыделения вдоль

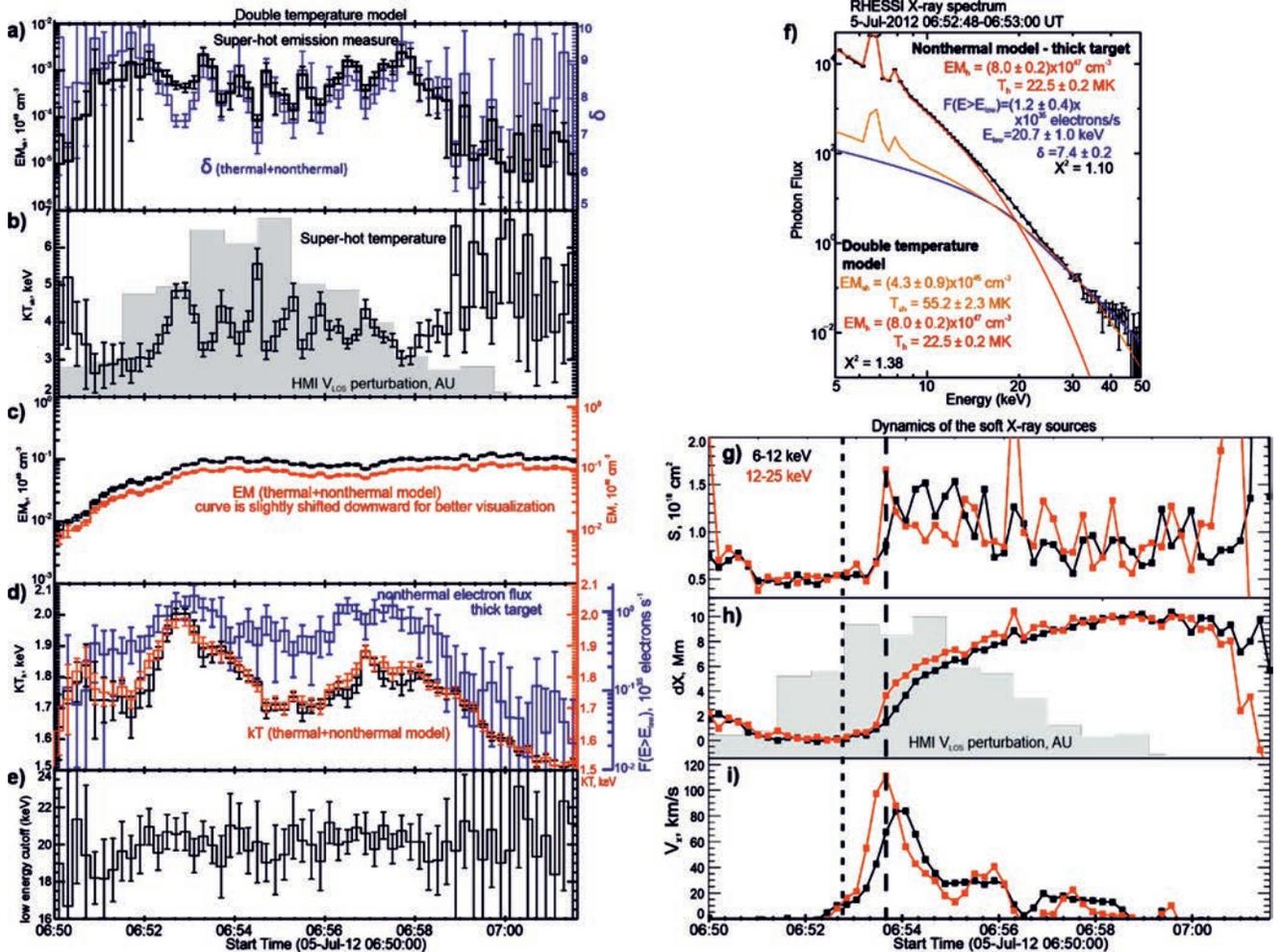


Рис. 3. Результаты аппроксимации временной последовательности рентгеновских спектров (a)–(e) в двух приближениях: 1) двухтемпературное; 2) однотопературное и модель толстой мишени. Пример спектра, аппроксимированного в двух приближениях, показан на (f). Динамика источников мягкого рентгеновского излучения показана для двух диапазонов энергий: 6–12 (черный) и 12–25 кэВ (красный): (g) площадь источников; (h) смещение источников по гелиопроеctionной координате X (с востока на запад); (i) X-компонента скорости источников.

центральной части двойной аркады магнитных петель трехленточной вспышки. В частности, асимметричная эрупция может быть триггером таких переменяющихся актов энергосвободения. На рис. 3g–i мы сравниваем динамику площади фотосферного возмущения с параметрами динамики источников рентгеновского излучения 6–12 и 12–25 кэВ. Вблизи максимума фотосферного возмущения мы наблюдаем быстрое расширение размеров от 0.5×10^{18} до $1.5 \times 10^{18} \text{ cm}^2$ и смещение обоих источников (максимум на 10 Мм) от первоначального месторасположения, пик скорости (до 100 км/с), а также опережение источника 6–12 кэВ источником 12–25 кэВ (максимальное относительное смещение центра масс составляло примерно 2 Мм). Данные наблюдательные факты свидетельствуют о возможной прямой или косвенной роли эруптивного процесса в развитии фотосферного возмущения. Прежде чем изучить движения магнитных структур

во вспышечной области, мы обсудим микроволновые данные и их согласованность с рентгеновскими наблюдениями в следующем разделе.

АНАЛИЗ МИКРОВОЛНОВОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ

В данном разделе мы рассмотрим микроволновые многочастотные данные с целью оценки параметров тепловой плазмы и ускоренных электронов. Важно понять, насколько физика формирования рентгеновского спектра соответствует природе микроволнового спектра. Кроме этого, анализ радиоданных позволяет определить характерные величины магнитных полей в области радиоисточника. Отметим, что в данном разделе мы рассмотрим микроволновые спектры с точки зрения предположения о свободном распространении электронов в магнитных петлях (подробнее далее в тексте).

