ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ ПО ВЫСШЕМУ ОБРАЗОВАНИЮ

Известия высших учебных заведений

РАДИОФИЗИКА

ежемесячный научно–технический журнал

Издается с апреля 1958 г.

Том XXXIX N 11-12 Нижний Новгород 1996

Содержание

Материалы "Всероссийской конференции по физике Солнца"

Подгорный И. М. Теория солнечных вспышек и научное наследие С. И. Сыроватского 1353

Филиппов Б. П. Воздействие электромагнитного поля эруптивного протуберанца на плазму короны и хромосферы (формирование транзиента и H_α эмиссии) 1362

Подгорный А. И. Численное моделирование солнечных вспышек 1369

Дидковский Л. В., Долгушин А. И., Котов В. А., Ханейчук В. И., Цап Т. Т., Роудс Э., Корзенник С., Джонсон Н., Роуз П. Первые результаты наблюдений Солнца с магнито–оптическим фильтром в Крымской астрофизической обсерватории 1374

Кучми С., Молоденский М. М., Старкова Л. И., Кутвицкий В. А., Ершов А. В. Поляризация и 3-D структура короны 3.11.94 1381

Хецуриани Ц. С., Тетруашвили Э. И., Гиголашвили М. Ш. Об образованиях, связанных с лимбовой вспышкой 6.XI.1979 года 1389

Абраменко В. И., Юрчишин В. Б., Ванг Т. Накопление энергии магнитного поля активной области за счёт альфа-эффекта 1394

Якунина Г. В., Порфирьева Г. А., Делоне А. Б. Динамика процессов в активных областях NOAA 6652 и 6654 на Солнце 1401

Черток И. М. О соотношении между солнечными вспышками, корональными выбросами массы и пост-эруптивным энерговыделением 1408

Дайбог Е. И., Столповский В. Г. и Суворова А. В. Корональные выбросы вещества как возможный источник энергичных электронов в межпланетном пространстве 1415

Тирский В. В., Томозов В. М. О поляризации радиоизлучения турбулентной плазмы солнечных вспышек 1422

Дурасова М. С., Подстригач Т. С., Фридман В. М., Шейнер О. А. Исследование предвспышечных ситуаций по спектральным данным потоков радиоизлучения Солнца за 1970–1994 гг. 1425

Абрамов-Максимов В. Е., Богод В. М., Боровик В. Н., Вяльшин Г. Ф., Гараимов В. И., Гельфрейх Г. Б., Медарь В. Г. О высотном распределении магнитного поля над пятном по данным оптических и радиоастрономических наблюдений 1436

Нестеров Н. С., Топчило Н. А., Цыганов А. Н. Распределение продольной компоненты магнитного поля протуберанцев по радиоастрономическим измерениям 1443

Богод В. М., Гребинский А. С., Опейкина Л. В. Использование эффектов рефракции для диагностики структуры солнечной короны по радионаблюдениям 1450

Мельников В. Ф., Магун А. Динамика энергичных электронов во вспышечной петле и уплощение частотного спектра мм-излучения солнечных вспышек 1456

Просовецкий Д. В., Лубышев Б. И., Смольков Г. Я., Тресков Т. А., Криссинель Б. Б., Миллер В. Г. Быстродвижущиеся источники микроволнового излучения в солнечной атмосфере 1466

Лотова Н. А., Владимирский К. В., Корелов О. А. Долговременная эволюция переходной области солнечного ветра 1473

Володичев Н. Н., Григорьева В. П., Прокудина В. С. Анализ протонных событий от долгоживущих активных областей, сопровождаемых всплесками длинноволнового радиоизлучения 1479

Криссинель Б. Б., Кузнецова С. М., Обухов А. Г., Смольков Г. Я. Восстановление изображений Солнца в случае слабого заполнения спектральной плоскости методом проекции на выпуклые множества 1483

Фомичев В. В., Ораевский В. Н., Пулинец С. А., Прутенский И. С., Горгуца Р. В., Клос З., Кирага А., Роткахл Х., Крюгер А., Хильдебрандт Й., Аурасс Х., Классен А., Манн Г. О результатах эксперимента СОРС на ИСЗ "КОРОНАС" 1490

Ораевский В. Н., Клепиков В. Ю., Степанов А. И., Ломинадзе Д. Г., Геонджян Л. А., Капанадзе З. Г. Коронограф орбитальной солнечной обсерватории "КОРОНАС-Ф" 1494

Панков В. М., Прохин В. Л., Шкуркин Ю. Г., Яковлев Б. А., Гляненко А. С., Котов Ю. Д., Коваленъ В. Ю. Рентгеновский полупроводниковый (CdTe) спектрометр для исследования излучения солнечных вспышек и их предвестников 1500

Житник И. А., Игнатьев А. П., Клепиков В. Ю., Корнеев В. В., Крутов В. В., Кузин С. В., Ломкова В. М., Митрофанов А. В., Опарин С. Н., Ораевский В. Н., Перцов А. А., Слемзин В. А., Собельман И. И., Степанов А. И., Тиндо И. П. Исследование переходного слоя и короны Солнца методом изображающей XUV-спектроскопии в экспериментах "ТЕРЕК" и "РЕС" на спутнике "КОРОНАС-И" 1506

Казачевская Т. В., Авдюшин С. И., Гонюх Д. А., Ломовский А. И., Нусинов А. А., Свидский П. М., Цигельницкий Ю. Н., Ораевский В. Н., Копаев И. М., Болдырев С. И., Мищенко Е. Д. Измерения потока и спектра коротковолнового ультрафиолетового излучения Солнца на спутнике "КОРОНАС-И" 1514

Ораевский В. Н., Кочаров Г. Е., Болдырев С. И., Дмитриев П. Б., Ишков В. Н., Лазутков В. П., Матвеев Г. А., Ницора Ю. Н., Савченко М. И., Скородумов Д. В., Чариков Ю. Е. Характеристики рентгеновского излучения Солнца в марте и апреле 1994 г. по данным эксперимента "ИРИС", выполненного на борту АУОС-СМ "КОРОНАС-И" 1521

Веселовский И. С., Гоцелюк Ю. В., Денисов Ю. И., Дмитриев А. В., Кузнецов С. Н., Курт В. Г., Ораевский В. Н., Панасюк М. И., Рюмин С. П. Рекуррентные возрастания энергичных частиц по данным "КОРОНАС-И" 1527

Веселовский И. С., Гоцелюк Ю. В., Дмитриев А. В., Кузнецов С. Н., Курт В. Г., Мягкова И. Н., Ораевский В. Н., Панасюк М. И., Подорольский А. Н., Рюмин С. П. Безвспышечное возрастание солнечных космических лучей 14–17 апреля 1994 г. 1533

Кудрявцев М. И., Панков В. М., Богомолов А. В., Денисов Ю. И., Колесов Г. Я., Логачев Ю. И., Свертилов С. И. Эксперимент "ГРИФ-1" на модуле "СПЕКТР" ОКС "МИР": исследование рентгеновского, гамма- и нейтронного излучений солнечных вспышек, а также связи солнечной активности с динамикой потоков заряженных частиц в магнитосфере Земли 1539

Логачев Ю. И., Денисов Ю. И., Свертилов С. И., Богомолов А. В., Богомолов В. В., Кудрявцев М. И., Панков В. М. Проект солнечно–геофизического эксперимента "ГРИФ-2" на международной космической станции "АЛЬФА" 1546

Информация. Содержание т.39 журнала "Изв.вузов. Радиофизика" за 1996 год 1557

УДК 553.916

ТЕОРИЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК И НАУЧНОЕ НАСЛЕДИЕ С. И. СЫРОВАТСКОГО

И. М. Подгорный

Выдвинутая С. И. Сыроватским гипотеза об аккумуляции энергии в токовом слое привела к созданию модели токовой вспышки. Квазистационарный токовый слой, образованный над активной областью в короне, может перейти в неустойчивое состояние. При этом из токового слоя вабрасываются потоки плазмы. Токовый слой генерирует продольные токи, замыкающиеся в фотосфере. Ускоренные в продольных токах электроны вызывают видимое и рентгеновское излучение и радиовсплески.

1. СОЛНЕЧНЫЕ ВСПЫШКИ И ВЫБРОСЫ СОЛНЕЧНОГО ВЕЩЕСТВА

Связь солнечной вспышки с геомагнитными явлениями уже более ста лет считается фундаментальным фактом солнечно–земных связей. 1 сентября 1859 г. Каринггон [1] обнаружил на поверхности Солнца два ярких пятна в видимой области света, которые появились за 18 часов до начала сильной магнитной бури на Земле. В 1943 г. Ньютоном [2] такое солнечное явление было названо вспышкой. Позже Эллисоном (1946) [3] было показано, что вспышка в видимом свете обязана в основном излучению H_α. При этом на месте фраунгоферовой водородной линии возникает всплеск длительностью в несколько минут яркой линии эмиссии. Примером классической полностью развитой вспышки является двуленточная вспышка с двумя полосами (лентами) водородного излучения у обоих подножий арки или системы арок.

В ряде ранних работ сообщалось (см., напр., обзор [4]), что при вспышке часто наблюдаются вертикальные скорости вещества около 10^8 см/с. Такие вспышки получили название эруптивных. Обнаружение выбросов солнечного вещества в межпланетное пространство (CME — coronal mass ejection или корональные транзиенты) казалось бы хорошо укладывается в цепочку событий, когда одновременно (или почти одновременно) со вспышкой присходит выброс вещества в межпланетное пространство, возникает ударная волна, и сильное возмущение вызывает всплеск геомагнитной активности.

В появившихся недавно работах Гослинга [5] и Фейнмана и Хундхаусена [6] делается сильное утверждение об отсутствии какой-либо связи между солнечными вспышками и выбросами солнечной плазмы в межпланетное пространство. Между тем, накоплен богатый наблюдательный

материал, указывающий на существование двух типов вспышек: ограниченные (confined) и эруптивные, — которые протекают приблизительно по одинаковому сценарию, но примерно одновременно со вторыми наблюдается выброс вещества. Так, например, в работах [7, 8] делается вывод о том, что выбросы протуберанцев в активной области обычно вызывают сильные вспышки. В работе [9] описана мощная вспышка, связанная с выбросом вещества. Ряд наблюдателей утверждает, что эруптивные процессы часто предшествуют появлению вспышек. Обобщая эти наблюдения Калер и др. [10] заключают, что они свидетельствуют о едином процессе, в котором вспышку следует рассматривать, как вторичное звено в последовательности событий.

В обзоре Кливера [4] все вспышки делятся на два класса. К классу I принадлежат так называемые компактные вспышки на высоте 10^4 км, длящиеся несколько минут. Вспышки класса II могут продолжаться часами, захватывают целую систему магнитных арок и развиваются на высоте $\sim 5 \cdot 10^4$ км. Явления СМЕ типичны для класса II, однако могут наблюдаться и в очень мощных вспышках класса I. Полностью развитая двуленточная вспышка может представлять собой гибридное явление с переходом из фазы класса II в фазу класса I. Швестка и Кливер (см. [4]) высказывали предположение, что вспышка класса II (ранее называемая послевспышечными петлями) может явиться следствием пересоединения, вызванного вытягиванием линий поля при СМЕ. Образование токового слоя и его распад при взаимодействии потока плазмы с поперечным полем были показаны в расчётах [11]. Такое явление наблюдалось на японском ИСЗ [12], когда выброс плазмы вытягивал поле магнитной арки, и вспышка наблюдалась при распаде образовавшегося токового слоя. В ряде случаев вспышка предшествует выбросу плазмы. Наконец имеются явления, существование которых подчеркивает Гослинг, когда приборы фиксировали только вспышку или только выброс транзиента.

Резюмируя сказанное, по-видимому, можно утверждать, что имеется механизм накопления энергии, которая затем быстро выделяется над активной областью на высоте более 10^4 км над фотосферой. Процесс выделения энергии не происходит точно по одному сценарию. Иногда энерговыделение приводит к солнечной вспышке, а иногда к выбросу вещества. Имеются довольно распространённые случаи появления вспышки и SME в одном событии. Поток ускоренного вещества при взаимодействии с поперечным полем может образовать токовый слой, распад которого регистрируется, как вспышка.

2. ВОЗМОЖНОСТЬ ВСПЫШЕЧНОГО ВЫДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ В КОРОНЕ

Теория вспышки должна объяснять ряд наблюдаемых эффектов, среди

них:

1. Медленное накопление и взрывное выделение больших количеств энергии — до 10^{32}–10^{33} эрг.
2. Выделение энергии происходит в солнечной короне над активной областью.
3. У подножья магнитной арки одновременно возникают яркие ядра свечения водородных атомов и высокоионизованных ионов (Ca XIX и Fe XXV) длительностью 5–10 мин. Смещение линий указывает на движение высокоионизованного вещества вверх, а нейтрального газа вниз. На фронте возрастания этих излучений наблюдается кратковременный импульс (около 30 с) жёсткого тормозного излучения.
4. Многие данные указывают на нулевую линию магнитного поля между узлами свечения.
5. Во время вспышки наблюдается перераспределение продольных токов, причём неоднократно в одном пятне регистрировалась пара противоположно направленных продольных токов [13]. Таким образом, исключается возможность генерации продольного тока за счёт разности потенциалов между пятнами различной полярности, на которые опирается арка. По-видимому, пара продольных токов генерируется над активной областью, а замыкание токов происходит в хромосфере.
6. Ускоренные электроны выходят из области вспышки и вызывают радиовсплески. Часть быстрых электронов захватывается в магнитной петле.

Практически все существующие в настоящее время теории солнечных вспышек основаны на двух подходах: а) медленное накопление энергии в токовом слое, образованном фокусировкой возмущений в окрестности особой линии и её быстрое выделение при неустойчивости токового слоя, б) быстрое разрушение продольного тока с выделением запасённой в нём энергии.

