

УДК 523.98

Пульсации нетеплового излучения солнечной вспышки 5 ноября 1992 г. и модель коронального пробкотрона

Т.Б. Гольдварг¹, Ю.Т. Цап², Ю.Г. Копылова³, А.В. Степанов³

¹ Калмыцкий государственный университет, Элиста, Россия
goldvarg_tatyana@mail.ru

² НИИ “Крымская астрофизическая обсерватория”, Научный, АР Крым, Украина, 98409
yur@crao.crimea.ua

³ Главная астрономическая обсерватория РАН, Пулковое, Россия
stepanov@gao.spb.ru

Поступила в редакцию 14 сентября 2012 г.

Аннотация. Проведен анализ тонкой временной структуры микроволнового и жесткого рентгеновского излучения солнечной вспышки 5 ноября 1992 г. На основе вейвлет-анализа обнаружены пульсации интенсивности в обоих волновых диапазонах с периодом около 6 с. Максимум меры эмиссии корональной плазмы запаздывает относительно максимума температуры, что согласуется с представлениями о хромосферном “испарении”. Антикореляция временных профилей микроволнового и жесткого рентгеновского излучения, характер временных задержек между пиками связаны с возбуждением радиальных быстрых магнитоакустических колебаний во вспышечной петле (корональном пробкотроне). Обсуждены следствия полученных результатов.

PULSATIONS OF NON-THERMAL EMISSION FROM THE SOLAR FLARE OF 5 NOVEMBER 1992 AND TRAP-PLUS-PRECIPITATION MODEL, *by T.B. Goldvarg, Yu.T. Tsap, Yu.G. Kopylova, A.V. Stepanov.* The fine structure of time variations of microwave and hard X-ray emissions from the solar flare of 5 November 1992 was analyzed. On the basis of the wavelet analysis, pulsations of intensity with the period of 6 seconds were revealed from both data sets. The observed time delay between the coronal plasma emission measure maximum and the temperature maximum is in good agreement with the concept of the chromospheric evaporation. The observed anticorrelation between time profiles of the microwave and hard X-ray emissions, peculiarities in time delays between the observed peaks seem to be related to excitation of fast magnetoacoustic oscillations in the flare loop (a coronal trap). Consequences of the obtained results are discussed.

Ключевые слова: солнечная вспышка, микроволновое и рентгеновское излучение, МГД-колебания корональных петель

1 Введение

К настоящему времени получено много указаний, что вспышечное энерговыделение на Солнце и звездах происходит в результате преобразования свободной энергии магнитного поля в энергию тепловых и ускоренных частиц, а также в энергию крупномасштабных магнитогидродинамических

(МГД) движений (Гершберг, 2002; Бенц, 2008; Цап, Степанов, 2009). При этом солнечные вспышки можно наблюдать с гораздо более высоким пространственным, временным и спектральным разрешением, чем вспышки на звездах. Кроме того, они доступны всестороннему исследованию практически во всем электромагнитном диапазоне – от километровых радиоволн до жестких гамма-лучей. Это позволяет получить наиболее полную информацию о механизмах вспышечного энерговыделения в условиях космической плазмы.

Выделяют два типа солнечных событий: тепловые (двухленточные) и импульсные (компактные) (см., например, Цап и др., 2008). Первые характеризуются большей продолжительностью (~ 1 ч) и ассоциируются с крупномасштабной аркадой петель, вспышечными H_{α} -лентами, эрупцией волокна и корональными выбросами массы. Вторые – длятся не более нескольких десятков минут, обладают выраженной импульсной фазой жесткого рентгеновского и микроволнового излучения, а их изображения в короне обычно имеют вид простых петельных структур. При построении математических моделей последнее обстоятельство позволяет исходить из наиболее простых физических представлений, что делает анализ излучения импульсных вспышек особенно плодотворным.

Согласно общепринятому вспышечному сценарию, при энерговыделении в корональных петлях, обладающих свойствами магнитных ловушек, накапливаются ускоренные частицы, которые “высыпаются” в их основаниях, генерируя жесткое рентгеновское излучение в результате столкновений нерелятивистских быстрых электронов с энергией $E = 10 - 100$ кэВ с ионами хромосферы (см., например, Бенц, 2008). Хромосферное вещество нагревается до температуры $10^7 - 10^8$ К, “испаряется” (расширяется) и заполняет магнитную арку, высвечиваясь в далеком ультрафиолетовом и в мягком рентгеновском диапазоне. Нагретая плотная плазма нижней атмосферы излучает в бальмеровских линиях водорода и оптическом континууме.