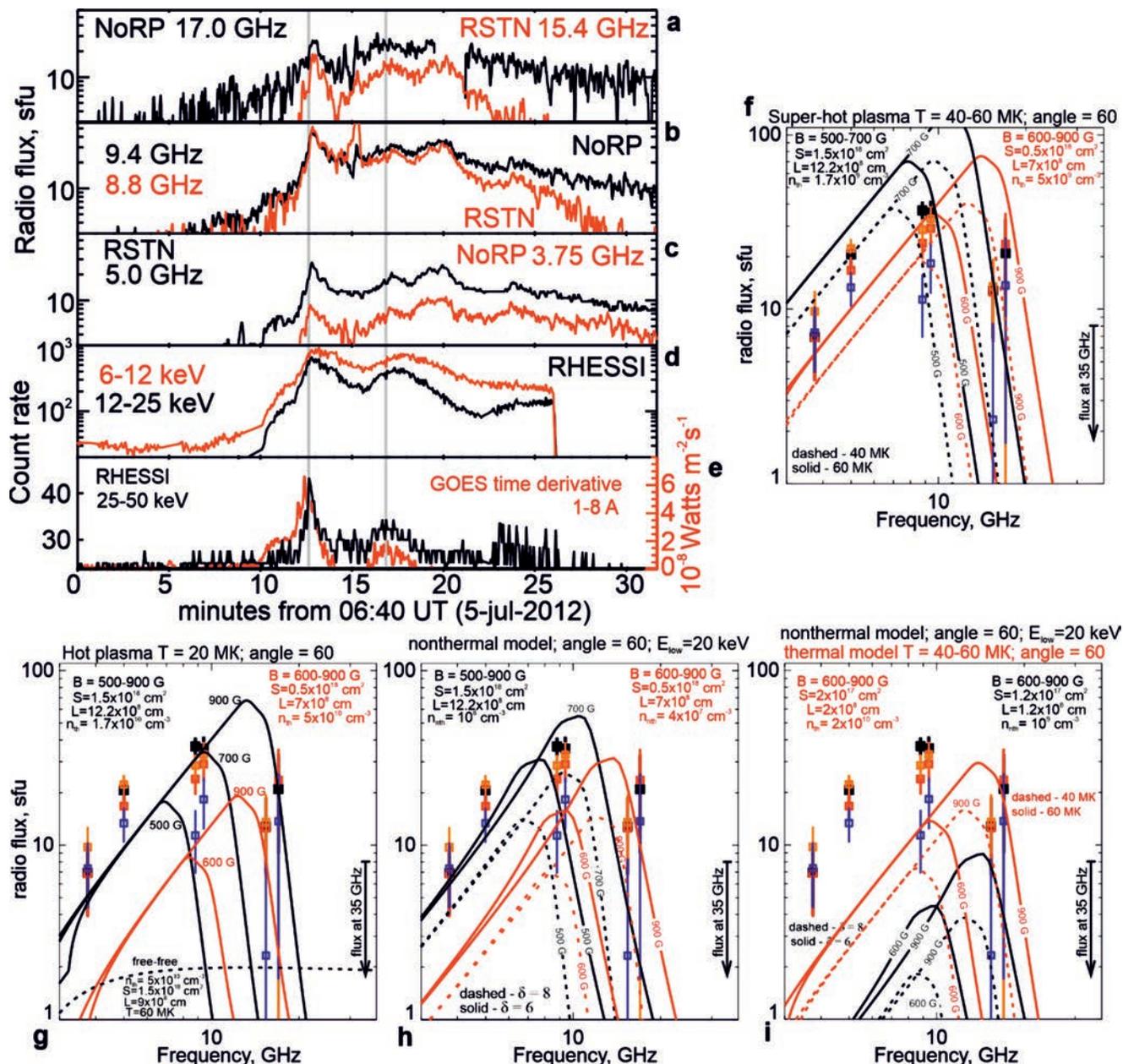


Рис. 4. Анализ микроволнового радиоизлучения по данным NoRP и RSTN. Показаны временные профили NoRP и RSTN (a)–(c) в сравнении с данными RHESI (d)–(e) и временной производной потока рентгеновского излучения 1–8 Å по данным GOES (красный цвет на (e)). Панели (f)–(i) показывают микроволновые спектры (точки с ошибками) для четырех моментов времени (10, 12, 17 и 20 мин на (a)–(e)): синий, черный, красный и оранжевый). Модельные спектры однородных источников показаны сплошными или штриховыми линиями. Параметры источников подписаны непосредственно на панелях.

Для исследуемого события недоступны радиозображения обсерватории NoRH (Nobeyama RadioHeliograph), поэтому мы будем рассматривать только микроволновые временные профили и спектры (параметр Стокса I) по данным Radio Solar Telescope Network (RSTN; частоты 5, 8.8 и 15.4 ГГц) и Nobeyama Radio Polarimeters (NoRP; частоты 3.75, 9.4 и 17 ГГц), показанные на рис. 4a–c. Кривые потоков радиоизлучения сравниваются с темпом счета RHESI 6–25 кэВ (рис. 4d) и 25–50 кэВ

(рис. 4e), а также с временной производной потока излучения 1–8 Å по GOES (рис. 4e). По данным наблюдений параметра Стокса V спектрополяриметром NoRP мы не нашли всплывающего отклика. Максимальное значение потока радиоизлучения достигается в районе 9 ГГц. Заметим, что рентгеновские данные по форме временных профилей во многом похожи на радиоданные. Однако после первого пика микроволновые временные профили становятся более изрезанными по сравнению с

рентгеновским излучением. Данные различия, вероятно, могут быть связаны с особенностями переноса ускоренных частиц (эти эффекты мы обсудим ниже перед выводами и обсуждением).

На остальных панелях рисунка мы показываем результаты моделирования микроволнового спектра в сравнении со спектрами NoRP+RSTN. Заметим, что микроволновые спектры имеют сильный завал на высоких частотах. Спектр достаточно широкий, что указывает на неоднородность радиоисточника (Флейшман и др., 2018). Высокочастотный завал спектра может свидетельствовать в пользу тепловой природы радиоизлучения или очень мягкого спектра ускоренных электронов. Также мы дополнительно показываем предел на поток на частоте 35 ГГц, оцененный по шуму (вспышечного всплеска не видно на этой частоте). Моделировать неоднородность мы будем, используя комбинации однородных источников. Модель радиоизлучения мы строим с помощью быстрых гиросинхротронных кодов (Флейшман, Кузнецов, 2010) и сравниваем ее со спектрами для четырех пиков микроволнового временного профиля (разноцветные точки на рис. 4f–i): примерно 10, 12, 17 и 20 мин на рис. 4a–e (синий, черный, красный и оранжевый). Погрешности потока (для спектров) оцениваются по шумовой дорожке перед вспышкой как три стандартных отклонения.

В качестве параметров излучающего однородного источника мы рассматриваем параметры тепловой плазмы и нетепловых электронов, полученных при аппроксимации рентгеновских спектров. Геометрические размеры мы оцениваем по рентгеновским и ЭУФ-изображениям. Другими словами, мы рассматриваем интерпретацию микроволнового спектра только в рамках предположения согласованности физической природы рентгеновского излучения и радиоизлучения. Мы исключаем из рассмотрения возможность наличия тепловой плазмы и ускоренных частиц, формирующих микроволновое излучение и никак не отображающихся в рентгеновских данных.

На рис. 4f показаны смоделированные спектры для плазмы со “сверхгорячей” температурой 40–60 МК (рис. 3b). Мы брали различные значения магнитного поля в диапазоне 500–900 Гс, при угле вектора магнитного поля к лучу зрения 60 градусов. Значение угла выбрано достаточно произвольно: по точечным измерениям направления магнитного поля во вспышечной области. Данные величины магнитных полей подобраны так, чтобы объяснить спектр: интенсивность и положение спектрального максимума. Плотность тепловой плазмы согласуется через характерный размер излучающей области L с мерой эмиссии рентгеновского излучения “сверхгорячей” плазмы $EM = 10^{45} \text{ см}^{-3}$ (рис. 3a): $n_{th} = \sqrt{EM/L^3}$. Характерный размер соответствует

оценкам, сделанным по рентгеновским изображениям на рис. 3g. Мы рассматриваем два значения площади радиоисточника: 0.5×10^{18} и $1.5 \times 10^{18} \text{ см}^2$, соответствующие среднему значению до и после пика фотосферного возмущения. Линейный размер излучающего слоя по лучу зрения оценивается как квадратный корень площади рентгеновского источника. Полученные синтетические спектры объясняют микроволновые данные в рамках суперпозиции двух источников излучения. Причем индекс наблюдаемого микроволнового спектра на низких частотах имеет величину равную примерно двум, что соответствует тепловому спектру.