Детальное исследование первого механизма было проведено С. И. Сыроватским и его учениками. Возможная роль продольных токов была впервые отмечена А. Б. Северным после обнаружения им вертикальных токов силой в 10^{10} А [14] в магнитных пятнах. Предлагая объяснение вспышки А. Б. Северный основывал свою идею на результатах исследований мощного импульсного разряда Л. А. Арцимовичем и сотрудниками [15, 16]. Эти работы показали, что при быстром нарастании тока происходит самосжатие разряда (пинч-эффект) с генерацией потоков быстрых частиц, выбросом ускоренной плазмы, излучением в видимой и

рентгеновской областях. При этом в зависимости от условий могло доминировать одно или несколько из наблюдаемых явлений. Такой разряд был бы идеальным механизмом, объясняющим появление иногда вспышек, иногда транзиентов, а иногда совместно тех и других. К сожалению все эти явления происходят при быстром возрастании тока, т. е. такой механизм не объясняет накопления энергии, необходимой для вспышки.

В дальнейшем Альфвен [17] развил идею Северного, предположив, что энергия постепенно запасается в магнитном поле тока, а затем быстро выделяется при разрыве тока из-за образования двойных электрических слоев. Эта модель не получила наблюдательных подтверждений. Недавно механизм разрыва токового слоя был рассмотрен на новом уровне Зайцевым и Степановым [18]. Продольный ток в арке при $\beta \ll 1$ в короне должен образовать магнитную равновесную бессиловую структуру $(\mathrm{rot}\,\vec{B}) \times \vec{B} = 0$. Равновесие нарушится, если нейтральный газ протуберанца внедрится в токовый шнур. Авторы предполагают, что искажение магнитного поля при достаточно малом радиусе возмущения вызовет перестановочную неустойчивость, и в явлениях переноса (проводимости) основную роль станут играть столкновения заряженных частиц с нейтральными. При этом делается сильное предположение, что ток в области взаимодействия становится практически перпендикулярным магнитному полю, т.е. электропроводность вдоль поля перестаёт играть основную роль. Она теперь должна определяться третим членом закона Ома, учитывающего столкновения с нейтральными атомами:

$$\sigma(\vec{E} + \vec{V}\times\vec{B}/c) = \vec{j} + \sigma(\vec{j}\times\vec{B})/n_e ce + \sigma f^2 \Omega\tau_{in} \left\{(\vec{j}\times\vec{B}) \times \vec{B}\right\}/n_c ceB\,. \quad (1)$$

Второй член этого выражения описывает генерацию поля, перпендикулярного $\vec{j}$, поэтому не даёт вклада в джоулеву диссипацию. Здесь f — отношение концентрации нейтральных атомов к полной концентрации частиц. В оценках работы [18] считается, что поле арки на её вершине мало по сравнению с полем тока и в формулу (1) подставляется поле тока. Получающаяся для $\vec{j} \perp \vec{B}$ проводимость (Педерсеновская) оказывается в 10^9 раз меньше кулоновской. Она может обеспечить быструю диссипацию магнитной энергии контура с током. По сути дела предполагается переход от бессиловой структуры к течению тока перпендикулярно силовым линиям магнитного поля. Физический смысл рассматриваемого процесса состоит в осуществлении условий, когда искажение магнитного поля настолько сильное, что сопротивление вдоль поля стало значительно больше сопротивления поперёк поля, и ток вынужден идти поперёк поля. Подстановка в формулу численных значений величин показывает, что при размере промежутка искажённого поля, равном радиусу шнура (10^8 см), необходимо длину силовой линии увеличить за счёт сильного изгиба до 10^{17} см. Выполнение этого условия трудно себе представить.

Хотя модель вспышки, главным элеменом которой является разрядный ток, не может описать вспышку целиком, роль продольного тока невозможно исключить из рассмотрения, т.к. сами продольные токи регистрируются в области вспышки, а ускорение частиц в электрическом поле всегда происходит в присутствии продольного тока.

Первоначальная идея С. И. Сыроватского (1962) [19] состояла в накоплении энергии в магнитном поле при образовании токового слоя в окрестности особой линии при фокусировке возмущений в плазме. Такой процесс перестройки конфигурации магнитного поля удобно описывать пересоединением. Под этим термином следует понимать течение плазмы, приводящее к переводу линий магнитного поля из одной топографической области в другие, из-за локального нарушения вмороженности в окрестности особой линии магнитного поля. Простейшей особой линией поля является нейтральная линия ($\vec{B} = 0$).

Медленно накопленная энергия в поле устойчивого токового слоя может быть затем быстро реализована в тепловую энергию, энергию быстрых потоков плазмы, высокоэнергетичных частиц и волн. В качестве наиболее простого механизма распада токового слоя Б. В. Сомовым и С. И. Сыроватским [20] рассматривался разрыв тока с генерацией электрических полей, в которых может происходить ускорение заряженных частиц. Используя МГД-приближение и анализируя поведение обеих компонент магнитного поля в слое С. И. Сыроватский и Б. В. Сомов показали, что приближение нейтрального слоя является слишком примитивным (см., например, [21]). Численные расчёты [22, 23] продемонстрировали определяющую роль электромагнитных сил в динамике токового слоя. Учёт влияния ускорения плазмы вдоль слоя силой $\vec{j}\times\vec{B}$ и отказ от баланса втекающей в слой и вытекающей из него сжимаемой плазмы позволил построить А. И. Подгорному модель слоя [24], описывающую его эволюцию и переход из устойчивого состояния в неустойчивое.

Аналитическое рассмотрение всей совокупности событий в токовом слое не представляется возможным, и поэтому в ряде работ предлагались сильно упрощённые аналитические модели, которые на начальном этапе оказались чрезвычайно полезными. Среди них:

1. **Нейтральный слой Харриса** (1962) — удобная аналитическая форма статического распределения давления в слое (без нормальной составляющей), уравновешенного в каждой точке магнитным давлением. Использование решения Харриса позволило впервые показать развитие в слое неустойчивости. Модификация слоя Харриса, с целью приближения его к реальности, не привела к успеху.

2. **Модель Паркера–Свита** (1956) описывает стационарное течение несжимаемой жидкости в двумерной геометрии в окрестности нулевой точки магнитного поля. Эта упрощённая модель позволила установить важное соотношение, связывающее толщину слоя со скоростью втекания

и проводимостью плазмы $a = c^2/4psV$.

3. Модель Петчека (1964) описывает стационарное втекание плазмы в нейтральную точку и её растекание в свободное пространство с образованием медленных ударных волн. Она даёт максимальную скорость пересоединения $\sim V_A/10$, близкую к той, которая позже была получена численным решением МГД-уравнений [24]. Такого типа течения подробно исследовались в работе [25].

Эти модели, при всей их упрощённости, сыграли важную роль в развитии идеи С. И. Сыроватского, однако, только численное решение трёхмерных МГД-уравнений позволило последовательно проследить процессы образования, эволюции и быстрого распада токового слоя. При использовании токового слоя для объяснения солнечных вспышек вызывала возражения малая толщина протяжённого токового слоя в короне. Это возражение не принципиально. Оно отпадает при учёте турбулентности в слое и введении аномального сопротивления, как это сделано в работах Б. В. Сомова и В. С. Титова [26].

После появления работ С. И. Сыроватского были выполнены измерения в космосе, показавшие, что помимо слоёв, образованных в окрестности нейтральной линии, токовый слой может быть создан мощным течением плазмы поперёк магнитного поля, например, в геомагнитном хвосте и в гелиосфере. В таких слоях также аккумулируется энергия, которая также реализуется по сценарию вспышки, как это имеет место при суббуре.

Идея использования токового слоя для объяснения солнечных вспышек встречала возражение. Возникал вопрос: если токовый слой настолько устойчив, что позволяет длительное накопление энергии, то почему запасённая энергия быстро выделяется при вспышке? На этот вопрос ответил численный эксперимент [11, 24]. Оказалось, что в процессе эволюции сформировавшийся токовый слой может перейти в неустойчивое состояние из-за того, что при определённых условиях выталкивание плазмы вдоль слоя магнитным натяжением перестаёт компенсироваться втеканием её в слой вместе с пересоединяющимися магнитными потоками.

3. МОДЕЛЬ СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ

Численное моделирование и использование некоторых результатов исследования токового слоя магнитосферы Земли позволили создать модель вспышки [27, 28], включающую генерацию продольных токов и ускорение заряженных частиц в этих токах (рис. 1). На рисунке показана удобная для восприятия конфигурация, наблюдаемая в реальной вспышке. Она содержит нейтральную линию магнитного поля.

Численным моделированием в 3-D МГД приближении было показано [29], что всплывание новой магнитной трубки или практически любое другое возмущение на фотосфере приводит к фокусировке энергии в

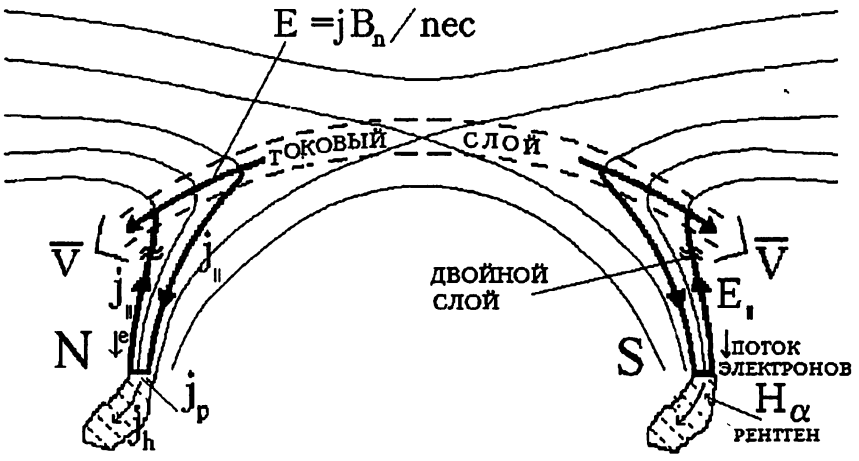


Рис. 1. Распределение токов и полей в модели солнечной вспышки. Тонкими линиями показаны линии магнитного поля. Жирными — токи. Магнитное натяжение выталкивает плазму вдоль токового слоя, в слое ток направлен перпендикулярно плоскости рисунка. Электроны ускоряются в разрывах потенциала в продольных $\vec{B} \parallel \vec{j}$ токах.

окрестности особой линии и образованию токового слоя. Выталкивание плазмы вдоль слоя силой $\vec{j}\times\vec{B}$ приводит к эволюции слоя и его переходу в неустойчивое состояние. Толщина слоя падает, а плотность тока растёт. Вследствие вмороженности поля в электронный газ сила $\vec{j}\times\vec{B}$ приложена к электронам, а практически не замагниченные в токовом слое ионы ускоряются электрическим полем $\vec{E} = \vec{j}\times\vec{B}/nec$, направленным вдоль слоя (см. уравнение (1)). Это электрическое поле вызывает генерацию продольных $\vec{j} \parallel \vec{B}$ токов, которые могут замыкаться токами Педерсена в хромосфере, где столкновения электронов с нейтральными атомами становятся существенными. Продольные токи изображены на рисунке жирными линиями. Аналогичная цепь продольных токов регистрируется в полярном овале магнитосферы Земли.

Если предположить, что в продольных токах на Солнце происходит разрыв эквипотенциальности, то в разрывах (двойных слоях) должно происходить ускорение частиц. В магнитосфере Земли такое ускорение электронов до энергии в несколько кэВ приводит к их высыпанию в верхнюю атмосферу и зажиганию дуг полярных сияний.

Высыпание быстрых электронов в нижнюю атмосферу Солнца объясняет генерацию тормозного рентгеновского излучения и взрывное выделение энергии быстрыми электронами в хромосфере, позволяющее объяснить особенности излучения в линиях водорода и высокоионизованных атомов [30]. Высокоионизованные атомы (Ca, Fe) движутся вверх, а нейтральный водород — вниз. Причём смещённые в красную область из-за

эффекта Допплера линии водорода и смещённые в "синюю" область линии высокоионизованных атомов излучаются из узлов, локализованных в пятнах. Эти узлы излучения возникают вместе с кратковременным (~ 30 с) мощным всплеском жёсткого рентгеновского излучения и длятся десятки минут. Электроны, ускоренные вверх в направленных вниз токах, захватываются в магнитную ловушку арки или уходят из активной области в межпланетное пространство, вызывая радиовсплески.

Для проверки правильности модели вспышки в настоящее время разрабатывается система прогноза вспышек, основанная на анализе магнитных полей в активных областях [31].

ЛИТЕРАТУРА

1. Carrington R. C. // Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1860. V. 20. P. 13.
2. Newton H. W. // Astophys. J., 1943. V. 103. P. 244.
3. Ellison M. A. // Monthly Notices Roy: Astron. Soc., 1946. V. 106. P. 500.
4. Cliver E. W. // Solar. Phys., 1995. V. 157. P. 285.
5. Gosling J. T. // J. Geophys. Res., 1993. V. 98. P. 18937.
6. Feynman J., Hundhausen A. J. // J. Geophys. Res., 1994. V. 99. № A5. P. 8451.
7. Demoulin D. and Vial J. C. // Solar Phys., 1992. V. 141. P. 289.
8. Zirin H. — In: Astrophys. of the Sun. — Cambrige: Cambrige Un. Press, 1988.
9. Widing K. G., Feldman U., and Bhatia A. C. // Astrophys. J., 1986. V. 308. P. 982.
10. Kahler S. W., Moor R. L., Kane S. R., and Zirin H. // Astrophys. J., 1988. V. 385. P. 824.
11. Podgorny A. I. and Podgorny I. M. // Solar Phys., 1995. V. 161. P. 165.
12. Tsuneta S. // ASP Conference Series., 1993. V. 46. P. 239.
13. Abramenko V. I., Gopasyuk S. I., Ogir M. B. // Solar Phys., 1991. V. 134. P. 287.
14. Северный А. Б. // Известия Крымской астрофиз. обсеватории, 1965. Т. 33. С. 34.
15. Арцимович Л. А. и др. // Атомная энергия, 1956. Т. 1(3). С. 84.
16. Лукьянов С. Ю. и Подгорный И. М. // Атомная энергия, 1956. Т. 1(3). С. 93.
17. Alfven H. and Arrhenius G. — In: Evolution of the solar system. — Wasington: NASA, 1976. P. 250.
18. Zaitsev V. V. and Stepanov A. V. // Solar Phys., 1992. V. 39 P. 343.
19. Сыроватский С. И. // Астроном. ж., 1962. Т. 398. С. 987.
20. Сомов Б. В. и Сыроватский С. И. // Изв. АН СССР. Сер. физ., 1975. Т. 39. С. 375.