Правомерность описанного выше сценария для Солнца следует, в частности, из временной корреляции между временными профилями микроволнового и жесткого рентгеновского излучения (Уайт, 1999; Кауфманн и др., 2000; Ли и др., 2002). При этом часто встречается слабая зависимость между амплитудами соответствующих импульсов различных энергий, а также наблюдаются временные задержки с характерной длительностью 1–10 с между наступлением их максимумов (Кан и др., 1983; Степанов, Цап, 2002). Такое поведение профилей объясняется либо двухступенчатым ускорением заряженных частиц (Баи, Рамати, 1979), либо особенностями их распространения в корональных арках, моделируемых в виде магнитных ловушек (Ашванден и др., 1997). Вопрос о том, какой из механизмов является более адекватным, по-прежнему остается открытым.

На наш взгляд, чрезвычайно полезными могут оказаться исследования квазипериодических пульсаций излучения (Робертс, 2000; Накаряков, Офман, 2001; Копылова и др., 2002а,б; Степанов и др., 2004). Как известно, волновые процессы – неотъемлемый атрибут динамики солнечной атмосферы. Осцилляции корональных магнитных арок, которые являются основными структурными образованиями верхней атмосферы Солнца, способны модулировать излучение в различных волновых диапазонах. Поиск и анализ свойств колебаний вспышечного излучения является эффективным средством диагностики процессов энерговыделения, что зачастую позволяет сделать важные выводы (Копылова и др., 2002б; Степанов и др., 2004). Однако происхождение квазипериодических пульсаций все еще остается до конца не выясненным. Так, например, исходя из результатов наблюдений временных профилей жесткого рентгеновского и микроволнового излучения, за которое ответственны высокоэнергичные электроны с $E > 300$ кэВ (Бастиян, 1999), Флейшман и др. (2008) пришли к заключению о том, что в событии 15 июля 2003 г. наблюдаемые осцилляции вызваны вариациями инжекции ускоренных электронов. Между тем для вспышки 23 мая 1990 г. Копылова и др. (2002б), используя радиоданные из работы Квина и др. (1996), связали секундные пульсации излучения с колебаниями вспышечной петли.

Целью настоящей работы является комплексный сравнительный анализ микроволнового и рентгеновского излучения солнечной вспышки 5 ноября 1992 г. Особое внимание уделяется его тонкой временной структуре. Для объяснения найденных особенностей предложена модель коронального пробкотрона, магнитное поле которого модулируется быстрыми магнитозвуковыми (БМЗ) колебаниями.

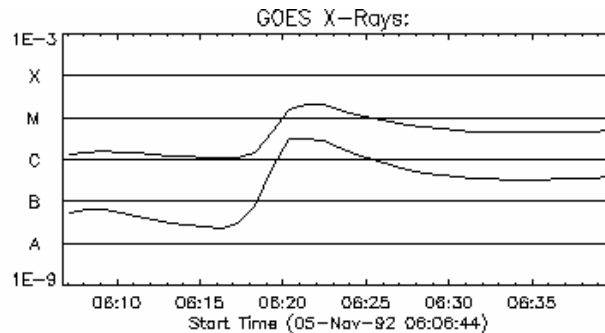


Рис. 1. Временные зависимости потоков мягкого рентгеновского излучения со спутника GOES. Верхняя кривая соответствует диапазону длин волн $1-8 \text{ \AA}$, нижняя – $0.5-4 \text{ \AA}$

2 Вспышка 5 ноября 1992 г.

Вспышка 5 ноября 1992 г. рентгеновского класса M 2.0 произошла между 06:15 и 06:25 UT в активной области с координатами S15 W78 вблизи лимба Солнца. Микроволновое излучение наблюдалось на радиогелиографе и радиополяриметре обсерватории Nobeyama. Для анализа изображений вспышки использовались данные в мягком и жестком рентгеновском диапазоне, полученные соответственно с помощью космических телескопов SXT и HXT, размещенных на спутнике Yohkoh. Временное разрешение инструментов составляло около 1 с.