На рис. 4g показаны модели микроволнового спектра для случая обычной вспышечной температуры плазмы 20 МК. Значения величины характерного линейного размера, магнитного поля, ориентация вектора относительно луча зрения аналогичны (см. их подписанные значения на панели) предыдущему случаю “сверхгорячей” плазмы. Концентрация горячей плазмы оценивается по мере эмиссии рентгеновского излучения $EM = 10^{48} \text{ см}^{-3}$ (рис. 3c). Полученные спектры чуть хуже перекрывают наблюдаемые значения потока радиоизлучения (особенно на низких частотах). Наилучший результат соответствует большому объему источника и большому значению магнитного поля в 900 Гс. Также показан спектр тормозного микроволнового излучения “сверхгорячей” плазмы 60 МК с параметрами, указанными на рис. 4g. Видно, что поток тормозного излучения на высоких частотах заведомо ниже шумов на 35 ГГц.

Микроволновые спектры ускоренных электронов с изотропным питч-угловым распределением показаны на рис. 4h. Так же, как и в случае тепловых моделей, мы используем тот же набор значений магнитного поля, угла относительно луча зрения и характерных линейных размеров. Концентрация ускоренных электронов оценивалась с помощью стандартной формулы (см., например, Шарыкин и др., 2018) по их полному пиковому потоку $F = 10^{35}$ электронов/с выше низкоэнергетической границы 20 кэВ (рис. 3d). Высокоэнергетичная граница E_{high} у нас формально принята за бесконечность. Если же брать конечные малые значения E_{high} , то поток радиоизлучения начинает сильно занижаться (Холман, 2003), и поэтому объяснение наблюдаемого спектра невозможно. Анализ рентгеновских спектров показал, что в рамках модели толстой мишени спектральный индекс ускоренных электронов варьируется в пределах 7–9. Если использовать среднее значение спектрального индекса 8, то получаемые синтетические радиоспектры не удовлетворяют наблюдаемым интенсивностям. Необходимо более малые значения индекса, чтобы объяснить спектры. Таким образом, нам не удастся связать рентгеновские спектры и микроволновые

спектры единой популяцией ускоренных электронов с очень мягким спектром.

На рис. 4i показано сравнение синтетических микроволновых спектров в рамках предположения, что тепловая плазма или ускоренные электроны локализованы в тонкой магнитной петле с длиной 10 Мм и шириной 1–2 Мм, согласно наблюдениям УФ-петель во вспышечной области (рис. 2). Учет тонкой структуры не позволяет объяснить весь спектр. Как в случае тепловой, так и нетепловой модели мы имеем низкие интенсивности излучения, далекие от реальных данных практически во всем частотном диапазоне. Возможно, что излучение тонких петель вносит вклад, но обязательно необходимо рассматривать источники радиоизлучения с большими размерами.

Стоит отметить, что величины магнитных полей, используемые для моделирования радиоизлучения, согласуются с результатами нелинейной бессиловой экстраполяции магнитного поля оптимизационным методом, реализованным Руденко, Мышьяковым (2009). Используя векторную магнитограмму НМІ в качестве граничных условий, мы восстановили структуру магнитного поля во всей активной области и посчитали распределение его величины во вспышечной области. Оказалось, что величина магнитного поля распределена в пределах 500–1000 Гс (до 5 Мм по высоте, что примерно соответствует половине длины петли). Если использовать инструменты GX_Simulator (Нита и др., 2015) для выделения магнитных трубок, то мы получаем характерные распределения величины магнитного поля в пределах от нескольких сотен до 1000 Гс.

По результатам данного раздела мы делаем вывод, что тепловая модель лучше подходит для объяснения микроволновых спектров исходя из предположения, что рентгеновские спектры и радио спектры должны интерпретироваться в рамках одной популяции тепловых и ускоренных электронов, не испытывающих значительных эффектов распространения. Реальную картину могут усложнить особенности кинетики ускоренных электронов в магнитных петлях с неоднородным магнитным полем и плотностью плазмы. Вероятно, мы не совсем верно определяем параметры ускоренных электронов, пользуясь очень простой моделью толстой мишени. Однако, детальный анализ особенностей распространения популяций ускоренных электронов вдоль магнитных петель и моделирование результирующего микроволнового и рентгеновского излучения требуют совершенно других событий (с точки зрения их характеристик) и наблюдаемых данных. Учитывая уникальность рассматриваемой вспышки и ограниченность данных наблюдений (нет радиоизображений), подробный анализ просто невозможен. Однако в разделе “геометрия магнитного поля и кинетика

ускоренных электронов во вспышечной области” мы качественно обсудим особенности переноса ускоренных частиц в магнитных петлях с магнитными ловушками.

КИНЕМАТИКА ПЛАЗМЫ, КАРТЫ ВЕРТИКАЛЬНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА И NLFFF ЭКСТРАПОЛЯЦИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Выше мы писали, что эруптивный процесс может быть как прямым, так и косвенным триггером солнцетрясения. В работе Зимовец и др. (2021) обсуждалась топология магнитного поля и эрупция, которая могла спровоцировать квазипериодические пульсации и соответствующее перемещение источников мягкого рентгеновского излучения. В текущем разделе мы рассмотрим пространственно-временную динамику ультрафиолетовых выбросов, сопровождающих рассматриваемую вспышку, а также структуру магнитного поля в сравнении с месторасположением фотосферных возмущений и очагов солнцетрясения.

На рис. 5a–d показан анализ движений плазмы по ЭУФ-изображениям. На панели указаны два столбца (“срезы”) пикселей, по которым были сделаны диаграммы время – расстояние (ВР-диаграммы): срез 1 на рис. 5b,d и срез 2 на рис. 5c. Положения срезов были выбраны так, чтобы захватить движения магнитных петель во время вспышки. На базе анализа последовательности изображений AIA мы привязали положение срезов к отдельным уярчениям оснований магнитных петель в области северной ленты (вблизи южной части мы не нашли движений), где наблюдались наиболее мощные фотосферные возмущения. На диаграмме вдоль оси X показано время, а по оси Y – расстояние вдоль среза. Движения плазмы на данных диаграммах исследуются по прямым изображениям (панели с номером 1) и их “бегущим” разностям (когда из текущего изображения вычитается предыдущее) под номерами 2 для двух “горячих” каналов AIA: 131 (рис. 5b,c) и 94 А (рис. 5d).

ВР-диаграммы показывают, что увеличение интенсивности ЭУФ-излучения вблизи северной вспышечной ленты началось около 06:39 UT. Характерное движение типа выброса со скоростью 50–80 км/с было зарегистрировано около 06:47 UT для первого среза. Данный выброс примерно соответствует началу вспышки и, возможно, является проявлением первоначального вспышечного энерговыделения, ставшим причиной развития последующих процессов в импульсной фазе вспышки (детали мы не будем обсуждать из-за целей исследования солнцетрясения). Затем, примерно с той же скоростью, второй выброс был зафиксирован в момент первого пика производной потока мягкого рентгеновского излучения по данным канала