21. Динамика токовых слоев и физика солнечной активности. Сборник статей. — Рига: Зинатне, 1982.
22. Подгорный А.И., Сыроватский С.И. // Физика плазмы, 1981. Т.7. С.1055.
23. Брушлинский К.В., Заборов А.М., Сыроватский С.И. // Физика плазмы, 1980. Т.6. С.297.
24. Podgorny A.I. // Solar Phys., 1989. V.123. P.285.
25. Sonnerup B.V.O. // J. Plasma Phys., 1970. V.4. P.161.
26. Сомов Б.В. и Титов В.С. // Письма в АЖ, 1983. Т.9. С.48.
27. Podgorny A.I. and Podgorny I.M. — In: Physics of Magnetic Flux Ropes /Eds. C.T.Russell, E.R.Priest, and L.C.Lee. — Washington: AGU, 1989. P.279.
28. Podgorny A.I. and Podgorny I.M. // Solar Phys., 1992. V.139. P.125.
29. Podgorny A.I. // Solar Phys., 1995. V.156. P.41.
30. Mandrini C.H. et al. // Astron. Astrophys., 1985. V.272. P.606.
31. Podgorny A.I. and Podgorny I.M. — In: Astronomical Pacific Conference Series, 1996. V.95. P.66.

Институт астрономии РАН,
Москва, Россия

Поступила в редакцию
15 марта 1996 г.

THE SOLAR FLARE THEORY AND S.I.SYROVATSKII SCIENTIFIC INHERITANCE

I.M. Podgorny

The energy accumulation in a current sheet was proposed by S.I.Syrovat-skii. The solar flare model is based on this idea. The quasistationary current sheet can be created above an active region and after that becomes unstable. The plasma flow is ejecting from the current sheet. The field-aligned currents generation occurs, which are closed in the photosphere. The electrons accelerated in field-aligned currents produce visible and X-rays radiations and radio bursts.

УДК 523.987

ВОЗДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ЭРУПТИВНОГО ПРОТУБЕРАНЦА НА ПЛАЗМУ КОРОНЫ И ХРОМОСФЕРЫ (ФОРМИРОВАНИЕ ТРАНЗИЕНТА и H_α ЭМИССИИ)

Б. П. Филиппов

Рассматриваются вмороженные движения хромосферной и корональной плазмы при эрупции волокна с конфигурацией магнитного поля, описываемой моделью инверсной полярности. При начале движения волокна поле сжимает хромосферный газ в двух полосах, расположенных симметрично относительно линии раздела полярностей. Сжатие сопровождается нагревом плазмы и усилением эмиссии в линии H_α. С увеличением высоты волокна над фотосферой расстояние между полосами увеличивается. Этот механизм может быть достаточным для описания динамики очагов H_α эмиссии в двухленточных вспышках. В той части короны, где магнитное давление поля волокна превышает газовое, происходит разрежение плазмы и образование полости. Около границы $\beta = 1$ плазма тормозится и уплотняется, что соответствует формированию внешней оболочки транзиента.

Представление об эрупции протуберанца, как об эволюции токовой системы, потерявшей устойчивость, позволяет интерпретировать многие черты изменений в короне и хромосфере как естественные следствия вмороженного движения плазмы. Движение волокна с током индуцирует электрическое поле $\vec{E}$, которое вызывает в окружающем пространстве дрейф плазмы со скоростью

$$\vec{v}_\mathrm{d} = c\frac{\vec{E}\times\vec{B}}{B^2}. \tag{1}$$

Неоднородность поля скоростей $\vec{v}_\mathrm{d}$ приводит к появлению областей сжатия и разрежения в соответствии с уравнением непрерывности

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \operatorname{div}\rho\vec{v} = 0. \tag{2}$$

Рассмотрим двумерный случай — движение прямого линейного тока, направленного вдоль оси z. Магнитное поле тока I с учётом граничного условия на фотосфере описывается векторным потенциалом

$$A_z = \frac{I}{c}\ln\left[\frac{x^2+(y+h)^2}{x^2+(y-h)^2}\right], \tag{3}$$

где h — высота тока над поверхностью фотосферы $y = 0$. Поднимаясь со скоростью v_0, ток индуцирует электрическое поле

$$\vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{A}}{\partial t}. \tag{4}$$

На оси oy над волокном скорость движения плазмы растёт линейно с удалением от него

$$v_y = v_0 \frac{y}{h}, \tag{5}$$

а

$$\operatorname{div} \vec{v}\Big|_{x=0} = \frac{v_0}{h}\left(1 + \frac{2y^2}{y^2 - h^2}\right) \tag{6}$$

выше волокна всюду положительна и убывает, стремясь на большом удалении к величине $3v_0/h$. Поэтому над волокном должно происходить разрежение короны [1].

Конечно, эти зависимости выполняются только в той области, где силы газового давления малы по сравнению с магнитными. Приближённо за границу этой зоны можно принять поверхность, на которой

$$\beta \equiv \frac{8\pi nkT}{B^2} = 1. \tag{7}$$

Вне области $\beta < 1$ плазма остаётся невозмущённой, поэтому вблизи поверхности $\beta = 1$ происходит торможение и уплотнение коронального вещества.

Выбросы вещества в солнечной короне, называемые ещё корональными транзиентами, в большинстве случаев имеют такую пространственную структуру: яркое ядро, совпадающее с местоположением эруптивного протуберанца, окружено тёмной полостью с пониженной по сравнению с окружающей короной плотностью. Полость окаймлена яркой петлёй повышенной плотности. Скорость перемещения всех трёх частей выброса различна, возрастая по мере удаления от ядра к наружной петле [2]. Как видно, вмороженное движение корональной плазмы в поле поднимающегося протуберанца хорошо соответствует процессу формирования транзиента: разрежение над волокном приводит к возникновению полости, а уплотнение по своему положению и характеру движения моделирует внешнюю фронтальную часть транзиента.

Для более детального представления о характере движений вещества в короне при эрупции волокна следует рассмотреть решение полной системы МГД уравнений. Эта система уравнений решалась численно в приближении идеальной проводимости для двумерной геометрии. Движение прямого тока I полагалось заданным. На рис. 1 показано распределение плотности в короне при подъёме волокна с током $I = 1{,}5 \cdot 10^{11}$ А со скоростью $v_0 = 500$ км/с. Параметры, определяющие внешнее дипольное

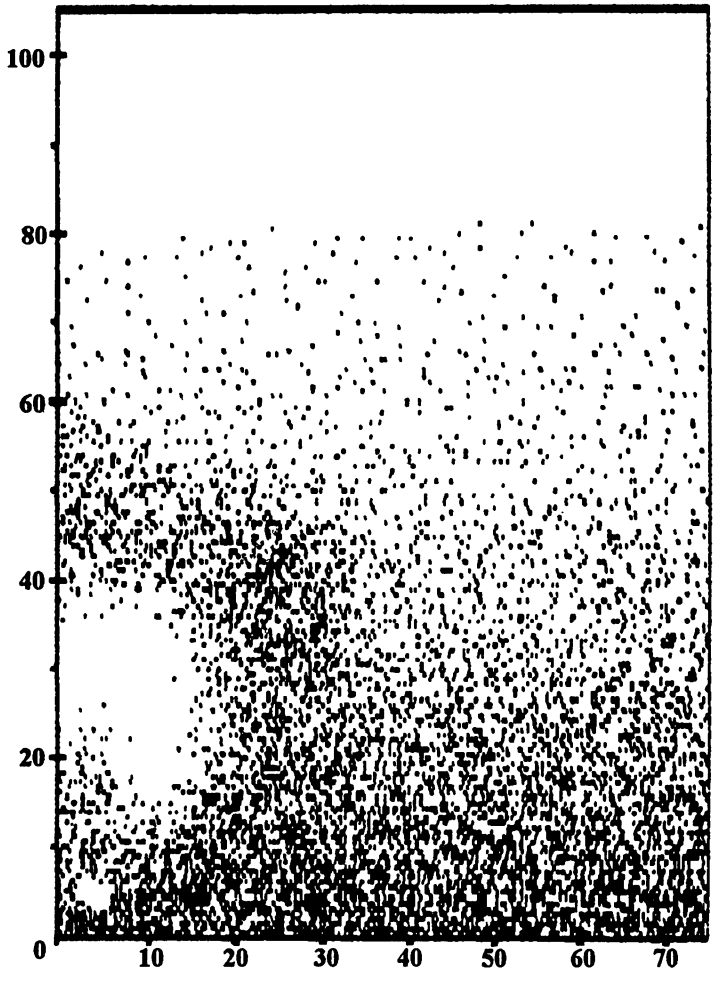


Рис. 1.

поле, выбраны в соответствии с условиями, определяющими потерю равновесия током. Видно, что непосредственно над волокном сразу же начинает образовываться полость, а над ней и сбоку — область повышенной плотности. Силовые линии поля тока, поднимающиеся вместе с волокном "раздвигают" корональную плазму. Вокруг "пузыря" с $\beta < 1$, из которого плазма "выметается", образуется плотная оболочка. Скорость перемещения оболочки выше скорости подъёма волокна.

Выполненные МГД расчёты [3] подтверждают сделанные заключения об образовании вблизи границы равенства давлений плазмы и магнитного поля тока волокна $\beta = 1$ плотной оболочки, которая движется быстрее, чем эруптивное волокно. В области превалирования магнитного давления $\beta \ll 1$ происходит разрежение корональной вещества и образование полости. Наибольшее воздействие на хромосферу поле тока волокна окажет

в начальный период эрупции, когда волокно недалеко от хромосферы.

При равновесии в модели инверсной полярности поле в хромосфере на некотором удалении от волокна имеет такую структуру, как если бы под фотосферой располагались две седловые точки. При подъёме тока точки сначала расходятся, затем, когда ток достигнет высот, сравнимых с масштабом внешнего поля, сближаются и, наконец, одна из них тоже поднимается вдоль линии $x = 0$. Эти две поздние стадии не представляют интереса для нашего анализа, поскольку воздействие поля тока на хромосферу становится незначительным.

Рассмотрим вариации плотности вблизи седловой точки, расположенной на поверхности фотосферы в точке $x = s$ при подъёме тока. Выражение для $\operatorname{div}\vec{v}$, в котором учтено, что $x \approx s \gg h$ и обозначено $t = x - s$, имеет вид

$$\operatorname{div}\vec{v} = \frac{4Iv_0}{c^3}\,\frac{t(t^2 - 5y^2)}{s^2(t^2 + h^2)^2}\,. \qquad (8)$$

Из него видно, что выше фотосферы имеются две области сжатия и две области разрежения, которые разделяются линиями $t = 0$, $y = \pm t/\sqrt{5}$ (рис. 2). Верхние области своим происхождением обязаны особенностям магнитного поля: приближаясь к особой точке плазма ускоряется, удаляясь — замедляется. Нижние области возникают из-за особенностей электрического поля E_z, которое меняет знак на линии $y = 0$, создавая дивергентные и конвергентные потоки. Для того, чтобы судить о величине сжатия, и, следовательно, о степени нагрева хромосферной плазмы (поскольку там, где происходит сжатие, будет повышаться и температура: при адиабатическом сжатии одноатомного газа $\Delta T \sim \Delta\rho^{2/3}$), необходимо выполнить интегрирование по времени и получить изменения плотности за конечный интервал.

Рис. 3 демонстрирует распределение плотности в элементах, расположенных первоначально на одной и той же высоте $y = y_0$ в хромосфере, в последовательные моменты времени. Область повышенной плотности начинается от $x \approx h$ и тянется до седловой точки $x \approx s$. Рост со временем происходит до тех пор, пока ток не достигнет высоты, сравнимой с величиной s. Положение максимума плотности перемещается вдоль оси x незначительно. Но если посмотреть на изменения плотности, то видно, что область сжатия перемещается вместе с седловой точкой в сторону увеличения x (рис. 4), хотя амплитуда сжатия, естественно, уменьшается из-за удаления источника электрического поля. Если бы потерь энергии (главным образом на излучение) не было, температура в области сжатия увеличивалась бы пропорционально изменению плотности в степени 2/3. Но всякое повышение температуры в хромосфере ведёт к усилению эмиссии в линии $H\alpha$, которая остужает плазму. Область повышенной эмиссии в данной модели будет иметь вид лент, параллельных волокну по обе его стороны. Части лент, ближайшие к волокну, "высветятся" быстрее,

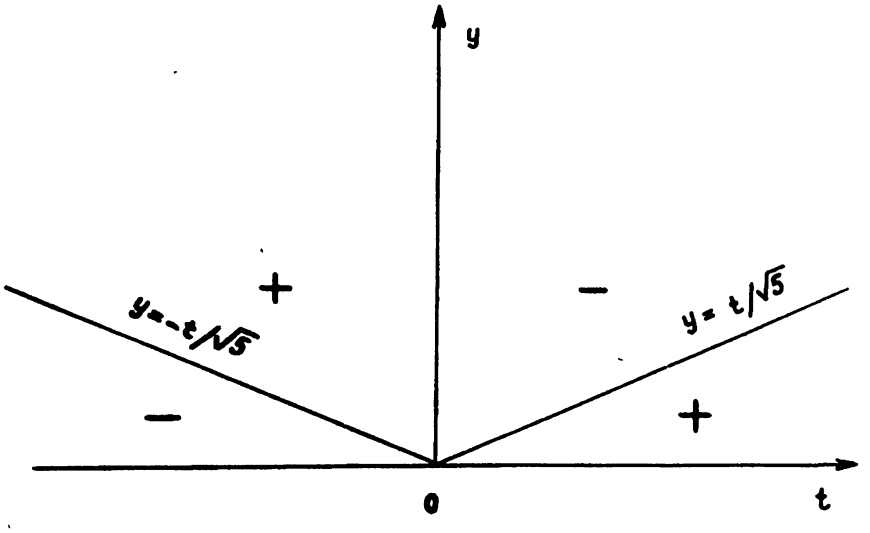


Рис. 2.