Наложение на вспыхивающую петлю, видимую в мягком рентгене, изображений источников излучения в каналах L (14–23 кэВ), M1 (23–33 кэВ), M2 (33–53 кэВ), H(55–93 кэВ) и микроволновом диапазоне на частоте 17 ГГц (http://solar.nro.nao.ac.jp/norh/html/event/19921105_0620/norh19921105_0620.html), позволяет предположить, что имела место простая петельная вспышка. Жесткое рентгеновское излучение было локализовано в основаниях петли (второе основание находилось за лимбом), тогда как микроволновой источник остался неразрешенным. Отметим также, что, как следует из спектральных наблюдений вспышки 5 ноября 1992 г. на радиополяриметре Nobeyama, максимальный поток излучения микроволнового источника гиротронной природы (Ниндос и др., 2008) на 17 ГГц был в 2 раза меньше, чем на 35 ГГц (<http://solar.nro.nao.ac.jp/norp/html/event>), т. е. он являлся оптически толстым.

Используя наблюдения мягкого рентгеновского излучения на спутнике GOES (рис. 1) и методику расчета, предложенную Томасом и др. (1985), мы построили зависимости T и EM от времени (рис. 2). Откуда видно, что максимум для EM наступает на несколько минут позже относительно T , что хорошо согласуется со стандартной моделью солнечной вспышки и полученными ранее результатами (см. Сильвестер и др., 2005). Помимо отмеченных выше особенностей, связанных с локализацией нетепловых источников, об этом также свидетельствует подобие временных профилей жесткого рентгеновского (выбран канал M1) и микроволнового излучения на 17 ГГц, которое следует из визуального сравнения соответствующих кривых на рис. 3.

3 Методика обработки результатов

Исследуемые временные ряды содержат квазипериодические пульсации существенно различных масштабов, а также являются нестационарными: имеют заметные отклонения от строгой периодичности, амплитуда и период пульсаций меняются во времени, колебания имеют вид цугов, что в случае использования Фурье-анализа может приводить к некорректным выводам (Витязев, 2001). Поэтому в настоящей работе обработка данных наблюдений проводилась при помощи вейвлет-анализа. Базис вейвлет-преобразования формируется с помощью растяжений и переносов вдоль

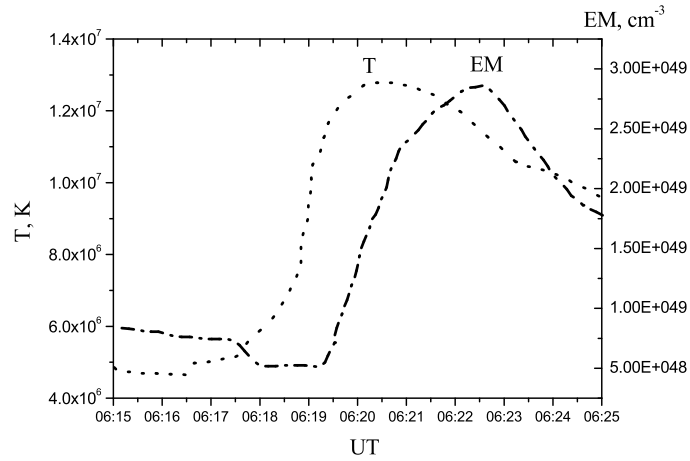


Рис. 2. Временные зависимости меры эмиссии EM [cm^{-3}] и температуры T [K] вспышечной корональной плазмы для вспышки 5 ноября 1992 г., полученные по результатам наблюдений GOES (см. рис. 1)

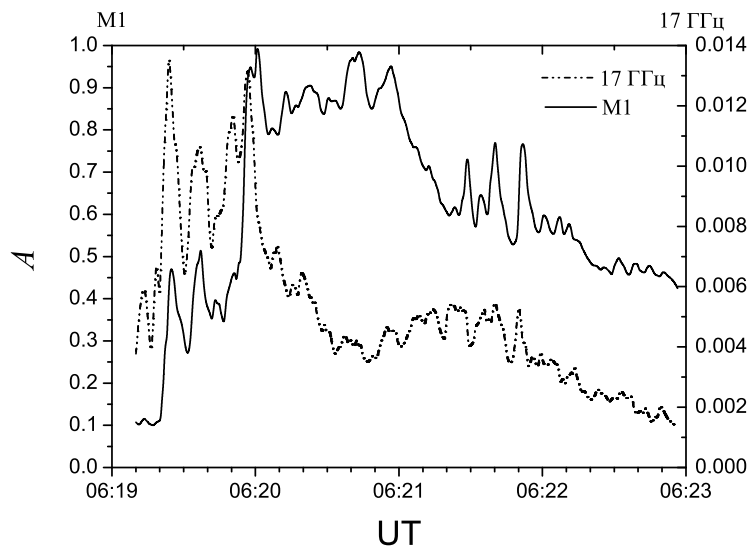


Рис. 3. Временные зависимости потоков микроволнового излучения на 17 ГГц (радиогелиограф Nobeyama) и жесткого рентгеновского излучения (Yohkoh, НХТ) в канале M1

временной оси хорошо локализованных по частоте и времени функций – вейвлетов с произвольными значениями параметров: масштабным коэффициентом (a) и параметром сдвига (b). Этот метод позволяет не только выявлять частотные составляющие сигнала, но и отслеживать их изменения во времени.