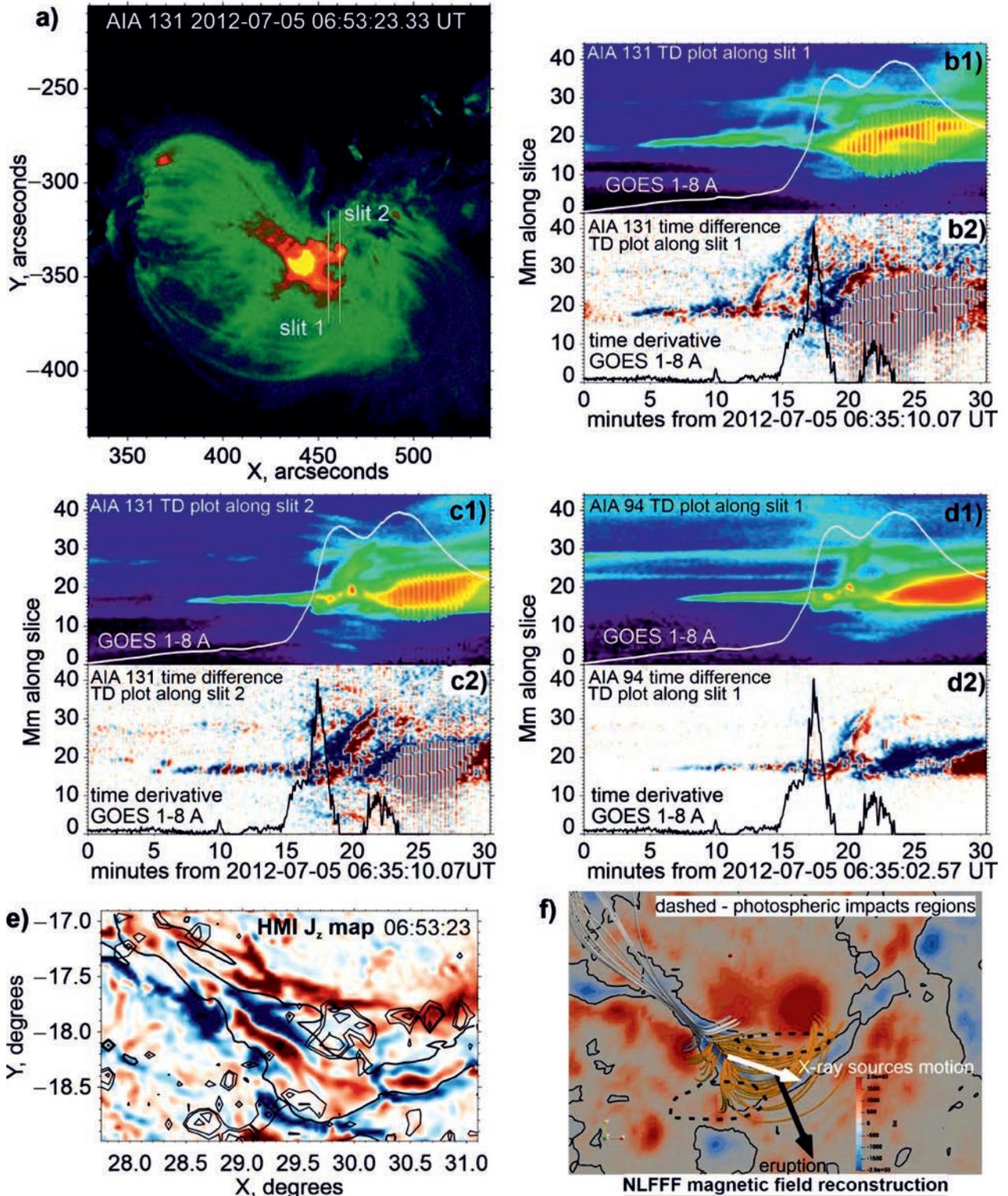


Рис. 5. На панели (а) поверх ЭУФ изображения AIA в канале 131 Å наложены два столбца пикселей (срез изображения), для которых построены диаграммы время–расстояние на панелях (b)–(d): срез 1 на (b) и (d) и срез 2 на (c). Диаграммы под цифрой 1 соответствуют временной последовательности обычных ЭУФ-изображений, а цифра 2 указывает на последовательность бегущих разностей изображений для каналов 131 (b)–(c) и 94 Å (d). На панели (e) карта вертикальных электрических токов сравнивается с областями сильных фотосферных возмущений видимых на Доплерограммах (тонкие черные контуры). Толстая черная линия показывает НЛ. Результаты нелинейной бессиловой экстраполяции магнитного поля показаны на панели (f). Фоном показаны распределения вертикальной компоненты магнитного поля и НЛ (черная линия). Области фотосферного возмущения показаны пунктиром.

GOES 1–8 A. Данный выброс был хорошо виден для обоих срезов (для первого чуть хуже в канале 131 А по сравнению с каналом 94 А). Далее, после 06:55 UT был зафиксирован рост потоков ЭУФ-излучения (в канале 131 А видны полосы из-за смены экспозиции), связанный с ростом аркады магнитных петель, когда рентгеновские источники прекратили свое движение. По ВР-диаграммам мы не можем зафиксировать максимум скорости перемещения плазмы, как мы это показали на рис. 3 по перемещению рентгеновских источников. Однако мы видим, что второй выброс связан с перемещением источников рентгеновского излучения. Таким образом, имеются по крайней мере две возможности: 1) либо асимметричный выброс породил магнитное пересоединение и энерговыделение вспышки, проявляющееся в виде смещающегося рентгеновского излучения; 2) либо магнитное пересоединение пульсационного характера является причиной отрыва магнитно-плазменной структуры. В работе Зимовец и др. (2021) обсуждались эти и другие сценарии и был сделан вывод, что при имеющихся наблюдениях невозможно сделать достоверный выбор.

На рис. 5е мы сравниваем особенности пространственного распределения вертикальных электрических токов, посчитанных по горизонтальным компонентам магнитного поля (см., например, Алтынцев и др., 2020; Зимовец и др., 2020), с месторасположением фотосферных возмущений. По векторным 12-мин магнитограммам мы не можем восстановить динамику магнитного поля во время короткой вспышки. Поэтому мы ограничимся только анализом пространственной структуры токов по предвспышечной магнитограмме. Видно, что вблизи двух НЛ наблюдается очень сложная структура вертикальных электрических токов в виде четырех лент чередующегося направления плотности электрического тока. Данные области тока в окрестности двух НЛ связаны с двумя аркадами магнитных петель, видимых на ЭУФ-изображениях. Наиболее мощное фотосферное возмущение, с которым были связаны гелиосейсмические волны, произошло в районе наиболее масштабной северной “токовой ленты”. При этом только часть фотосферных возмущений ложатся непосредственно на области сильного вертикального электрического тока. Частичное совпадение может быть связано с тем, что мы сравниваем статичную карту предвспышечных вертикальных электрических токов с динамическими возмущениями фотосферы, которые могут появляться, исчезать и перемещаться. Поэтому мы констатируем только то, что области генерации солнцетрясения лишь частично связаны с магнитными конфигурациями с сильным вертикальным электрическим током. Заметим, что из двух аркад, северная визуально характеризуется большим интегральным

электрическим током и площадью (верхние две токовые ленты) по сравнению с южной аркадой. Большая часть областей повышенного вертикального электрического тока вообще никак не была ассоциирована с фотосферными возмущениями. Возможно, существует более явная связь между областью фотосферных возмущений и сильными токами, но для детального исследования необходимы данные по магнитному полю с высоким пространственно-временным разрешением и возможностью его оценивать в области сильных фотосферных возмущений.

На рис. 5f приводятся результаты нелинейной бессиловой экстраполяции коронального магнитного поля. Показаны распределение фотосферного вертикального магнитного поля, положение НЛ и силовые линии магнитного поля, покрывающего области вспышки. Мы выделили силовые линии двумя разными цветами, показывающими топологически отличающиеся области: 1) серым цветом показан шип; 2) оранжевым цветом мы обозначили компактные аркады магнитных петель, вдоль которых происходило перемещение рентгеновских источников излучения (приблизительное направление показано стрелкой на рисунке). Штрихпунктиром мы схематично указываем на месторасположение фотосферных возмущений. Северная область, где генерировалось солнцетрясение, характеризуется магнитными петлями с наибольшим широм (силовые линии фактически параллельны НЛ на некоторых участках).