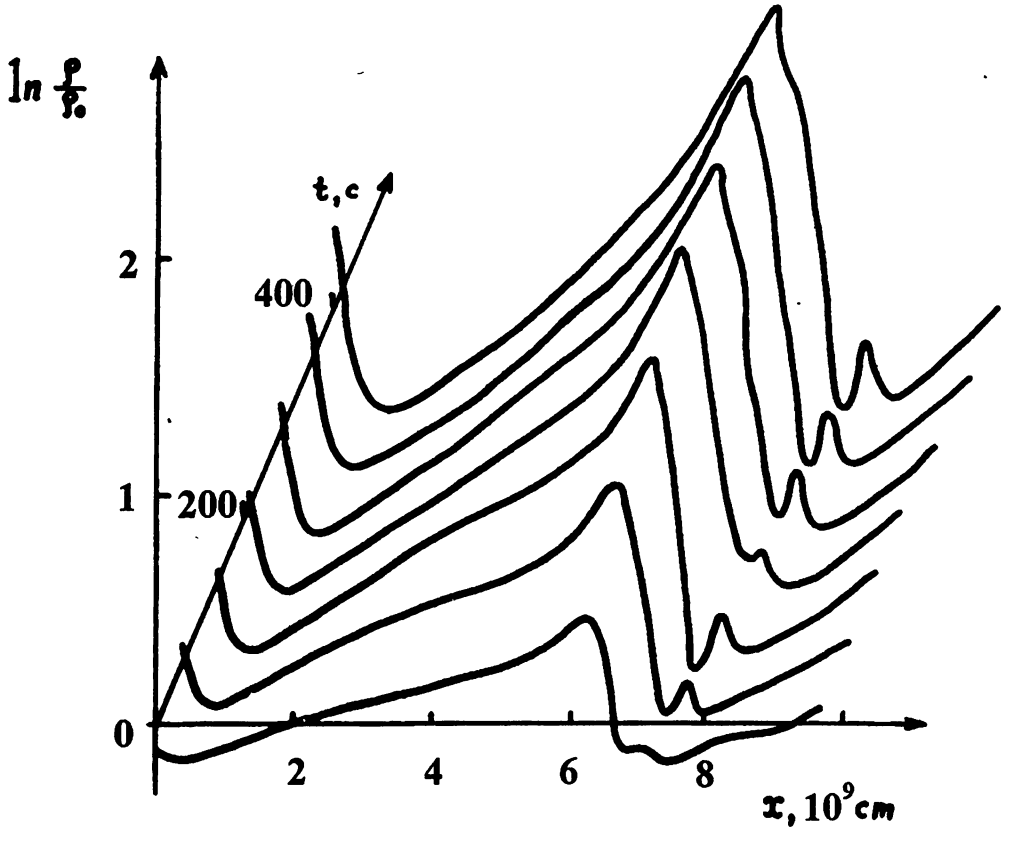


Рис. 3.

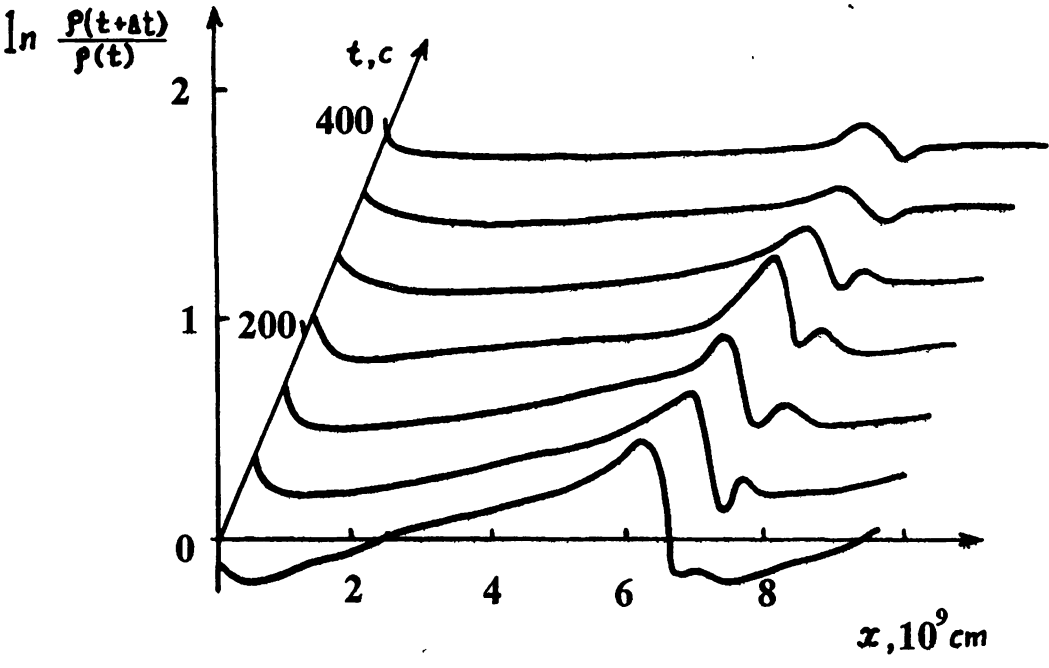


Рис. 4.

поскольку, как видно из рис. 4, сжатие там заканчивается раньше, чем во внешних частях лент, которые к тому же перемещаются в направлении от волокна. Это можно рассматривать как раздвижение вспышечных лент со временем.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 93-02-15112 и 96-02-16285).

ЛИТЕРАТУРА

1. Illing R. M. E., Hundhausen A. J. // J. Geophys. Res., 1986. V. 91. № A10. P. 10961.
2. Филиппов Б. П., Шилова Н. С. // Астрон. журн., 1995. Т. 72. № 2. С. 222.
3. Filippov B. P. // Astron. Astrophys., 1996. V. 320.

Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН, Троицк, Россия

Поступила в редакцию 20 сентября 1996 г.

EFFECT OF THE ELECTROMAGNETIC FIELD OF AN ERUPTIVE PROMINENCE ON CORONAL AND CHROMOSPHERIC PLASMAS (CME AND Hα EMISSION FORMATION)

B. P. Filippov

Frozen-in chromospheric and coronal plasma motions during an eruption of a filament of the inverse polarity are considered. At the initial stage of the filament ascent, the magnetic field compresses the chromospheric plasma within two belts disposed bilaterally along a polarity inversion line. The compression should be accompanied by heating of plasma and enhancement of emission in H_α. The distance between the belts increases as the filament ascends. This mechanism can be effective to represent the H_α flare kernels dynamics in two-ribbon flares. In a region where magnetic pressure of the filament magnetic field is greater than the gas pressure, the rarefaction of plasma is occurred. Near the boundary $\beta = 1$, plasma is decelerated, and as a result, coronal density is increasing. Density enhancement near the surface $\beta = 1$ leads to the formation of a dense shell, which can be collated with an outer loop of CME.

УДК 553.916

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

А. И. Подгорный

Для численного моделирования накопления энергии над активными областями разработана программа Пересвет. Программа решает 3Д МГД уравнения для сжимаемой плазмы с учётом диссипативных членов. Было показано, что энергия может запасаться в токовом слое фокусировкой фотосферных возмущений.

Энергия солнечной вспышки может быть накоплена в токовом слое активной области короны, возникающем в окрестности особой линии магнитного поля в результате фокусировки возмущений, идущих из-под фотосферы. Исследования образования токового слоя за счёт несимметричных возмущений, приходящих от фотосферы, под которой расположены источники магнитного поля, невозможны без использования численных методов. Помимо понимания природы явлений, происходящих во время солнечной вспышки, такие исследования имеют прикладной аспект — улучшение качества прогноза солнечных вспышек.

Для моделирования процессов в солнечной короне создан специальный пакет программ ПЕРЕСВЕТ. Этот пакет позволяет правильно задать граничные условия на фотосфере, используя только те параметры, которые измеряются с высокой точностью, остальные параметры определяются условиями внутри области и находятся из решений уравнений на выходящих характеристиках (см. [1]).

Пакет позволяет решать МГД уравнения при помощи двух разностных схем. Сравнение полученных таким образом решений может служить дополнительной проверкой. Первый способ представляет собой схему переменных направлений, в которой на каждом этапе конечно–разностное уравнение неявно относительно линейных членов и решается методом прогонки. Необходимость разработки второго способа обусловлена резким изменением величин на границах токового слоя. Была использована абсолютно неявная схема, при этом особое внимание было обращено на правильность аппроксимации несимметричных производных первого порядка (см. [2, 3]). Схема практически не теряет своей устойчивости даже в присутствии сильных градиентов. Уравнения решались методом итераций.

Система решаемых безразмерных МГД уравнений имеет вид:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \mathrm{rot}(\vec{V} \times \vec{B}) - \mathrm{rot}(\tilde{\nu}\,\mathrm{rot}\,\vec{B}), \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\,\mathrm{div}(\vec{V}\rho), \quad (2)$$

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} = -(\vec{V},\nabla)\vec{V} - \frac{r_s^2}{\rho}\nabla(pT) - \frac{1}{\rho}(\vec{B} \times \mathrm{rot}\,\vec{B}) + \frac{\eta}{\rho}\Delta\vec{V} + G_g\vec{G}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -(\vec{V},\nabla)T - (\gamma-1)T\,\mathrm{div}\,\vec{V} + (\gamma-1)\frac{\tilde{\nu}}{r_s^2\rho}(\mathrm{rot}\,\vec{B})^2 - $$
$$-(\gamma-1)\tilde{L}(T)\rho + \frac{\gamma-1}{\rho}\,\mathrm{div}(\kappa\nabla T), \quad (4)$$

где $\tilde{\nu} = \dfrac{\sigma_0}{R_m\sigma}$, $\tilde{\kappa} = \dfrac{\kappa}{\Pi\kappa_0}$, $\tilde{\nu} = \dfrac{1}{R}$, $\tilde{L}(T) = (\gamma-1)G_q\acute{L}(T)$ — безразмерные магнитная вязкость, теплопроводность, вязкость и излучение.

Для удобства записи схемы введём следующие обозначения. Дискретные моменты времени нумеруются индексом j, а соответствующий временной шаг обозначим через τ_j. Дискретные значения координат x, y и z нумеруются индексами i_1, i_2 и i_3, а соответствующие значения пространственных шагов обозначим h_{x,i_1}, h_{y,i_2} и h_{z,i_3}. Координаты x, y, z обозначим через c_{i_c} , индекс $i_c = 1 \div 3$ нумерует координаты. Например, $h_{c_{i_c},i_{i_c}}$ при $i_c = 2$ будет означать шаг по оси y в точке номер i_2.

Обозначим совокупность индексов $\{i_1, i_2, i_3\}$, соответствующих дискретной точке пространства, через i_n. Так же введём обозначения совокупностей индексов для точек соседних с $\{i_1, i_2, i_3\}$:

$$i_{n1+} = i_1+1, i_2, i_3, \quad i_{n1-} = i_1-1, i_2, i_3,$$
$$i_{n2+} = i_1, i_2+1, i_3, \quad i_{n2-} = i_1, i_2-1, i_3,$$
$$i_{n3+} = i_1, i_2, i_3+1, \quad i_{n3-} = i_1, i_2, i_3-1.$$

Вместо цифр 1, 2, 3 можно также использовать индекс i_c. Например, i_{ni_c+} при i = 2 означает $\{i_1, i_2+1, i_3\}$. Введём обозначения для комбинаций пространственных шагов:

$$h_{c_{i_c},i_{i_c},c} = (h_{c_{i_c},i_{i_c}} + h_{c_{i_c},i_{i_c}-1})/2;\ D_{c_{i_c},i_{i_c},+} = 1/(h_{c_{i_c},i_{i_c}});$$

$$D_{c_{i_c},i_{i_c},-} = 1/(h_{c_{i_c},i_{i_c}-1});\ D_{c_{i_c},i_{i_c},c} = 1/(2h_{c_{i_c},i_{i_c},c});$$

$$D^q_{c_{i_c},i_{i_c},+} = 1/(h_{c_{i_c},i_{i_c}}h_{c_{i_c},i_{i_c},c});$$

$$D^q_{c_{i_c},i_{i_c},-} = 1/(h_{c_{i_c},i_{i_c}-1}h_{c_{i_c},i_{i_c},c}).$$

Так же необходимо определить операторы, действующие на функции на пространственной сетке U_{i_n} ($i_n = \{i_1, i_2, i_3\}$). Некоторые из этих операторов зависят от других функций W_{i_n}. В качестве функций на пространственной сетке используются значения искомых величин в момент

t_j на итерации номер i_t и распределения, зависящие от искомых величин. Компонентам магнитного поля и скорости плазмы соответствуют функции $B^{j\ (i_t)}_{i_c,i_n}$ и $V^{j\ (i_t)}_{i_c,i_n}$, $i_c = 1 \div 3$; $\rho^{j\ (i_t)}_{i_n}$ и $T^{j\ (i_t)}_{i_n}$ — плотности и температуре плазмы. Магнитной вязкости $\tilde{\nu}$, теплопроводности $\tilde{\kappa}$ и функции излучения $\tilde{L}$, зависящим от температуры T, сопоставим функции $\nu^{j\ (i_t)}_{i_n}$, $\kappa^{j\ (i_t)}_{i_n}$ и $L^{j\ (i_t)}_{i_n}$.