Для обработки временных рядов был выбран вейвлет Морле, представляющий собой гармоническое колебание, модулированное функцией Гаусса. Вейвлет Морле можно записать следующим образом:

$$\psi(t) = \exp(-t^2/2) \exp(i\omega_0 t).$$

Вид этой функции (система максимумов и минимумов, стремящихся к нулю вне небольшого интервала времени) определяет одно из его достоинств – хорошую частотную локализацию, что важно при исследовании коротких периодов. При выборе значения коэффициента $\omega_0 = 2\pi$ можно интерпретировать вейвлет-спектры в терминах традиционного Фурье-разложения.

На основе $\psi(t)$ строилось интегральное вейвлет-преобразование исследуемой последовательности $f(t)$

$$W_\psi(a, b) = \frac{1}{\sqrt{a}} \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \psi^* \left(\frac{t-b}{a} \right) dt,$$

где верхний индекс “*” обозначает комплексное сопряжение, а масштабный коэффициент $a = 2^q$ ($q = 1, 2, \dots, N_q$) играет роль периода колебаний в спектре Фурье и определяет растяжение базового вейвлета. Параметр N_q выбирался так, чтобы величина 2^{N_q} не превышала число элементов N исходной последовательности. С помощью параметра сдвига $b = 1, 2, \dots, N$ задавалась временная локализация $\psi(t)$.

При выполнении вейвлет-преобразования находилась корреляция между анализируемым рядом $f(t)$ и выбранным вейвлетом $\psi(t)$, который растягивался и сдвигался по длине реализации. В результате вычислялся двумерный массив коэффициентов $W_\psi(a, b)$, которые, как правило, представляются в виде двумерной проекции на плоскость (a, b) , где различными цветами (оттенками серого) показаны их величины. Однако такое представление не отличается наглядностью. Поэтому в настоящей работе мы использовали построение точек максимумов функции $W_\psi(a, b)$ на каждом масштабе a . Таким образом получали аналог амплитудно-частотного спектра Фурье – локальный вейвлет-спектр, т. е. зависимость максимальных амплитуд ($A = \sqrt{8/(\pi N)[(\operatorname{Re} W_\psi)^2 + (\operatorname{Im} W_\psi)^2]}$) от периода P . Уровень значимости принимался равным 0.9 и находился следующим образом: $\alpha(P) = 1 - (1 - C^2(P))^{N/2-1}$, где $C(P)$ – коэффициент множественной линейной корреляции исследуемого временного ряда $f(t)$ и вейвлета $\psi(t)$.

4 Результаты вейвлет-анализа микроволнового и рентгеновского излучения

Для выяснения особенностей связи между временными профилями, полученными в микроволновом и жестком рентгеновском диапазоне, использовался корреляционный анализ. Вычисления значений коэффициента линейной корреляции R проводились со смещением соответствующих временных профилей друг относительно друга по оси времени в интервале 1 мин. Тем самым учитывались возможные задержки между временными профилями излучения в различных диапазонах.

Поведение спектрального потока излучения на 17 ГГц во времени последовательно сравнивалось с потоками жесткого рентгеновского излучения в каждом из трех каналов L, M1 и M2. Было установлено, что при сдвиге временного профиля жесткого рентгеновского излучения относительно профиля микроволнового излучения в пределах $\Delta\tau = 6 - 8$ с коэффициент корреляции R принимает отрицательные значения, модуль которых превышает 0.5 и возрастает с увеличением энергии канала, достигая 0.75 для канала M2 (рис. 4). Это указывает на то, что пульсации происходили в противофазе. Причем временные задержки $\Delta\tau$ микроволнового излучения относительно рентгеновского возрастали с уменьшением энергии фотонов (см. рис. 4). Для каналов L, M1 и M2 значения $\Delta\tau$ соответственно равны 6.5, 7.0 и 7.5 с.