Кратко обобщая результаты данного раздела, мы укажем на то, что область генерации солнцетрясения располагалась в местах наибольшего шира магнитных силовых линий и в месте отрыва эруптивной структуры.

ГЕОМЕТРИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И КИНЕТИКА УСКОРЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ВО ВСПЫШЕЧНОЙ ОБЛАСТИ

В разделе, посвященном наблюдениям микроволнового радиоизлучения по данным RSTN и NoRP, мы писали, что сделанный анализ не предполагал учета эффектов распространения электронов вдоль магнитных петель. Простые модели гиротронных спектров на рис. 4 делались на основе параметров излучающей тепловой плазмы и параметров спектра ускоренных электронов, полученных из аппроксимаций рентгеновских спектров. И мы сделали вывод о том, что в рамках такого упрощенного рассмотрения более предпочтительна тепловая модель, нежели гиротронное излучение нетепловых электронов со степенным спектром. Однако моделирование спектров с учетом кинетических процессов может поменять результаты аппроксимаций микроволновых спектров.

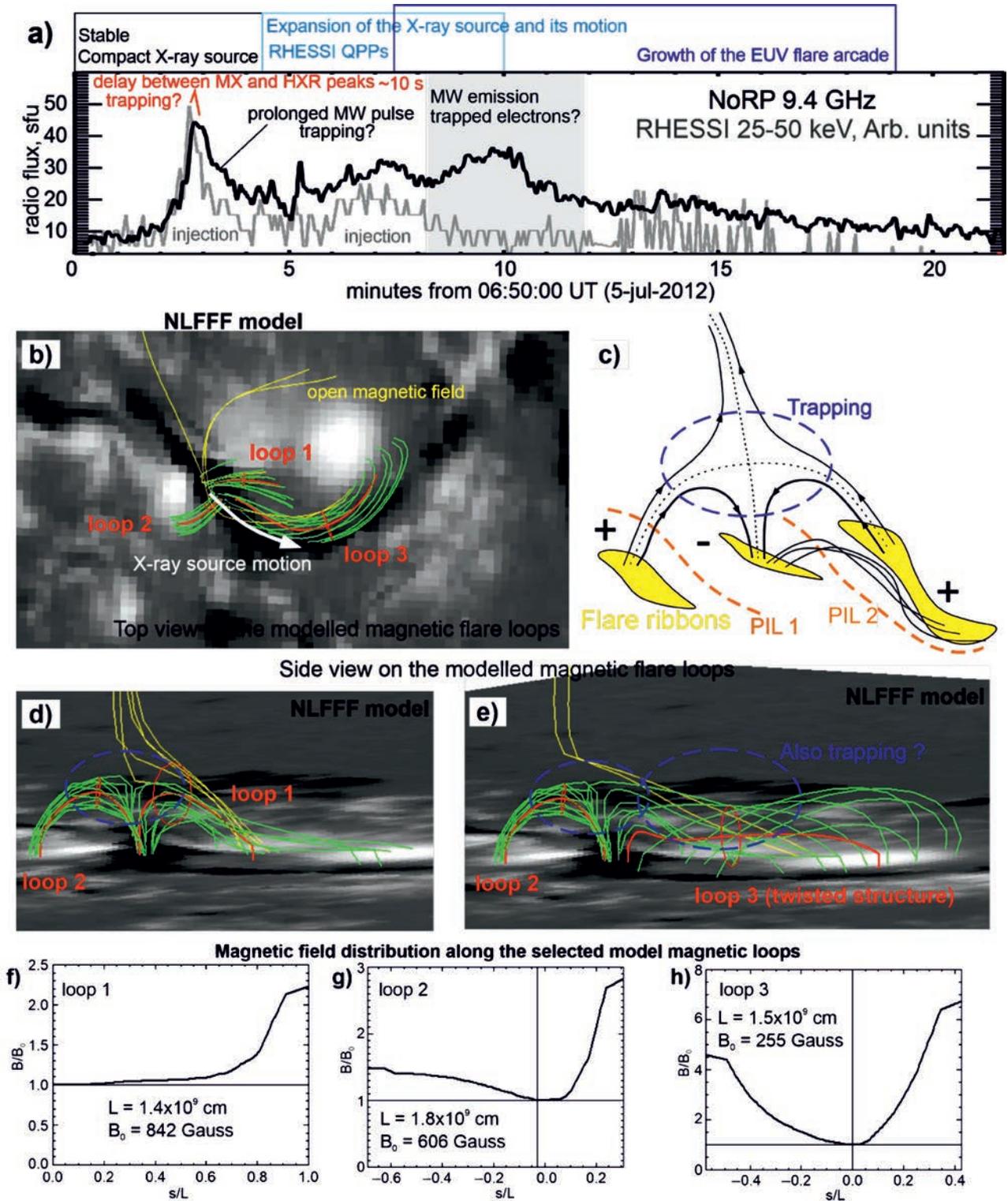


Рис. 6. На панели (a) сравниваются временной профиль жесткого рентгеновского излучения по данным RHESSI в диапазоне 25–50 кэВ с потоком микроволнового радиоизлучения по данным NoRP на частоте 9.4 ГГц. На самой панели обозначены характерные периоды времени и возможное проявление ускоренных электронов, захваченных в магнитную ловушку. На панели (b) указываются три модельные магнитные структуры (в рамках NLFFF экстраполяции), выбранные с помощью GX Simulator для анализа распределения величины магнитного поля вдоль них. То же самое вблизи и сбоку показано на панелях (d) и (e). На указанных панелях с моделями магнитных петель и на схеме (c) показаны области возможного захвата ускоренных электронов в магнитные ловушки. Распределение магнитного поля вдоль структур показано на трех нижних панелях. Там же указано значение длин структур и минимальные значения магнитного поля вдоль них.

Вообще говоря, чтобы обсуждать динамику спектра ускоренных электронов в пространстве и времени в неоднородной плазме и магнитном поле, необходимо иметь очень хорошие данные по нетепловому рентгеновскому и микроволновому излучению. Под хорошими наблюдениями мы подразумеваем изображающую спектроскопию в двух указанных диапазонах электромагнитного спектра. В частности, это важно в случае, когда популяция ускоренных электронов разделяется за счет эффектов распространения на две подсистемы (предположительно в нашем случае, см. далее).

В данном разделе мы обсудим эффект захвата ускоренных электронов в магнитную ловушку. Мы считаем, что данный процесс мог повлиять на возможное различие в спектрах нетепловых электронов, формирующих гиротронное излучение и жесткое рентгеновское излучение (см., например, Мельников, 1994; Кунду и др., 2001). На рис. 6 сравниваются временной профиль жесткого рентгеновского излучения по данным RHESSI в диапазоне 25–50 кэВ с потоком микроволнового радиоизлучения по данным NoRP на частоте 9.4 ГГц. Заметим, что первый самый большой всплеск жесткого рентгеновского излучения уже аналогичного всплеска, видимого на частоте 9.4 ГГц. Также радиоизлучение задержано примерно на 10 с. Данный эффект может быть объяснен захватом части ускоренных электронов в магнитную ловушку. В этом случае микроволновое радиоизлучение связано с накопленными электронами, движущимися между магнитными пробками. Жесткое рентгеновское излучение формируется из оснований магнитных петель. К сожалению, такую морфологию источников мы не можем подтвердить из-за отсутствия радиоизображений. Хотя на рис. 2а мы видим рентгеновские источники вблизи хромосферных уярчений в канале 304 Å.