Определим оператор $[\partial_{i_c}]$, действующий на функцию U_{i_n}:

$$[\partial_{i_c}]U_{i_n} = (U_{i_{ni_c+}} - U_{i_{ni_c-}})D_{c_{i_c},i_{i_c},c}\,.$$

Определим оператор $[\partial^2_{i_c}]$:

$$\begin{aligned}[\partial^2_{i_c}]U_{i_n} \;=\; & U_{i_{ni_c+}}D^q_{c_{i_c},i_{i_c},+} - U_{i_n}(D^q_{c_{i_c},i_{i_c},+} + D^q_{c_{i_c},i_{i_c},-}) + \\ & + U_{i_{ni_c-}}D^q_{c_{i_c},i_{i_c},-}\,.\end{aligned}$$

Также введём оператор $[\Delta] = \sum_{i_c=1}^{3}[\partial^2_{i_c}]$.

Определим оператор $\hat{C}_{i_c}(W_{i_n})$, зависящий от индекса i_c и от функции W_{i_n}:

$$\hat{C}_{i_c}(W_{i_n})\,U_{i_n} = \begin{cases} W_{i_n}(U_{i_n} - U_{i_{ni_c-}})D_{c_{i_c},i_{i_c},-} & | \text{при} W_{i_n} \geq 0 \\ W_{i_n}(U_{i_{ni_c+}} - U_{i_n})D_{c_{i_c},i_{i_c},+} & | \text{при} W_{i_n} \leq 0 \end{cases}$$

Определим оператор $\hat{D}_{i_c}(W_{i_n})$:

$$\hat{D}_{i_c}(W_{i_n})\,U_{i_n} = \left[\hat{G}_{i_c,+}(W_{i_n})\,U_{i_n} - \hat{G}_{i_c,-}(W_{i_n})\,U_{i_n}\right]/h_{c_{i_c},i_{i_c},c}$$

где

$$\hat{G}_{i_c,+}(W_{i_n})\,U_{i_n} = \begin{cases} 0.5(W_{i_{ni_c+}} + W_{i_n})U_{i_n} & | \text{при}(W_{i_{ni_c+}} + W_{i_n}) \geq 0 \\ 0.5(W_{i_{ni_c+}} + W_{i_n})U_{i_{ni_c+}} & | \text{при}(W_{i_{ni_c+}} + W_{i_n}) \leq 0 \end{cases}$$

$$\hat{G}_{i_c,-}(W_{i_n})\,U_{i_n} = \begin{cases} 0.5(W_{i_n} + W_{i_{ni_c-}})U_{i_{ni_c-}} & | \text{при}(W_{i_n} + W_{i_{ni_c-}}) \geq 0 \\ 0.5(W_{i_n} + W_{i_{ni_c-}})U_{i_n} & | \text{при}(W_{i_n} + W_{i_{ni_c-}}) \leq 0 \end{cases}$$

Наряду с индексом i_c также используются индексы i_e, $i_k(i_c)$ и $i_l(i_c)$, изменяющиеся от 1 до 3. При этом i_e является независимым индексом, а $i_k(i_c)$ и $i_l(i_c)$ — функциями от i_c:
при $i_e = 1$: $i_k = 2$, $i_l = 3$; при $i_e = 2$: $i_k = 1$, $i_l = 3$;
при $i_e = 3$: $i_k = 1$, $i_l = 2$.

На начальной итерации ($i_t = 1$) функции распределения величин берутся на предыдущем временном шаге (в момент t_j). Учитывая введённые обозначения, для системы МГД уравнений (1)–(4) можно составить разностную схему, позволяющую вычислить значения величин на текущей

итерации (с номером i_t+1) текущего момента времени (t_{j+1}), зная распределения на предыдущей итерации (i_t) текущего момента времени и в предыдущий момент времени (t_j). Уравнения для магнитного поля, скорости, плотности и температуры приобретают вид:

$$
\begin{aligned}
\frac{B^{j+1}_{i_c,i_n}(i_t+1) - B^{j}_{i_c,i_n}}{\tau_j} = {} & -\hat{D}_{i_k(i_c)}\left(V^{j+1}_{i_k(i_c),i_n}(i_t)\right) B^{j+1}_{i_c,i_n}(i_t) - \\
& - \hat{D}_{i_l(i_c)}\left(V^{j+1}_{i_l(i_c),i_n}(i_t)\right) B^{j+1}_{i_c,i_n}(i_t) + [\partial_{i_k(i_c)}]\left(V^{j+1}_{i_c,i_n}(i_t) B^{j+1}_{i_k(i_c),i_n}(i_t)\right) + \\
& + [\partial_{i_l(i_c)}]\left(V^{j+1}_{i_c,i_n}(i_t) B^{j+1}_{i_l(i_c),i_n}(i_t)\right) - \hat{C}_{i_k(i_c)}\left(-[\partial_{i_k(i_c)}]\,\nu^{j+1}_{i_n}(i_t)\right) B^{j+1}_{i_c,i_n}(i_t) - \\
& - \hat{C}_{i_l(i_c)}\left(-[\partial_{i_l(i_c)}]\,\nu^{j+1}_{i_n}(i_t)\right) B^{j+1}_{i_c,i_n}(i_t) - \\
& - \left([\partial_{i_k(i_c)}]\,\nu^{j+1}_{i_n}(i_t)\right)\left([\partial_{i_c}]\, B^{j+1}_{i_k(i_c),i_n}(i_t)\right) - \\
& - \left([\partial_{i_l(i_c)}]\,\nu^{j+1}_{i_n}(i_t)\right)\left([\partial_{i_c}]\, B^{j+1}_{i_l(i_c),i_n}(i_t)\right) + \nu^{j+1}_{i_n}(i_t)\,[\Delta]\, B^{j+1}_{i_c,i_n}(i_t) \qquad (5) \\
& i_c = 1,\ 2,\ 3
\end{aligned}
$$

$$
\frac{\rho^{j+1}_{i_n}(i_t+1) - \rho^{j}_{i_n}}{\tau_j} = -\sum_{i_c=1}^{3}\left[\hat{D}_{i_c}\left(V^{j+1}_{i_c,i_n}(i_t)\right)\rho^{j+1}_{i_n}(i_t)\right] \qquad (6)
$$

$$
\begin{aligned}
\frac{V^{j+1}_{i_c,i_n}(i_t+1) - V^{j}_{i_c,i_n}}{\tau_j} = {} & -\sum_{i_e=1}^{3}\left[\hat{C}_{i_e}\left(V^{j+1}_{i_e,i_n}(i_t)\right) V^{j+1}_{i_c,i_n}(i_t)\right] + \\
& + \left(\rho^{j+1}_{i_n}(i_t)\right)^{-1}\left\{-r_s^2[\partial_{i_c}]\left(\rho^{j+1}_{i_n}(i_t) T^{j+1}_{i_n}(i_t)\right) + \right. \\
& + B^{j+1}_{i_k(i_c),i_n}(i_t)\left([\partial_{i_k(i_c)}]\, B^{j+1}_{i_c,i_n}(i_t)\right) + B^{j+1}_{i_l(i_c),i_n}(i_t)\left([\partial_{i_l(i_c)}]\, B^{j+1}_{i_c,i_n}(i_t)\right) - \\
& - B^{j+1}_{i_k(i_c),i_n}(i_t)\left([\partial_{i_c}]\, B^{j+1}_{i_k(i_c),i_n}(i_t)\right) - B^{j+1}_{i_l(i_c),i_n}(i_t)\left([\partial_{i_c}]\, B^{j+1}_{i_l(i_c),i_n}(i_t)\right) + \\
& \left. + \eta[\Delta]\, V^{j+1}_{i_c,i_n}(i_t)\right\} + G_g G_{i_c} \qquad (7)
\end{aligned}
$$

$$i_c = 1, 2, 3$$

$$\frac{T_{i_n}^{j+1(i_t+1)} - T_{i_n}^{j}}{\tau_j} = -\sum_{i_c=1}^{3}\left[\hat{C}_{i_c}\left(V_{i_c,i_n}^{j+1(i_t)}\right) T_{i_n}^{j+1(i_t)}\right] -$$

$$- (\gamma-1)\, T_{i_n}^{j+1(i_t)} \sum_{i_c=1}^{3}\left([\partial_{i_c}]\, V_{i_c,i_n}^{j+1(i_t)}\right) + \frac{(\gamma-1)}{r_s^2}\, \nu_{i_n}^{j+1(i_t)} \left(\rho_{i_n}^{j+1(i_t)}\right)^{-1} \times$$

$$\times \left[\sum_{i_c=1}^{3}\left([\partial_{i_k(i_c)}]\, B_{i_l(i_c),i_n}^{j+1(i_t)} - [\partial_{i_l(i_c)}]\, B_{i_k(i_c),i_n}^{j+1(i_t)}\right)^2\right] - L_{i_n}^{j+1(i_t)} \rho_{i_n}^{j+1(i_t)} +$$

$$+ (\gamma-1)\left(\rho_{i_n}^{j+1(i_t)}\right)^{-1} \sum_{i_c=1}^{3}\left[[\partial_{i_c}]\left(\kappa_{i_n}^{j+1(i_t)}\, [\partial_{i_c}]\, T_{i_n}^{j+1(i_t)}\right)\right] \qquad (8)$$

Итерационный процесс заканчивается, когда разность между величинами на текущей и предыдущей итерации удовлетворит заданному критерию малости.

Пакет ПЕРЕСВЕТ использовался для моделирования процессов в плазме, связанных со взрывным энерговыделением, характеризуемым резким изменением величин в пространстве [4]. При этом была показана возможность медленной аккумуляции энергии в магнитном поле токового слоя и её последующее вспышечное выделение при переходе слоя в неустойчивое состояние. Этот пакет разработан для моделирования процессов в активной области Солнца, для чего граничные условия для магнитного поля необходимо брать из наблюдений на фотосфере.

ЛИТЕРАТУРА

1. Podgorny A.I. // Solar Phys., 1995. V.156. № 1. P.41.
2. Самарский А.А. Введение в теорию разностных схем. — М.: Наука, 1971.
3. Годунов С.Г., Рябенький В.Г. Разностные схемы. — М.: Наука, 1973.
4. Podgorny A.I. and Podgorny I.M. // Solar Phys., 1995. V.159. № 1. P.25.

Физический институт
им. П.Н. Лебедева РАН, Россия

Поступила в редакцию
15 марта 1996 г.

NUMERICAL SIMULATION OF SOLAR FLARES

A. I. Podgorny

The Peresvet program has been developed for numerical simulation of energy accumulation above the active regions. This program solves 3D MHD equations for the compressible plasma with dissipative terms. It has been shown , that the energy storage in a current sheet can occur at photospheric disturbances focusing.

УДК 522.56+523.76

ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ СОЛНЦА С МАГНИТО-ОПТИЧЕСКИМ ФИЛЬТРОМ В КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

Л. В. Дидковский, А. И. Долгушин*, В. А. Котов*, В. И. Ханейчук*, Т. Т. Цап*, Э. Роудс**, С. Корзенник**, Н. Джонсон**, П. Роуз***

Рассмотрены результаты наблюдений доплеровских скоростей и магнитных полей Солнца с магнито-оптическим фильтром (МОФ). Инструмент на основе МОФ изготовлен и поставлен в Крымскую астрофизическую обсерваторию (КрАО) университетом Южной Калифорнии (США). Он является одним из трёх аналогичных инструментов, предназначенных для создания гелиосейсмологической сети Маунт Вилсон (США) — КрАО — АФиФ (Астрофизический институт им. Фесенкова в Алма-Ате).

Кроме своего основного назначения — получения длинных временных рядов измерений доплеровских скоростей для изучения внутренней структуры Солнца и регистрации магнитных полей для наземного сопровождения проекта SOHO — инструмент позволяет изучать различные структурные образования в атмосфере Солнца в спектральных линиях Na D1 и D2. Этот вывод сделан на основе сопоставления карт магнитных полей и лучевых скоростей, вычисленных по парам фильтрограмм, которые регистрируются каждые полминуты на видеокамере с числом пикселей 512×512 (планируется 1024×1024).

1. ВВЕДЕНИЕ

В рамках гелиосейсмологического проекта, совместного с университетом Южной Калифорнии (США) и с АФиФ (работы по организации наблюдательной станции АФиФ ведутся при участии ГАИШ МГУ), в КрАО осенью 1995 г. было установлено и запущено в эксплуатацию оборудование для исследования колебаний Солнца на основе магнито-оптического фильтра (МОФ) [1, 2].

Кроме гелиосейсмологического применения данного оборудования, при котором регистрируются флуктуации доплеровской скорости по диску Солнца, планируются наблюдения магнитных полей с регулярностью один-два раза в день для наземного сопровождения проекта SOHO и измерения магнитных полей и поля скоростей в различных структурных образованиях, наблюдаемых в солнечной атмосфере.

2. ИНСТРУМЕНТ И ДАННЫЕ НАБЛЮДЕНИЙ

Инструмент установлен на Башенном солнечном телескопе (БСТ-1) [3]. Солнечный пучок, после отражения от целостатной установки, направляется через объектив на оптическую скамью, с расположенными на ней элементами. В состав прибора входят: блок управления приводами четвертьволновых пластинок, блок контроля и поддержания заданной температуры паров натрия внутри ячеек МОФ, персональный компьютер с соответствующими интерфейсными платами, устройство (EXABYTE) для цифровой записи на 8-мм видеокассеты и система точного времени.

На оптической скамье (рис. 1) расположены предварительный интерференционный фильтр (префильтр), призменные поляризаторы, МОФ, состоящий из двух ячеек с парами натрия, четвертьволновые пластинки и видеокамера.

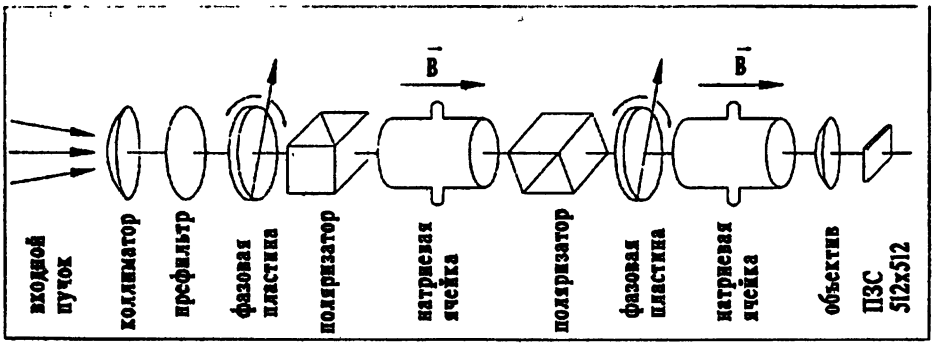


Рис. 1. Фрагмент оптической схемы инструмента (питающая оптика телескопа, объектив и решётка Ронки не показаны).