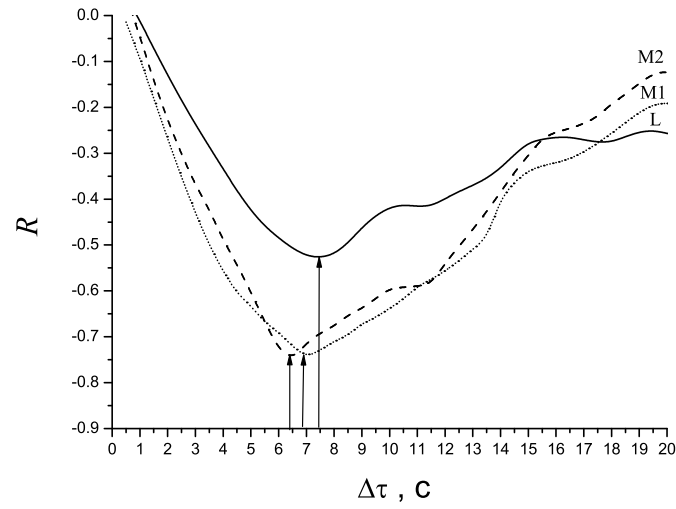


Рис. 4. Зависимость коэффициента корреляции R от времени задержки радиоизлучения $\Delta\tau$

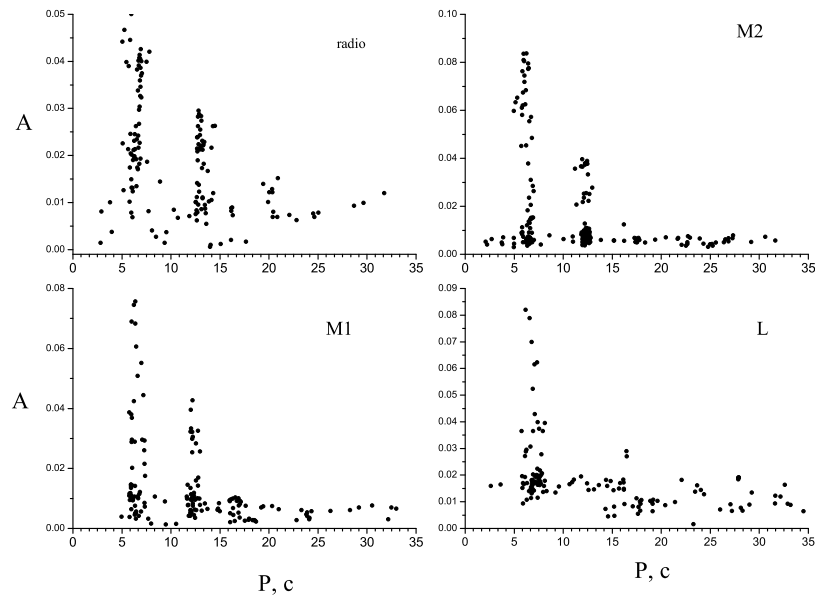


Рис. 5. Локальные спектры пульсаций излучения на 17 ГГц и в каналах L, M1 и M2. Во всех каналах обнаруживаются пульсации с периодом $P_0 \approx 6$ с. По вертикальной оси отложена амплитуда колебаний в относительных единицах

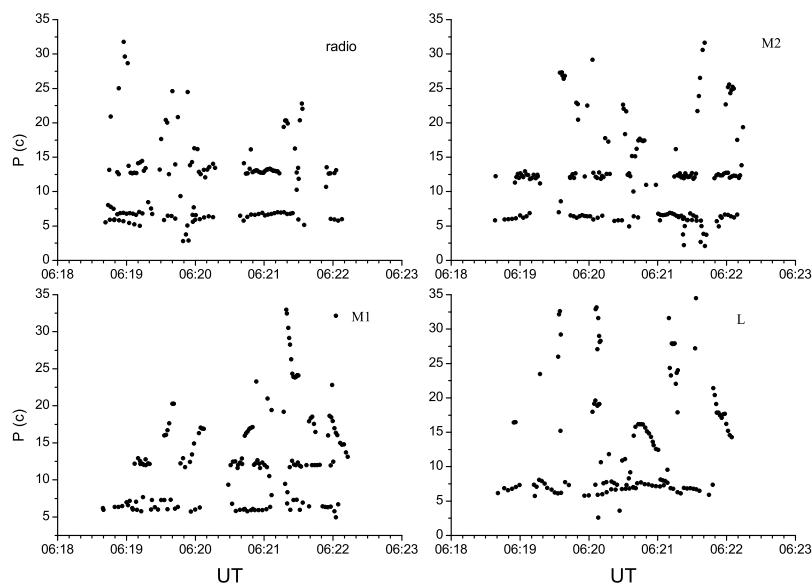


Рис. 6. Зависимость периодов пульсаций излучения на 17 ГГц и в каналах L, M1 и M2 от времени. По вертикальной оси отложена амплитуда колебаний в относительных единицах