Далее, на рис. 6а мы видим пик микроволнового излучения в районе 10-й мин, для которого нет аналогичного возрастания потока в диапазоне 25–50 кэВ. При этом 3 мин назад был всплеск жесткого рентгеновского излучения, который, возможно, характеризует спектр инъекции ускоренных электронов, захваченных в магнитную ловушку.

На базе NLFFF модели магнитного поля (см. предыдущий раздел), используя пакет программ GX Simulator, мы выбрали магнитные петли во вспышечной области с целью продемонстрировать наличие магнитных ловушек. Условием ловушки является наличие минимума магнитного поля в короне. Чем сильнее разница между максимумом вблизи оснований петли и минимумом в короне, тем “сильнее” ловушка. Выбрано три петли так, чтобы покрыть фазу компактного рентгеновского источника и протяженного, видимого во время пульсаций (показано схематично сверху временных профилей в прямоугольниках). Все

петли показаны как сверху (рис. 6b), так и сбоку (рис. 6d,e). На панели с указана схема вспышечной области для лучшей визуализации. На трех нижних панелях показаны распределения магнитного поля вдоль выбранных структур.

Заметим, что для случая первого всплеска, когда захват был менее выражен разница между величиной минимального магнитного поля и поля в левом основании не так велика (петля 2). При этом рентгеновский источник был наиболее компактным и плотность плазмы достаточно большой. Оценка времени захвата A , ограниченного кулоновскими столкновениями ($\ln \Lambda$ – кулоновский логарифм), равна

$$\tau = 0.95 \times 10^8 \cdot \left(\frac{E_{\text{кэВ}}^{3/2}}{n_e} \right) \frac{20}{\ln \Lambda}.$$

Для плотности плазмы $n_e = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ и энергии $E_{\text{кэВ}} = 100 \text{ кэВ}$ имеем время жизни в ловушке $\sim 10 \text{ с}$. Формула взята из книги Ашвандена (2005, формула 12.5.11).

В случае протяженного рентгеновского источника, который наблюдался во время пульсаций, можно предположить, что радиоисточник располагался в менее плотной плазме, например 10^9 см^{-3} . В таком случае время пребывания в ловушке увеличивается на порядок до $\sim 100 \text{ с}$, и теоретически можно объяснить микроволновый пик на 10-й мин на рис. 6а, задержанный на ~ 3 мин относительно пика 25–50 кэВ.

В итоге, учитывая захват ускоренных электронов, можно получить другие оценки их плотности (плотность может быть выше из-за накопления в ловушке) и другие микроволновые спектры, возможно, лучше объясняющие данные наблюдений по сравнению с тем, что было представлено на рис. 4. Тем самым гипотезу ускоренных электронов с очень мягким спектром не стоит окончательно отменить. Надеемся, что впоследствии будет найдено аналогичное событие для анализа, но с более детальными наблюдениями в микроволновом и рентгеновском диапазонах. В любом случае факт инициации солнцетрясения ускоренными электронами с экстремально мягким спектром крайне интересен с точки зрения механизма генерации сильного возмущения на уровне фотосферы.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Впервые найдена гелиосейсмически активная солнечная вспышка (M1.1 класс, 5 июля 2012 г. 06:49 UT) с очень слабым потоком жесткого рентгеновского излучения до 50 кэВ и мягким спектром. Данный факт противоречит гипотезе о необходимости большого количества ускоренных электронов высоких энергий с жестким спектром.

Проведен детальный анализ многоволновых данных наблюдений, а также структуры магнитного поля для найденной уникальной гелиосейсмически активной солнечной вспышки. Стоит отметить, что впервые проведен совместный анализ рентгеновских и микроволновых спектров для солнечной вспышки, сопровождавшейся солнцетрясением. Получены следующие результаты анализа многоволновых наблюдений рассматриваемого события:

1. Рентгеновский спектр на энергиях 20–50 кэВ объясняется либо наличием сверхгорячей плазмы с температурой 30–60 МК, либо ускоренными электронами с очень мягким спектром со степенным индексом 7–9 (в рамках модели толстой мишени). Совместный анализ микроволновых и рентгеновских спектров показывает возможность использования тепловой модели, учитывающей наличие сверхгорячей плазмы. Также возможно объяснение спектров в рамках нетепловой модели с захватом ускоренных электронов в магнитную ловушку (но для анализа нам не хватает изображений в микроволновом диапазоне).
2. Максимум фотосферного возмущения соответствовал максимуму скорости перемещения рентгеновских источников (~100 км/с).
3. ЭУФ-источники имели признаки тонкой пространственной структуры вблизи области генерации фотосферных возмущений, соответствующей вспышечной ленте. В окрестности данных ЭУФ-источников мы видели выброс плазмы (~50–80 км/с), во время которого зафиксировано перемещение рентгеновских источников излучения вдоль аркады магнитных петель.
4. Области наиболее сильного фотосферного возмущения располагались в сильных горизонтальных магнитных полях и в областях повышенных значений вертикального электрического тока. При этом во вспышечной области присутствуют места с более сильным электрическим током и магнитным полем без каких-либо проявлений фотосферного вспышечного энерговыделения.

На основе полученных результатов мы не можем сделать окончательных выводов о механизме генерации солнцетрясения в данном событии. Однако напрашивается ряд очень важных утверждений, связанных с природой солнцетрясения.

Комплекс наблюдательных данных по рассматриваемому событию свидетельствует в пользу того, что генерация солнцетрясений может быть не связана с ускоренными электронами высоких энергий. Также эти наблюдения показывают, что не требуется в качестве необходимых условий генерации солнцетрясения очень жестких спектров ускоренных электронов. Возможны два варианта рассмотрения получившегося противоречия в рамках стандартной теории генерации гелиосейсмических

волн ускоренными электронами. Во-первых, ускоренные частицы не являются триггером гелиосейсмического возмущения. Вероятно, что ускоренные электроны вторичны по отношению к другому физическому процессу, передающему первоначальный импульс фотосферной плазме (например, эруптивный процесс). Во-вторых, возможно, что существуют другие более важные (по сравнению с жесткостью спектра и максимальными энергиями электронов) характеристики ускоренных электронов с точки зрения генерации фотосферных возмущений. Например, плотность потока энергии и концентрация ускоренных электронов. Данные параметры очень сложно оценить без знаний тонкой пространственной структуры вспышечной области, а также без понимания кинетики ускоренных частиц. Тем не менее, у нас есть некоторые значения параметров спектра ускоренных электронов и тепловой плазмы, которые можно использовать для оценок потоков энергии.