За типичное время усреднения 3 секунды интерфейсная плата (Framegrabber) накапливает 90 кадров в виде отдельной фильтрограммы (изображения Солнца в "красном" или "синем" крыле линии). При наблюдениях лучевых скоростей каждые полминуты на кассете запоминаются две фильтрограммы (при наблюдениях магнитных полей — 4). Одна 8-миллиметровая видеокассета имеет ёмкость более 5 ГБайт и позволяет хранить данные от трёх до пяти дней наблюдений.

3. ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ ОЦЕНКИ ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ И МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

Для оценки точности измерений лучевых скоростей вычислялись распределения доплеровских скоростей по диску Солнца для трёх моментов времени (UT) 16.10.1995 г.: а) 10:06:35; б) 10:09:05 и в) 10:11:35, которые получены с временным сдвигом 2,5 мин. Затем из доплерограммы (а) вычитались доплерограммы (б) и (в), что позволило в первом случае (а–б)

получить поле скоростей с выделением собственных пятиминутных колебаний Солнца, а во втором случае (а–в) с подавлением этих колебаний. Стандартные отклонения доплеровских скоростей от среднего уровня позволяют судить о чувствительности инструмента и, косвенно, о точности измерений. Были проанализированы три участка на диске Солнца: первый участок с размерами 109×75 пикселей вблизи центра диска; второй и третий — 50×20 пикселей в средних широтах и вблизи N-полюса соответственно. Результаты вычислений приведены в таблице.

Местоположение участка на диске	Пятиминутные колебания	Среднеквадратичные скорости, м/с
центр	усилены	178
	подавлены	120
средние широты	усилены	104
	подавлены	80
край	усилены	47
	подавлены	46

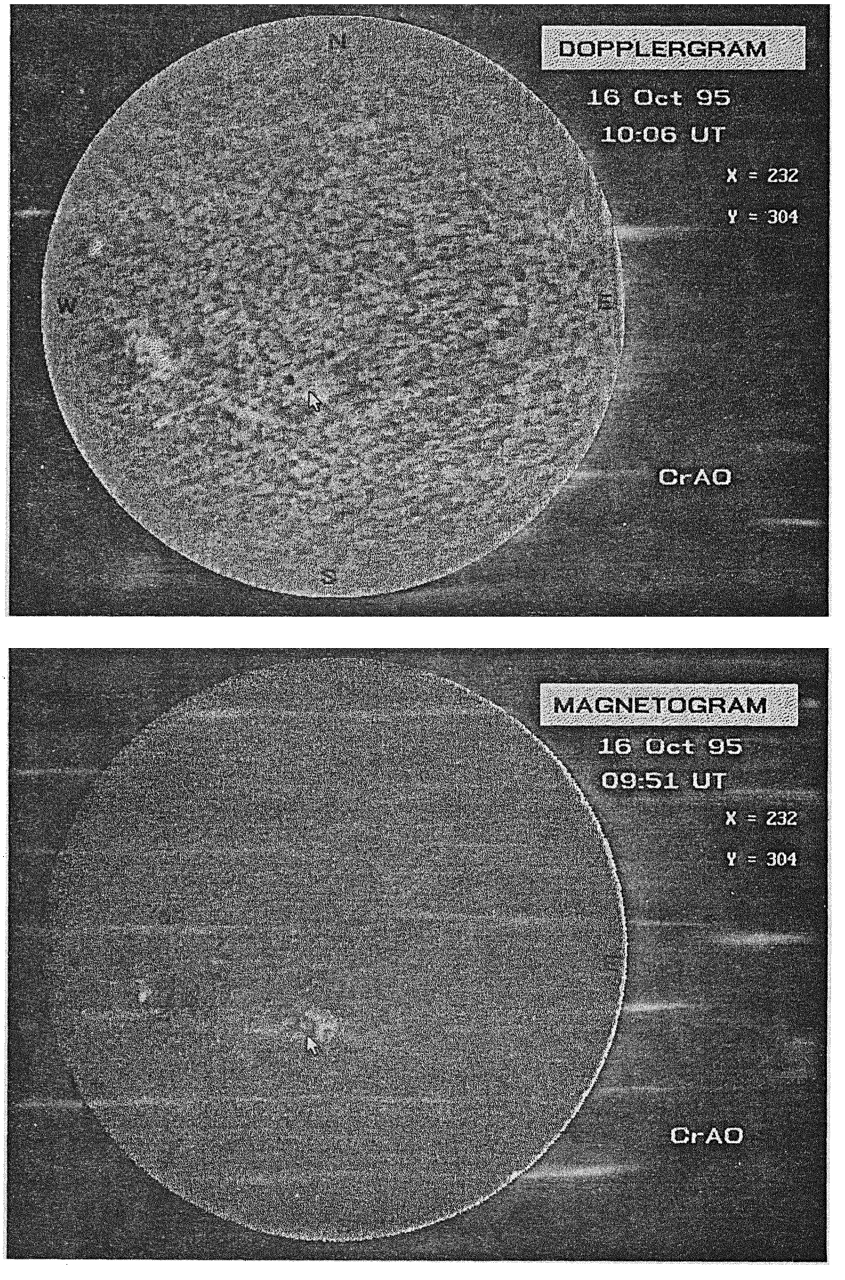
Из таблицы видно, что для центральной и среднеширотной частей диска, где проекции радиальных составляющих скорости на луч зрения близки к модулям их векторов, амплитуды пятиминутных колебаний существенно больше чем амплитуды фоновых (не пятиминутных) флуктуаций.

По стандартным отклонениям для краевых участков диска, где пятиминутные колебания видны плохо, можно судить о точности измерений: при условии пространственного усреднения $\sim 250'' \times 100''$ среднеквадратичные амплитуды 5-минутных колебаний порядка 1 м/с уверенно выделяются.

О точности вычисления магнитных полей можно косвенно судить по структуре изображения поверхности диска. По предварительным оценкам, для магнитограмм, полученных с временным разрешением 20 с, точность определения магнитных полей около 5 Гс. Более точные значения будут получены в результате калибровки измерений при сопоставлении их с данными, полученными на магнитографе БСТ-1.

4. СОПОСТАВЛЕНИЕ КАРТ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ И ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ

На рис. 2*а,б* приведены изображения всего диска Солнца, полученные 16.10.95 г. с помощью магнито–оптического фильтра: *(а)* — в режиме наблюдения магнитного поля и *(б)* — в режиме измерения лучевых скоростей. Светлые области на рис. 2*а* указывают места с полями северной полярности, тёмные — южной полярности. Области движения газа от наблюдателя (рис. 2*б*) также тёмные; светлые области показывают движения вещества к наблюдателю. В этот день на диске Солнца наблюдались четыре группы пятен — три из них находились в юго–западной



а)

б)

Рис. 2. Магнитограмма *(а)* и доплеровское поле скоростей *(б)* полученные 16.10.1995 г.

части диска и одна в северном полушарии вблизи западного края Солнца. Кроме того, к юго–западу от самой большой группы пятен наблюдалась факельная область. Как видно из рис. 2*а,б* все перечисленные выше активные области хорошо прослеживаются как на магнитограмме, так и на изображении Солнца в лучевых скоростях.

Для более детального анализа были построены подробные карты распределения магнитного поля и лучевых скоростей для двух активных областей: самой большой из наблюдавшихся в этот день, расположенной вблизи центрального меридиана, и северо–западной области, находившейся вблизи края солнечного диска. В первой из указанных выше активных областей на изображении в интегральном свете наблюдались ведущее пятно диаметром около 25″ южной полярности и несколько мелких пятен другой полярности. У другой группы вблизи края было видно только одно небольшое пятно северной полярности. Карты магнитного поля и лучевых скоростей для первой области показаны на рис. 3*а,б*. Штриховой линией на рис. 3*а* проведены изогауссы поля южной полярности, а сплошной — изогауссы северной полярности. Аналогично на рис. 3*б* лучевые скорости, направленные от наблюдателя, указаны штриховой линией, а сплошной линией — скорости, направленные к наблюдателю. Полосы, состоящие из расположенных очень тесно друг к другу тонких линий, указывают нулевые линии лучевых скоростей (магнитного поля).

Сопоставление магнитных полей и лучевых скоростей в области лидирующего пятна отчётливо показало характерные движения типа Эвершеда. Нулевая линия лучевой скорости делит пятно примерно пополам. Максимальные скорости движений газа от наблюдателя (скорости опускания) были больше, чем к наблюдателю. Что касается других магнитных холмов в данной группе, то они располагаются обычно вблизи линий смены знака лучевой скорости, на что указано ранее Гопасюком и Цапом [4]. Сходные результаты получены из сопоставления распределения магнитного поля и лучевых скоростей для северо–западной области вблизи края диска (рис. 4*а,б*).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Установленное на БСТ-1 оборудование на основе МОФ для изучения мод колебаний Солнца высоких степеней l успешно работает, и в 1995 году получены данные наблюдений, пригодные для совместной с обсерваторией Маунт Вилсон гелиосейсмологической обработки.

Карты лучевых скоростей, к которым применима методика фильтрации крупномасштабных неоднородностей поля скоростей [5], имеют достаточно однородный фон для выделения собственных мод колебаний промежуточных и низких степеней l.

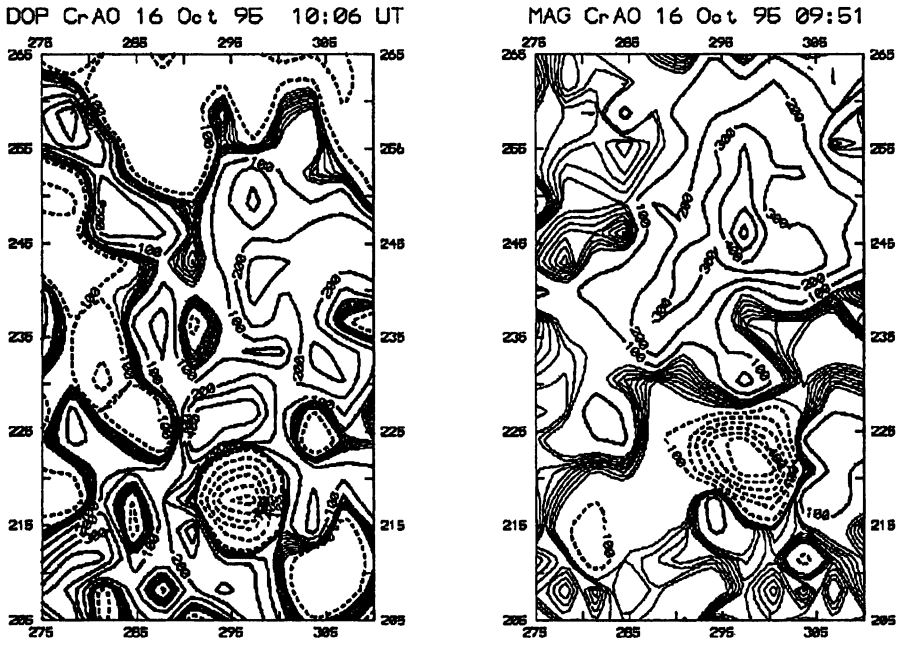


Рис. 3. Сопоставление магнитных полей и лучевых скоростей для активной области на диске Солнца, отмеченной стрелкой на рис. 2. Номера пикселей с 205 по 265 соответствуют направлению W–E; с 275 по 310 — направлению N–S. Обозначения изолиний: см. текст.

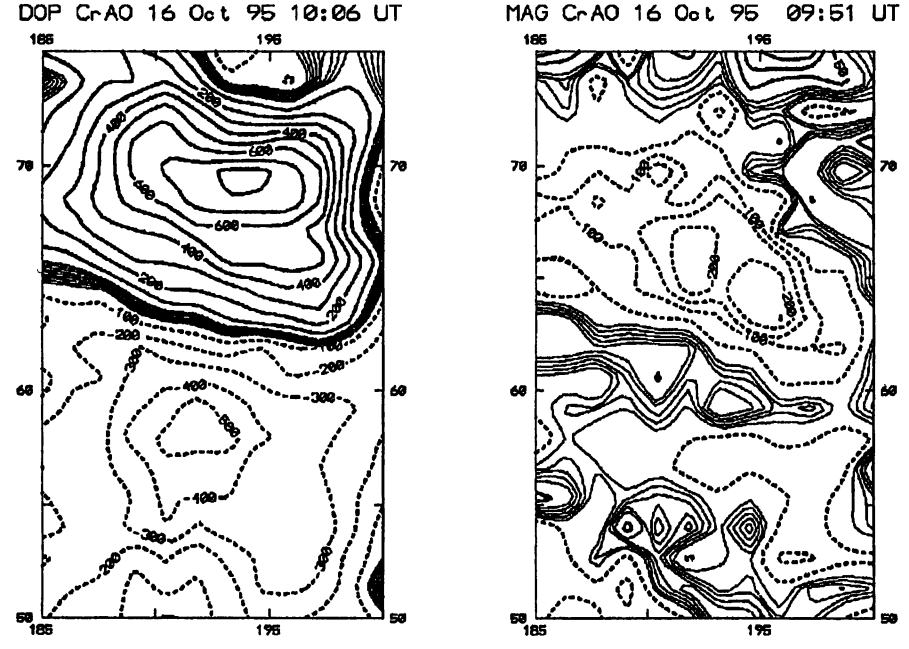


Рис. 4. То же, что на рис. 3 для одиночного пятна вблизи W-края.

Сопоставление карт магнитных полей и лучевых скоростей свидетельствует о перспективности использования этого оборудования также для исследования лучевых скоростей и магнитных полей с высоким временным и пространственным разрешением.