На рис. 5 приведены локальные вейвлет-спектры для временных профилей микроволнового и рентгеновского излучения. Видно, что вспышка сопровождалась ярко выраженной квазипериодической модуляцией излучения с периодом $P_0 \approx 6$ с как в радиодиапазоне, так и во всех трех каналах жесткого рентгеновского излучения. Также обращает на себя внимание пик с периодом $P_1 \approx 12$ с. С целью лучшего понимания его происхождения мы построили зависимости “мгновенных периодов” от времени наблюдения пульсаций. Как следует из рис. 6, пульсации с $P_0 \approx 6$ и $P_1 \approx 12$ с происходили синхронно, что свидетельствует об их общей природе.

5 Интерпретация результатов

Для объяснения полученных выше особенностей мы решили исходить из стандартной модели солнечной вспышки. В пользу такого подхода, в частности, свидетельствуют изображения лимбовой вспышки, полученные на Yohkoh, согласно которым источники жесткого рентгеновского излучения располагались в основаниях вспышечной арки. При этом обнаруженное нами запаздывание около 2 мин в наступлении максимумов меры эмиссии тепловой корональной плазмы EM относительно температуры T хорошо объясняется в рамках стандартного вспышечного сценария. В самом деле, характерная скорость процесса заполнения нагретой плазмой вспышечной арки длиной $L \sim 10^9$ см в результате хромосферного “испарения” приблизительно равна скорости звука в короне $c_s \approx 10^7$ см/с, поэтому временная задержка $\Delta t \approx L/c_s \approx 10^2$ с, что согласуется с результатами обработки данных (см. рис. 2).

Можно предположить, что вспышечное энерговыделение и “испарение” хромосферы привело к резкому росту газового давления внутри петли и возбуждению в ней собственных МГД-колебаний (Зайцев, Степанов, 1982). Вследствие этого происходила модуляция потоков, “высыпающихся” в ее основаниях ускоренных электронов и, соответственно, генерируемого ими излучения (Зайцев, Степанов, 1982; Цап и др., 2002). Найденное нами значение $P_0 \approx 6$ с соответствует характерно-

му периоду БМЗ-мод (Степанов и др., 2004), поэтому можно предположить, что они и вызвали наблюдаемые пульсации. Эти моды приводят к изменению напряженности магнитного поля B , характерных размеров излучающей области, температуры и плотности плазмы, а значит, осцилляции должны наблюдаться в различных волновых диапазонах. В рассматриваемом событии вероятнее возбуждались глобальные колебания петли, поскольку они легче раскачиваются и вследствие минимизации эффекта сглаживания пульсаций излучения для БМЗ-колебаний петли с большим числом узлов (Копылова и др., 2002б) наиболее эффективно модулируют излучение.

Если корональную арку считать магнитной ловушкой (пробкотроном), то уход из нее ускоренных электронов через конус потерь в плотные слои солнечной атмосферы определяется их взаимодействием с фоновыми частицами или с турбулентными пульсациями (Мелроуз, Браун, 1976; Степанов, Цап, 2002). Однако время диффузии для низкоэнергичных электронов меньше, чем для высокоэнергичных. В результате первые под действием импульсного источника достигнут своего максимального содержания в ловушке несколько раньше вторых. Это позволяет объяснить в рассматриваемом случае наблюдаемые временные задержки и их рост с увеличением энергии электронов (см. также Ашванден и др., 1997; Степанов, Цап, 2002).

Как уже было отмечено, источник микроволнового излучения на 17 ГГц был оптически толстым, поэтому спектральный поток $F_R \propto B^{-1.02-0.08\delta}$, где $\delta = 2-7$ – показатель спектра ускоренных электронов (Далк, 1985), и с увеличением (уменьшением) магнитного поля B он должен уменьшаться (увеличиваться). Между тем изображения вспышки свидетельствуют, что жесткое рентгеновское излучение F_{HXR} было локализовано в основаниях корональной петли и, соответственно, за его генерацию ответственен нетепловой тормозной механизм. Причем в рамках модели коронального пробкотрона $F_{HXR} \propto S$, где поток пролетных электронов $S \propto 1/\sigma$ и пробочное отношение $\sigma \propto 1/B$ (Степанов, Цап, 1999; Копылова и др., 2002б).