Воспользуемся для оценок следующими параметрами спектра ускоренных электронов: полный поток $F(E > E_{\text{low}}) = 10^{35}$ электронов/с; наклон степенного спектра $\delta = 7$; значение низкоэнергетической границы $E_{\text{low}} = 20$ кэВ. Заметим, что электроны с энергиями выше значения $E_{\text{stop}} = \sqrt{3CnL}$ ($C = 3.68 \times 10^{18}$ кэВ² см²) смогут преодолеть слой плазмы с концентрацией n и толщиной L . Для $L = 10$ Мм с концентрацией, рассчитанной по мере эмиссии как $n = \sqrt{EM/(S \cdot L)}$, мы получаем $E_{\text{stop}} = 22$ кэВ для площади $S = 0.5 \times 10^{18}$. Данное значение подтверждает, что выше низкоэнергетической границы, найденной по рентгеновским спектрам, мы имеем поток электронов, который сможет достичь нижних слоев солнечной атмосферы и потенциально участвовать в генерации солнцетрясения. Плотность потока энергии ускоренных электронов можно оценить по следующей формуле:

$$p_{\text{nonth}}(E > E_{\text{low}}) = E_{\text{low}} \frac{F(E > E_{\text{low}})}{S} \frac{\delta - 1}{\delta - 2} \quad (1)$$

Для разных значений площадей $S = 0.5 \times 10^{18}$, 1.5×10^{18} и 4×10^{16} см² (последнее число соответствует предельному случаю тонкой трубки ~2 Мм) получаем следующие значения плотности потока энергии: 7.7×10^9 , 2.6×10^9 и 9.6×10^{10} эрг · см⁻²с⁻¹.

При рассмотрении тепловой плазмы естественным образом возникает необходимость рассматривать потоки тепла за счет теплопроводности. В однотемпературном приближении обычно используют следующую оценку классической (или Спитцеровской) теплопроводности, учитывающей кулоновские столкновения:

$$P_{\text{Class}} = 4 \times 10^{-6} \cdot T^{\frac{5}{2}} \frac{T}{L} \quad (2)$$

Для температуры 20 МК и характерной длины 10 Мм значение теплового потока составляет: 1.4×10^{11} эрг · см⁻² · с⁻¹, что больше, чем оценки плотности потока энергии ускоренных электронов, сделанные выше. Если рассматривать оценки классической теплопроводности для сверхгорячей плазмы, можно воспользоваться следующей формулой:

$$P_{\text{Class}} = 4 \times 10^{-6} \cdot \left(\frac{T_{\text{sh}} + T_{\text{h}}}{2} \right)^{\frac{5}{2}} \frac{T_{\text{sh}} - T_{\text{h}}}{L} \quad (3)$$

Здесь мы предполагаем, что в рамках двухтемпературной модели есть два объема плазмы: горячая плазма ($T_{\text{h}} = 20$ МК) и сверхгорячая плазма ($T_{\text{sh}} = 60$ МК). В формуле дробь $(T_{\text{sh}} - T_{\text{h}})/L$ определяет линейный градиент температуры в короне, между горячей и сверхгорячей областью. Величина $(T_{\text{sh}} + T_{\text{h}})/2$ соответствует среднему значению температуры в районе рентгеновских источников. Центры масс рентгеновских источников либо совпадают, либо разделяются между собой примерно на 1–2 Мм (рис. 3h). В качестве границы сверху на L примем полуширину (по 50% контуру) рентгеновского источника ~5 Мм. В итоге оценка теплового потока лежит в пределах $(0.6 - 3.2) \times 10^{12}$ эрг · см⁻² · с⁻¹.

Формулы (2) и (3) могут давать слишком высокие значения теплового потока. Дело в том, что тепловой поток в пределе не может быть больше, чем поток кинетической энергии электронов с тепловой скоростью самих электронов. Этот предельный случай можно назвать насыщенным тепловым потоком. Рассчитать его можно согласно следующим формулам из работы Шарыкина и др. (2018):

$$\begin{aligned} P_{\text{lim}} &= \frac{3}{2} n_e k_B T_e V_c = \frac{1}{4} n_e k_B T_e \sqrt{\frac{3k_B T_e}{m_e}} = \\ &= \frac{\sqrt{3}}{4\sqrt{m_e}} (k_B T_e)^{\frac{3}{2}} \sqrt{\frac{EM}{SL}}. \end{aligned} \quad (4)$$

Последнее выражение позволяет оценить предельный тепловой поток со скоростью насыщения V_c (меньше тепловой скорости электронов согласно Смиту, Лиликвисту, 1979) по параметрам аппроксимации рентгеновского спектра (рис. 3). Наибольшие значения P_{lim} при $L = 10$ Мм возможны в случае сверхгорячей плазмы: $EM_{\text{sh}} = 10^{46}$ см⁻³, $T_{\text{sh}} = 40$ МК (среднее значение температуры, вокруг которого происходили пульсации). Для трех значений площади (по аналогии с оценками p_{nonth} см. выше) мы получим следующие значения P_{lim} : 4.5×10^{10} , 0.8×10^{11} и 2.8×10^{11} эрг · см⁻² · с⁻¹. Данные значения меньше, чем в классическом случае, что указывает на завышенность оценок в столкновительном приближении. Более того, тепловые потоки должны быть ниже, чем P_{lim} , поскольку абсолютно

все электроны не могут двигаться параллельно. Анизотропия является отклонением от локального термодинамического равновесия, и поэтому возможны неустойчивости, ограничивающие тепловой поток.

Заметим, что для мощной гелиосейсмически активной вспышки X1.8 класса 23 октября 2012 г. в работе Шарыкин и др. (2017) были сделаны нижние и верхние оценки на плотность потока энергии нетепловых электронов по данным RHESSI и Solar Optical Telescope (Hinode): $(0.6 - 20.6) \times 10^{12}$ эрг · см⁻² · с⁻¹ для значений площади высыпаний в нижние слои солнечной атмосферы в диапазоне $(0.5 - 6.7) \times 10^{16}$ (от размеров порядка ширины ленты до полной площади лент). Как видно, разница в плотностях энергий ускоренных электронов между вспышкой, рассматриваемой в этой статье, и вспышкой 23 октября 2012 г. составляет два порядка. При рассмотрении тепловых потоков разница может составлять порядок, что вполне разумно с точки зрения отличия рентгеновских классов (примерно в 18 раз) и соответствующего гелиосейсмического отклика. Фактически, с точки зрения возможных потоков энергии мы имеем масштабирование в сравнении с другим событием. Понятно, что данное замечание не является абсолютно точным, и его надо проверять на расширенной выборке.

Приведенные оценки плотности потоков энергии показывают, что тепловой поток в своем пределе может быть более эффективным каналом доставки возмущения из короны в нижние слои солнечной атмосферы по сравнению с ускоренными электронами. Также, возможно, что ускоренные электроны и тепловые потоки совместно воздействуют на хромосферу. Но, в любом случае, тепловой поток может доминировать и быть причиной сильных возмущений нижних слоев атмосферы Солнца в рассмотренной вспышке. Для подтверждения такой возможности необходимо проводить детальное моделирование газодинамики с переносом излучения. Также заметим, что на сегодняшний день мы не знаем минимальное значение потока энергии, необходимого для возбуждения солнцетрясения.

Другой важной находкой статьи является факт эруптивного процесса и движения рентгеновских источников вдоль НЛ, где наблюдались сильные электрические токи. Возможно, что именно данный факт является одной из причин эффективной генерации гелиосейсмического возмущения. В действительности в статье Шарыкин и др. (2017) обсуждалось то, что солнцетрясения могут быть сгенерированы за счет движущегося возмущения на фотосфере. Фактически происходит интерференция волн и усиление сигнала в направлении движения. В нашем случае волновое возмущение проявило себя в перпендикулярном направлении (в направлении пятна) по отношению к перемещению вспышечного энерговыделения вдоль НЛ. Данное различие по сравнению с результатами из работы Косовичева

(2006), с нашей точки зрения, не снимает возможность усиления гелиосейсмического сигнала за счет последовательного “зажигания” петель. В реальности распространение волн под фотосферой сложнее за счет анизотропии начального возмущения и распределения параметров плазмы и магнитного поля. Такие процессы необходимо моделировать. Также заметим, что непосредственно эруптивный процесс может порождать импульс силы в нижних слоях солнечной атмосферы и генерировать фотосферное возмущение. Не последнюю (вероятно, косвенную) роль могут играть электрические токи в активной области, задающие “благоприятную” топологию магнитного поля. Однако данный вопрос является “terra incognita” в контексте вспышек с солнцетрясениями.