ЛИТЕРАТУРА

1. Rhodes E. J., Jr., Cacciani A., and Tomczyk S. – In: The Internal Solar Angular Velocity: Theory, Observations and Relationship to Solar Magnetic Fields. / Eds. B. R. Durney and S. Sofia. — Dordrecht: Reidel, 1987. P. 69.
2. Cacciani A., Rhodes E. J., Jr., Tomczyk S., and Ulrich R. K. — In: Proc. Seismology of the Sun and Sun-Like Stars. / Ed. E. J. Rolfe. — ESA SP-286, 1988. P. 181.
3. Котов В. А., Северный А. Б., Цап Т. Т. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1982. Т. 65. P. 3.
4. Гопасюк С. И., Цап Т. Т. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1972. Т. 45. P. 3.
5. Didkovsky L. V., Rhodes E. J., Jr. et al. — In: Proc. of 4-th SOHO Workshop: Helioseismology. — ESA SP-376, 1995. P. 191.

*Крымская астрофизическая обсерватория, пос. Научный, Украина;
**Университет Южной Калифорнии, Лос-Анжелес, США

Поступила в редакцию
26 июля 1996 г.

THE FIRST RESULTS OF SOLAR OBSERVATIONS MADE IN THE CRIMEAN ASTROPHYSICAL OBSERVATORY USING A MAGNETO-OPTICAL FILTER

L. V. Didkovsky, E. J. Rhodes, Jr., A. I. Dolgushin, V. I. Haneychuk, N. M. Johnson, S. G. Korzennik, V. A. Kotov, P. J. Rose, and T. T. Tsap

The first results of the Doppler velocity and magnetic field observations using Magneto-Optical Filter are presented. The instrument was made and supplied to the CrAO by the University of Southern California. It is one of three similar instruments devoted to helioseismology network "Mount Wilson — CrAO — AFiF" (the Astrophysical Institute in Alma-Ata together with Sternberg Astronomical Institute of the Moscow State University).

The instrument allows us to study active regions in sodium spectral lines besides its main purpose — accumulation of the Doppler velocity long time-series measurements for studying the internal solar structure as well as magnetic field registration for a ground-based accompaniment of the SOHO mission. This conclusion has been made on the basis of the Doppler velocity and magnetic field map comparison. These maps were calculated using filtergram pairs, which were registered by 512×512 videocamera (the new 1024×1024 camera is planned) for each half minute.

УДК 523.947

ПОЛЯРИЗАЦИЯ И 3-D СТРУКТУРА КОРОНЫ 3.11.94

С. Кучми, М. М. Молоденский, Л. И. Старкова, В. А. Кутвицкий, А. В. Ершов

Представлены результаты поляризационных наблюдений белой короны 1994 г. (Крисиума, Бразилия). При использовании синоптической карты волокон рассчитано пространственное расположение поверхности $B_r = 0$ на момент солнечного затмения. Обнаружено хорошее соответствие структуры корональных лучей складкам и сборкам этой поверхности, возникающим при её проектировании на картинную плоскость. Проведено сравнение измеренной степени поляризации с расчётами на основе модели Ван де Холста. Сделано заключение об адекватности модели, предложенной авторами, результатам наблюдений.

1. ВВЕДЕНИЕ

В работе [1] было показано, что основанием больших шлемовидных структур в солнчной короне в ряде случаев являются волокна, а в более общем случае — линия смены полярностей $B_r = 0$ на поверхности фотосферы. В настоящее время эта линия также достаточно хорошо рассчитывается на "поверхности источника" при $r = 2{,}5R_\odot$ [2]. Она находится по потенциальному приближению для магнитного поля, и исходными считаются данные на фотосфере. Поверхность $B_r = 0$ некоторым образом натянута на эти две линии. В работе [3] показано, что складки этой поверхности, возникающие от проектирования её на картинную плоскость, совпадают по положению с лучевыми структурами (при $r > 2{,}5\,R_\odot$). Цель настоящей работы — расчёт этой поверхности по данным о поляризации короны 3.11.94 г.

2. УСТАНОВКА

Для подавления радиальной компоненты градиента плотности излучения между объективом и плёнкой на расстоянии l от плёнки установлена бленда, диаметр которой равен d. Размеры R, f (радиус и фокус объектива), а также r и l были подобраны таким образом, чтобы у края луны было полное блендирование объектива, а на расстоянии g от центра кадра (размером 6 × 6 см) объектив был полностью открыт (см. рис. 1).

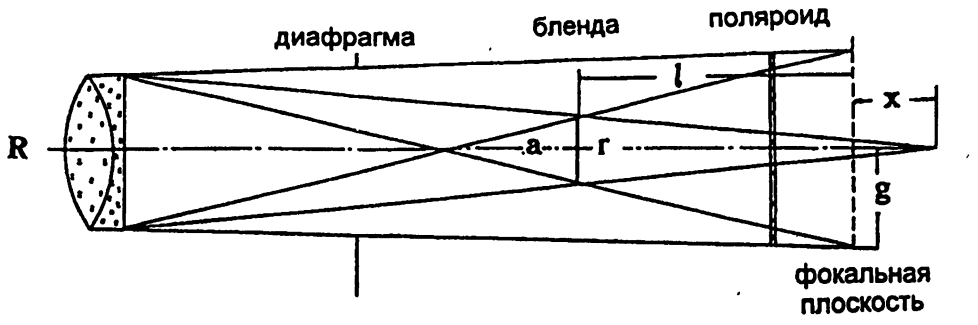


Рис. 1. Оптическая схема установки.

Эти условия определяют следующие соотношения между введёнными величинами:

$$\frac{g-r}{l}=\frac{r}{a}=\frac{R}{f-l-a}\,,\qquad \frac{R_\odot}{x}=\frac{r}{x+l}=\frac{R}{x+f}\,,\qquad R_\odot=\omega f\,, \quad (1)$$

где x — расстояние от фокальной плоскости до вершины конуса полной тени, ω — угловой диаметр Солнца, $R_\odot$ — размер изображения Солнца на плёнке. Считая заданными R, f, ω, g находим остальные величины из условий (1):

$$x=\frac{R_\odot f}{R-R_\odot}\,,\qquad r=\frac{(fg-Rx-gx)R_\odot}{f\,R_\odot+R\,x+gx}\,,\qquad l=\frac{x(r-R_\odot)}{R_\odot}\,.$$

В данном случае был использован объектив ЛОМО $D=7{,}5$ см, $f=75$ см. Полагая $g=11\,R_\odot$, получаем (при $\omega=0{,}005$):

$$R_\odot=3{,}75\text{ мм}\,,\quad g=41{,}25\text{ мм}\,,\quad l=250\text{ мм}\,,\quad r=15\text{ мм}\,.$$

Таким образом, бленда размером ~ 3 см должна отстоять от фокальной плоскости на расстоянии $\sim \frac{1}{3}f$. Расчёт коэффициента пропускания такого радиального фильтра показывает, что он соответствует корональным структурам согласно данным [4].

3. ПОЛЯРИЗАЦИЯ И ТРЁХМЕРНАЯ СТРУКТУРА КОРОНЫ

С высокой степенью точности плоскость поляризации белой короны ориентирована тангенциально к лимбу [5]. Степень же поляризации несёт информацию о трёхмерной структуре короны.

Из трёх параметров в каждой точке: интенсивности поляризованного излучения I_p, неполяризованного излучения I_0 и ориентации плоскости поляризации, — последний может считаться известным. Таким образом,

в данном случае вместо трёх независимых измерений достаточно иметь два, и получаемая степень поляризации будет использована для определения трёхмерной структуры короны.

Введем следующие обозначения: I_1 — интенсивность излучения, пропущенная поляроидом под углом α, I_2 — интенсивность излучения пропущенная поляроидом, ориентированным под углом $\frac{\pi}{2} - \alpha$, φ — полярный угол, отсчитываемый в плоскости изображения от фиксированного направления. Очевидно:

$$I_1 = \frac{I_0}{2} + I_p \cos^2(\varphi - \alpha)\,, \qquad I_2 = \frac{I_0}{2} + I_p \sin^2(\varphi - \alpha)\,,$$

откуда

$$\Pi = \frac{I_p}{I_0 + I_p} = \frac{I_1 - I_2}{(I_1 + I_2)\cos 2(\varphi - \alpha)}\,.$$

Это выражение позволяет определить степень поляризации во всей области, за исключением узких секторов вблизи $\varphi = \pm\frac{\pi}{4} + \alpha$, где величины $(I_1 - I_2)$ и $\cos 2(\varphi - \alpha)$ близки к нулю, и велика роль ошибок измерения. Имея это в виду, авторы ориентировали установку таким образом, что положения поляроидов соответствовали большой и малой осям короны. На рис. 2в приведены изолинии степени поляризации, а также линии $\varphi = \pm\frac{\pi}{4} + \alpha$.

Для сравнения с наблюдениями рассчитана степень поляризации для поверхности, описанной выше. Расчёт выполнялся для модели Ван де Холста [6], иначе говоря, считалось, что в наблюдениях полностью исключена изотропная составляющая короны.

Излучение белой короны естественным образом разделяется на структурную (зависящую от позиционного угла) компоненту и изотропную, не зависящую от этого угла. Последняя в свою очередь может быть разделена на излучение К-короны, связанное с томсоновским рассеянием фотонов на свободных электронах I_0 и излучение F-короны I_F. В цилиндрических координатах, связанных с диском и лучем зрения наблюдателя, измеряемыми являются: $(I_0(r, \varphi) + I_F)$ — неполяризованное излучение, и $I_P(r, \varphi)$ — поляризованное.

Степень поляризации К-короны зависит, как известно [7], от расстояния r (через коэффициент дилюции), от угла рассеяния θ элемента объема и от распределения плотности электронов, проинтегрированного с соответствующим весом по лучу зрения. В случае описанной выше модели плотность электронов пропорциональна δ-функции: $n \cong \delta(Z - z(x, y))$, где $z(x, y) = Z$ — уравнение поверхности $B_r = 0$. При этом, если задано r, то степень поляризации зависит только от θ $\left(\operatorname{tg}\theta = \frac{z}{r}\right)$, и это устанавливает связь между степенью поляризации К-короны и поверхностью $B_r = 0$. Исключение F-компоненты может быть основано на том, что она

не связана со структурными корональными образованиями и является изотропной $\dfrac{\partial I_F}{\partial \varphi} = 0$. Запишем соотношения

$$\frac{I_P}{I_P + I_0} = P\,, \qquad \frac{I_P}{I_P + I_0 + I_F} = \Pi\,, \tag{2}$$

где P и Π — соответственно поляризация К-короны и наблюдаемая поляризация.

Из (2) следует

$$I_F = \frac{I_P}{\Pi} - \frac{I_P}{P}\,. \tag{3}$$

Исключение F-короны возможно, если есть информация об относительной её интенсивности при различных значениях r. Такая информация содержится в работе [8]. Поделив (3) на I_p и считая $I_F/I_p = \varphi(\rho)$ известной функцией расстояния, получим $\dfrac{1}{P} = \dfrac{1}{\Pi} - \varphi(r)$.

Считая, что картинная плоскость $Z = 0$ проходит через центр Солнца, и поверхность $B_r = 0$ пересекает эту плоскость по линии $\varphi\{0; \pi\}$, с учетом того, что $P(z)$ есть чётная функция, запишем

$$P = P_{\max}\left(1 - k\frac{z^2}{r^2} + \cdots\right) \tag{4}$$

и ограничимся первым членом разложения. Выражение (4) определяет $Z = z(r, \varphi)$ с точностью до отражения этой поверхности от картинной плоскости через степень поляризации, а k остаётся свободным параметром, определяющим масштаб по оси z.

Сосчитанная таким образом поверхность $z(r, \varphi)$ изображена на рис. 3б. Видно, что в экваториальных областях поверхность пересекает картинную плоскость; расчёт в полярных областях, по-видимому, не может быть интерпретирован в рамках описанной модели. Кроме того, исключаются области, соответствующие положению $\alpha \pm \dfrac{\pi}{4}$, где α определяет одно из положений поляроида.

4. СРАВНЕНИЕ НАБЛЮДЕНИЙ С РАСЧЁТОМ

Главное, что обращает на себя внимание — соответствие наблюдений и рассчитанной картины. На рис. 2 представлены результаты расчёта, выполненные по данным Горной астрономической станции о расположении волокон за ноябрь 1994 года.