В силу сказанного выше

$$F_R \propto B^{-1.02-0.08\delta}, \quad F_{HXR} \propto B, \quad (1)$$

т. е. с изменением B значения F_{HXR} и F_R ведут себя противоположным образом, что позволяет объяснить обнаруженную выше антикорреляцию между пульсациями жесткого рентгеновского и микроволнового излучения.

Действительно, полагая для простоты $B = B_0 + \delta B \sin \omega t$ и $\delta B \ll B_0$, из (1) находим

$$\delta F_R \propto \sin(\omega t + \pi), \quad \delta F_{HXR} \propto \sin \omega t,$$

откуда следует, что вариации F_R и F_{HXR} должны происходить в противофазе.

Квазипериодические колебания с $P_1 \approx 12$ с имели заметно меньшую амплитуду (рис. 5) и возбуждались синхронно с шестисекундными (рис. 6), а отношение $P_1/P_0 \approx 2$. Поэтому можно предположить, что они являлись субгармоникой основной моды с периодом P_0 . Отсутствие ультрагармоник объясняется их сильным затуханием. Как известно, декременты затухания БМЗ-осцилляций ν , обусловленные как электронной электропроводностью, так и ионной вязкостью, роль которых в короне Солнца является определяющей, обратно пропорциональны квадрату периода колебаний P , т. е. $\nu \propto P^{-2}$ (Цап, 2000). При этом слабая выраженность субгармонических пульсаций в низкоэнергичном канале L могла быть обусловлена сглаживающим эффектом излучения тепловой плазмы.

6 Обсуждение результатов и выводы

В представленной работе рассмотрены особенности взаимосвязи микроволнового и рентгеновского излучения солнечной вспышки 5 ноября 1992 г. Исходя из изображений области энерговыделения в рентгеновском диапазоне, полученных на *Yohkoh*, а также обнаруженной нами временной задержки между максимумами температуры и меры эмиссии, мы сделали вывод в пользу стандартной модели солнечной вспышки. Это предполагает, что основное ускорение заряженных частиц происходит в корональной части петли.

Вейвлет-анализ временных рядов выявил антикорреляцию между пиками квазипериодических пульсаций с доминирующим периодом $P_0 \approx 6$ с микроволнового и жесткого рентгеновского излучения. Эти особенности, а также наблюдаемые секундные задержки мы связали с возбуждением БМЗ-колебаний вспышечной арки, моделируемой в виде магнитной ловушки. Таким образом, нами были получены свидетельства в пользу того, что тонкая временная структура нетеплового излучения определялась не ускорением заряженных частиц в источнике, а их распространением в колеблющейся корональной петле. Об этом также говорят и многие другие наблюдательные данные, предполагающие практически мгновенное (менее 1 с) ускорение в солнечных вспышках электронов до релятивистских энергий (Миллер и др., 1997). Заметим, что отсутствие антикорреляции между импульсами оптически тонкого и оптически толстого микроволнового излучения в событии 15 июля 2003 г. рассматривалось в работе Флейшмана и др. (2008) как наиболее веский аргумент, направленный против модели колеблющейся вспышечной петли.

Модуль коэффициента линейной корреляции между микроволновым и рентгеновским излучением даже в самом низкоэнергичном канале жесткого рентгена L не превышал 0.5, постепенно возрастая в каналах M1, M2 до величин > 0.7 . С одной стороны, это свидетельствует о существенном вкладе тепловой компоненты плазмы в жесткое рентгеновское излучение низких энергий (см. также Урпо и др., 1994), а с другой – предполагает общую популяцию ускоренных электронов, ответственных за излучение в широком диапазоне длин волн.

В заключение хотелось бы подчеркнуть, что полученные результаты еще раз продемонстрировали важность всестороннего изучения тонкой временной структуры вспышечного излучения в различных волновых диапазонах, а также плодотворность методов корональной сейсмологии. Анализ влияния колебаний корональных петель на нетепловые механизмы излучения позволил пролить определенный свет на одно из самых загадочных астрофизических явлений – ускорение заряженных частиц в солнечных вспышках.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 12-02-00616), программами Президиума РАН “Происхождение и эволюция звезд и галактик”, “Солнечная активность и физические процессы в системе Солнце–Земля”, программой ОФН-16, грантом по государственной поддержке ведущих научных школ НШ-6110.2008.2 и Минобрнауки РФ (задание 2012 г. для ФГБОУ ВПО “КалмГУ”).