Результаты данной статьи в большей степени ставят новые вопросы к физике генерации солнцетрясений, чем отвечают на старые. Скорее всего, эффективность гелиосейсмического отклика определяется рядом локальных параметров вспышечной области. Необходимо дальнейшее развитие наблюдательных исследований на базе отдельных вспышек и статистики, а также необходимо развитие моделирования (налицо сильнейший дефицит моделей) возбуждения гелиосейсмических волн и их распространения в неоднородной среде под активными областями.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы статьи утверждают об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Алтынцев и др. (A.T. Altyntsev, N.S. Meshalkina, A.Yu. Fedotova, and I.I. Myshyakov), *The Astrophys. J.* **905**, 13 (2020).
- Альворадо-Гомез и др. (J.D. Alvarado-Gómez, J.C. Buitrago-Casas, J.C. Martínez-Oliveros, et al.), *Solar Phys.* **280**, 335 (2012).
- Ашванден (Aschwanden M.J.), *Physics of the Solar Corona. An Introduction with Problems and Solutions* (2nd ed.), Springer, New York, Berlin, p. 892 (2005).
- Браун (J.C. Brown), *Solar Phys.* **18**, 489 (1971).
- Буйтраго-Касас и др. (J.C. Buitrago-Casas, J.C. Martínez Oliveros, C. Lindsey, et al.), *Solar Phys.* **290**, 3151 (2015).
- Бурцева и др. (O. Burtseva, J.C. Martínez-Oliveros, G.J.D. Petrie, and A.A. Pevtsov), *Astrophys. J.* **806**, 173 (2015).
- Ву и др. (H. Wu, Y. Dai, and M.D. Ding), *Astrophys. J. Lett.* **943**, 7 (2023).
- Доминго и др. (V. Domingo, B. Fleck, and A.I. Poland), *Solar Phys.* **162**, 1 (1995).
- Донеа (A. Donea), *Space Sci. Rev.* **158**, 451 (2011).
- Жарков и др. (S. Zharkov, L.M. Green, S.A. Matthews, and V.V. Zharkova), *Astrophys. J. Lett.* **741**, L. 35 (2011).
- Жарков и др. (S. Zharkov, L.M. Green, S.A. Matthews, and V.V. Zharkova), *Solar Phys.* **284**, 315 (2013).
- Зимовец и др. (I.V. Zimovets, A.B. Nechaeva, I.N. Sharykin, and W.Q. Gan), *Astrophysics* **63**, 408 (2020).
- Зимовец и др. (I.V. Zimovets, I.N. Sharykin, I.I. Myshyakov), *Solar Phys.* **296**, Iss. 12, id. 188 (2021).
- Косовичев (A.G. Kosovichev and V.V. Zharkova), *Helioseismology*, ed. J.T. Hoeksema et al. (Paris: ESA) in *ESA Special Publ.* **376**, 341 (1995).
- Косовичев (A.G. Kosovichev), *Solar Phys.* **238**, 1 (2006).
- Косовичев, Секи (A.G. Kosovichev and T. Sekii), *Astrophys. J. Lett.* **670**, L147 (2007).
- Косовичев, Жаркова (A. G. Kosovichev and V.V. Zharkova), *Nature* **393**, 317 (1998).
- Косовичев (A.G. Kosovichev), *Extraterrestrial Seismology* (Ed. V. Tong & R. García, Cambridge: Cambridge Univ. Press, 306 2015).
- Кунду и др. (M.R. Kundu, S.M. White, K. Shibasaki, T. Sakurai, and V.V. Grechnev), *Astrophys. J.* **547**, 1090 (2001).
- Лемен и др. (J.R. Lemen, A.M. Title, D.J. Akin, et al.), *Solar Phys.* **275**, Iss. 1–2, 17 (2012).
- Лин и др. (R.P. Lin, B.R. Dennis, G.J. Hurford, et al.), *Solar Phys.* **210**, 3 (2002).
- Мельников (V.F. Melnikov), *Radiophysics and Quantum Electronics* **37**, 557 (1994).
- Нита и др. (G.N. Nita, G.D. Fleishman, A.A. Kuznetsov, et al.), *Astrophys. J.* **799**, 15 (2015).
- Ньюперт (W.M. Neupert), *Astrophys. J. Lett.* **153**, L59 (1968).
- Песнелл и др. (W.D. Pesnell, B.J. Thompson, and P.C. Chamberlin), *Solar Phys.* **275**, 3 (2012).
- Расселл и др. (A.J.B. Russell, M.K. Mooney, J.E. Leake, and H.S. Hudson), *Astrophys. J.* **831**, 42 (2016).
- Руденко, Мышьяков (G.V. Rudenko and I.I. Myshyakov), *Solar Phys.* **257**, 287 (2009).
- Садыхов и др. (V.M. Sadykov, J.T. Stefan, A.G. Kosovichev, et al.), *Astrophys. J.* **960**, 16 (2024).
- Смит, Лилликвист (D.F. Smith and C.G. Lilliequist), *Astrophys. J.* **232**, 582 (1979).
- Стефан, Косовичев (J.T. Stefan and A.G. Kosovichev), *Astrophys. J.* **895**, 15 (2020).
- Фишер и др. (G.H. Fisher, D.J. Bercik, B.T. Welsch, and H.S. Hudson), *Solar Phys.* **277**, 59 (2012).
- Флейшман, Кузнецов (G.D. Fleishman and A.A. Kuznetsov), *Astrophys. J.* **721**, 1127 (2010).

33. Флейшман и др. (G.D. Fleishman, M.A. Loukitcheva, V.Yu. Kopnina, et. al.), *Astrophys. J.* **867**, 11 (2018).
34. Хадсон и др. (H.S. Hudson, G.H. Fisher, and B.T. Welsch), *ASP Conf. Ser.* 383, *Subsurface and Atmospheric Influences on Solar Activity* (Ed. R. Howe et al., San Francisco, CA: ASP, 221 2008).
35. Холман (Holman G.D.), *Astrophys. J.* **586**, 606 (2003).
36. Шарыкин и др. (I.N. Sharykin, A.G. Kosovichev, and I.V. Zimovets), *Astrophys. J.* **807**, 102 (2015a).
37. Шарыкин, Косовичев (I.N. Sharykin and A.G. Kosovichev), *Astrophys. J.* **808**, 72 (2015).
38. Шарыкин, Косовичев (I.N. Sharykin and A.G. Kosovichev), *Astrophys. J.* **895**, 14 (2020).
39. Шарыкин и др. (I.N. Sharykin, A.A. Kuznetsov, and I.I. Myshyakov), *Solar Phys.* **293**, 17 (2018).
40. Шарыкин и др. (I.N. Sharykin, A.G. Kosovichev, V.M. Sadykov, I.V. Zimovets, and I.I. Myshyakov), *Astrophys. J.* **843**, 67 (2017).
41. Шеррер и др. (P.H. Scherrer, R.S. Bogart, R.I. Bush, et al.), *Solar Phys.* **162**, 129 (1995).
42. Шеррер и др. (P.H. Scherrer, J. Schou, R.I. Bush, et al.), *Solar Phys.* **275**, Iss. 1–2, 207 (2012).