Литература

- Ашванден и др. (Aschwanden M.J., Vunum R.M., Kosugi T., et al.) // *Astrophys. J.* 1997. V. 487. P. 936.
- Бай, Рамати (Bai T., Ramaty R.) // *Astrophys. J.* 1979. V. 227. P. 1072.
- Бастиян (Bastian T.) // *Proc. of the Nobeyama Symp. "Solar Physics with Radio Observations"*. NRO Report N 479/ Eds T. Bastian, N. Gopalswamy, K. Shibasaki. Nagano: Nobeyama Radio Observ. 1999. P. 211.
- Бенц (Benz A.O.) // <http://solarphysics.livingreviews.org/Articles/lrsp-2008-1>, 2008.
- Витязев В.В. // Вейвлет-анализ временных рядов. С.-Петербург: Изд. СПбУ. 2001.
- Гершберг Р.Е. // Активность солнечного типа звезд главной последовательности. Одесса: Астропринт. 2002.
- Далк (Dulk G.A.) // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 1985. V. 23. P. 169.
- Зайцев В.В., Степанов А.В. // Письма в Астрон. журн. 1982. Т. 8. С. 248.
- Кан и др. (Kane S.R., Kai K., Kosugi T. et al.) // *Astrophys. J.* 1983. V. 271. P. 376.
- Кауфманн и др. (Kaufmann P., Trottet G., Gime'nez de Castro C.G., et al.) // *Solar Phys.* 2000. V. 197. P. 361.
- Квин и др. (Qin Z., Li C., Fu Q., Gao Z.) // *Solar Phys.* 1996. V. 163. P. 383.
- Копылова Ю.Г., Цап Ю.Т., Цветков Л.И. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 2002а. Т. 98. С. 84.
- Копылова Ю.Г., Степанов А.В., Цап Ю.Т. // Письма в Астрон. журн. 2002б. Т. 28. С. 870.
- Ли и др. (Lee J., Gary D.E., Qiu J., Gallagher P.T.) // *Astrophys. J.* 2002. V. 572. P. 609.
- Мелроуз, Браун (Melrose D.B., Brown J.C.) // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1976. V. 176. P. 15.

- Миллер и др. (Miller J.A., Cargill P.J., Emsile A.G., et al.) // J. Geophys. Res. 1997. V. 102. P. 14631.
- Накаряков, Офман (Nakariakov V.M., Ofman L.) // Astron. Astrophys. 2001. V. 372. L53.
- Ниндос и др. (Nindos A., Aurass H., Klein K.-L., Trotter G.) // Solar Phys. 2008. V. 253. P. 3.
- Робертс (Roberts B.) // Solar Phys. 2000. V. 193. P. 139.
- Сильвестер и др. (Sylwester J., Sylwester B., Phillips K.J.H., Кера А.) // Proc. of the 11th European Solar Physics Meeting "The Dynamic Sun: Challenges for Theory and Observations" (ESA SP-600). 11–16 September 2005/ Eds D. Danesy et al. Noordwijk: ESA. 2005. P. 143.
- Степанов А.В., Цап Ю.Т. // Астрон. журн. 1999. Т. 76. С. 949.
- Степанов, Цап (Stepanov A.V., Tsap Yu.T.) // Solar Phys. 2002. V. 211. P. 135.
- Степанов А.В., Копылова Ю.Г., Цап Ю.Т. и др. // Письма в Астрон. журн. 2004. Т. 30. С. 530.
- Томас и др. (Thomas R.J., Crannell C.J., Starr R.) // Solar Phys. 1985. V.95. P.323.
- Уайт (White S.M.) // Proc. of the Nobeyama Symposium "Solar Physics with Radio Observations"/ Eds T. Bastian, N. Gopalswamy, K. Shibasaki. Nagano: Nobeyama Radio Observ. 1999. NRO Report № 479. P. 223.
- Урпо и др. (Urpo S., Bakhareva N.M., Zaitsev V.V., Stepanov A.V.) // Solar Phys. 1994. V. 154. P. 317.
- Флейшман и др. (Fleishman G.D., Bastian T.S., Gary D.E.) // Astrophys. J. 2008. V. 684. P. 1433.
- Цап (Tsap Yu.T.) // Solar Phys. 2000. V. 194. P. 131.
- Цап Ю.Т., Копылова Ю.Г., Нестеров Н.С. // Кинем. и физ. небесн. тел. 2002. Т. 18. С. 3.
- Цап и др. (Tsap Yu.T., Kopylova Yu.G., Stepanov A.V., Melnikov V.F., Shibasaki K.) // Solar Phys. 2008. V. 253. P. 161.
- Цап Ю.Т., Степанов А.В. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 2009. Т. 104. С. 170.