На рис. 3 дана стереопара с гелиоцентрическими углами наблюдателя $\varphi_1 = 10{,}3°$, $\lambda_1 = 218°$; $\varphi_2 = 13{,}3°$, $\lambda_2 = 218°$. На рис. 4 преставлен структурный рисунок короны 3.11.94 (а), и распределение степени поляризации (б). Видно, что корональные лучи 1, 2 и 3 точно расположены

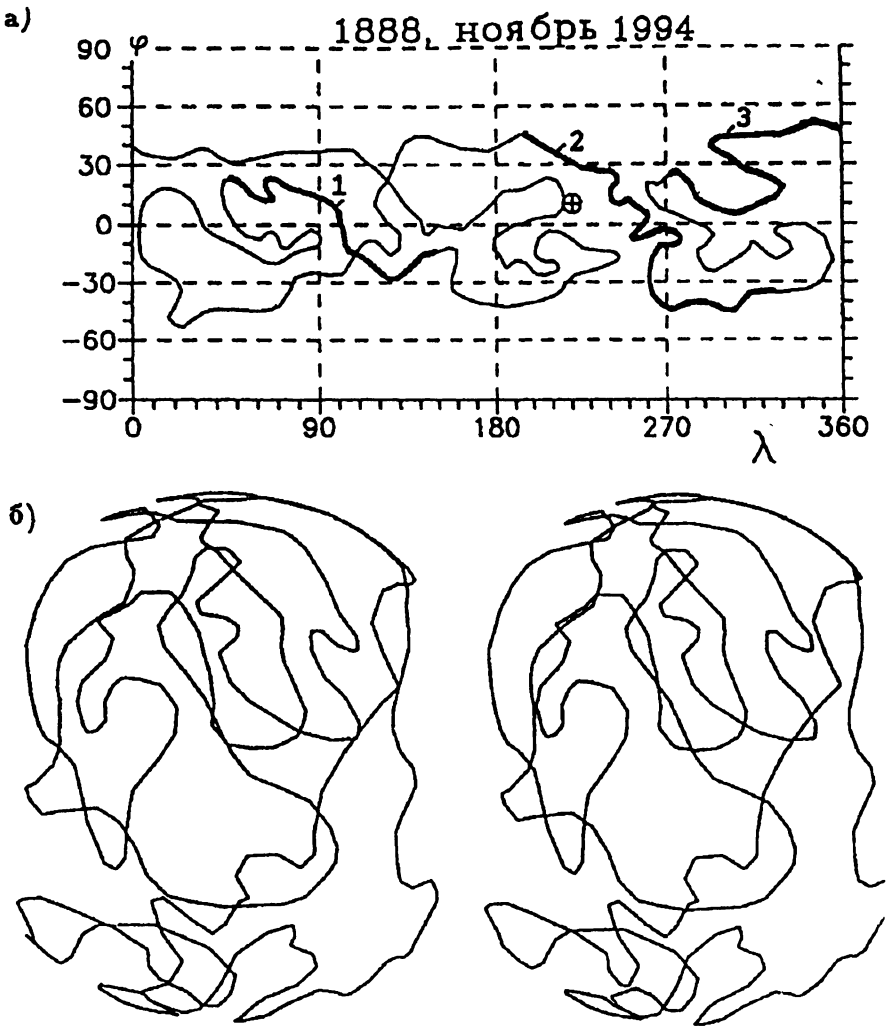


Рис. 2. а) Линия смены знака полярности на поверхности фотосферы (знаком ⊕ отмечено положение Земли в день затмения 3.11.94).
б) Стереоскопическое изображение линии $B_r = 0$ на поверхности Солнца.

в местах больших складок поверхности $B_r = 0$. Направления этих лучей — не радиальны, и они также соответствуют направлениям этих складок. Этот результат является весьма важным подтверждением адекватности модели.

Поверхность $B_r(r, \theta, \varphi) = 0$ некоторым образом "натянута" на линии смены полярности, расположенные в фотосфере и на расстоянии $r = 2{,}5R_\odot$, либо на расстоянии $r = \infty$. Последующее представление её в виде поверхности, составленной из прямых линий, является некоторой линейной аппроксимацией реальной поверхности. Соответствие наблюдае-

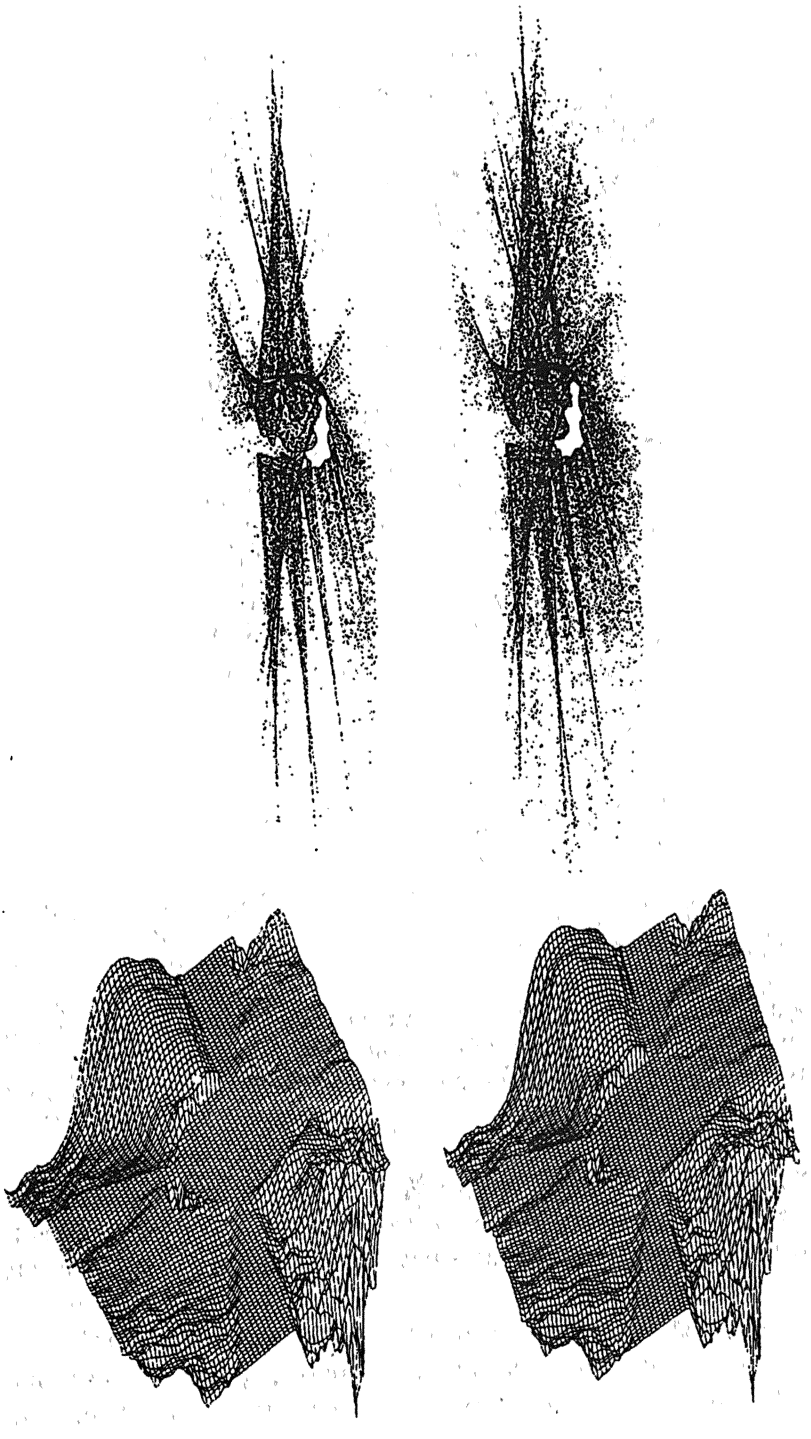


Рис. 3. Стереоскопическое изображение поверхности $Z = z(r, \varphi)$ и поверхности $B_r = 0$ для 3.11.94 короны 3.11.94 (см. [3]).

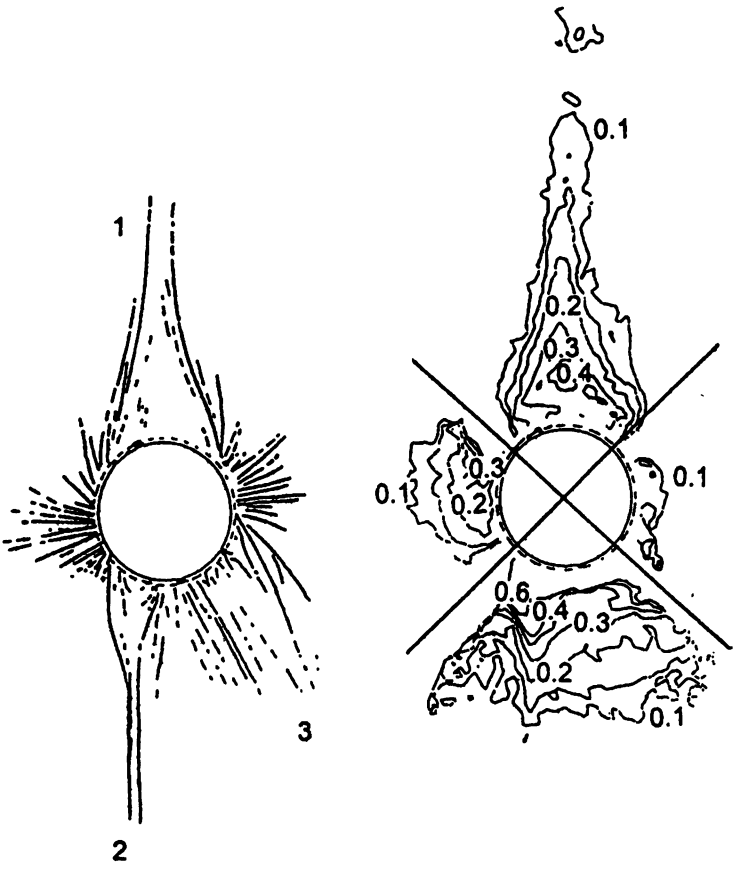


Рис. 4. Корона 3.11.94: а) структурный рисунок; б) распределение степени поляризации в полярных и экваториальных областях.

мых лучевых структур складкам и сборкам, возникающим от проектирования её на картинную плоскость, указывает на соответствие модели реальной поверхности.

Вместе с тем, выбор начала отсчёта $\varphi = 0$ для обеих линий произволен. Представляет интерес вопрос о том, насколько изменится картина складок при изменении начала отсчёта, либо (что то же самое) при малом вращении двух линий $B_r = 0$, $r = R_\odot$, и $B_r = 0$, $r = \infty$, друг относительно друга, если образующие поверхность прямые остаются закреплёнными на обеих кривых.

Был выполнен соответствующий расчёт для различных углов поворота $\delta\varphi_0$. При $\delta\varphi_0 = \pm 10°$ основные складки (лучи) остались на месте, и, таким образом, структура лучей устойчива относительно выбора начала отсчёта. Интересен также вопрос о том, какие именно участки линии $B_r = 0$ на фотосфере ответственны за основные лучи в короне 3.11.94 г. Чтобы выяснить этот вопрос, были отдельно напечатаны фрагменты по-

верхности, соответствующие лучам 1, 2, 3. На рис. 4а отмечены эти лучи, а на рис. 2а соответствующие фрагменты этой кривой отмечены жирной линией.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Модель излучающей поверхности $B_r = 0$ для структурной составляющей солнечной короны весьма точно соответствует наблюдениям 3.11.94. Это подтверждает анализ основных лучевых структур короны. То же следует из данных о поляризации. Наибольшая степень поляризации наблюдается вдоль направления вытянутости короны.

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда фундаментальных исследований (проекты 95-02-06097, 96-02-18054).

ЛИТЕРАТУРА

1. Koutchmy S. — Dissertation. — Paris: Astrophys. Inst., 1972.
2. Hoeksema J. T., Scherrer P. H. The solar magnetic field 1976-1985. — Boulder, 1986.
3. Кучми С., Молоденский М. М, Виал Ж.-К. // Астрон. журн., 1994. Т. 71. С. 925.
4. Аллен К. У. Астрофизические величины. — М.: Мир, 1977.
5. Kishonkov A. K., Molodensky M. M. // Sol. Phys., 1975. V. 42. P. 341.
6. Van de Hulst H. C. // Bull. Astron. Netherland, 1950. V. 11. P. 135.
7. Шкловский И. С. Физика солнечной короны. — М.: ФМ, 1962.
8. Koutchmy S., Lamy P. // Proc. IAU, 1985. Coll. 85. P. 63.

Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН, Троицк, Россия

Поступила в редакцию 21 мая 1996 г.

POLARIZATION AND THE 3-D STRUCTURE OF THE ECLIPSE CORONA 3.11.94

S. Koutchmy, M. M. Molodensky, L. I. Starkova, V. A. Koutvitsky, A. V. Ershov

We present the results of our observations of the white-light corona in polarized light (Criciuma, Brazil). The calculation of the surface $B_r = 0$ using synoptic map of filaments was performed. A good agreement was found between the ray structures and the calculated surface the pleats of which arising as a result of its projection on the sky plane . A conclusion is made concerning the adequacy of the model and eclipse observational data obtained by the authors.

УДК 523.98

ОБ ОБРАЗОВАНИЯХ, СВЯЗАННЫХ С ЛИМБОВОЙ ВСПЫШКОЙ 6.XI.1979 ГОДА

Ц. С. Хецуриани, Э. И. Тетруашвили, М. Ш. Гиголашвили

Проведен анализ наблюдательного материала, полученного в Абастуманской астрофизической обсерватории в виде спектрограмм и фильтрограмм образований, связанные с лимбовой вспышкой 6 ноября 1979 года. Исследована система вспышечных петель, поздняя стадия развития яркой вспышечной петли и поствспышечные корональные петли, полученные в H_α и корональных линиях. Определены физические параметры наблюдаемых структур, а также их размеры и взаиморасположение. Измерены доплеровские скорости на разных высотах, и в вспышечных петлях выявлено преимущественное направление движения материи снизу вверх.

Явления, связанные с сильной вспышкой на восточном лимбе Солнца 6 ноября 1979 года наблюдались одновременно на фотосферно–хромосферном телескопе и на малом внезатменном коронографе типа Лио Абастуманской обсерватории [1]. Активная область HR No.16419 (по нумерации [2]), в которой эти явления произошли, образовалась присоединением старой (HR No.16357) и вновь образованной областей. Группа пятен имела сложную структуру: между хорошо развитыми пятнами N полярности расположены мелкие пятна S полярности, которые сравнительно быстро изменялись. Одно из пятен S полярности, сначала весьма близко примыкающее к головной части группы N полярности, в последующие дни удалилось от неё.

С начала наблюдений (05^h50^m UT) над исследуемой активной областью были отмечены следующие образования: удаляющаяся и светящаяся в H_α материя на расстоянии 300000 км от края солнечного диска, слегка закрученный слабый протуберанец, яркая петля и узлы в корональных линиях, сопровождающиеся непрерывным излучением; вскоре появилась и развивающаяся система петельных протуберанцев. Эти образования обычно наблюдаются в связи с сильной вспышкой на лимбе. Можно предположить, что и на этот раз они были связаны со вспышкой, имевшей место, вероятнее всего, за лимбом (соответствующая группа пятен появилась на диске лишь 7 ноября) или, может быть, и на лимбе, но никем не зафиксированной возможно по той причине, что период до начала наших наблюдений (с 02 до 06 часов UT) был плохо перекрыт H_α патрулём. Около 05^h20^m UT зарегистрированы всплески солнечного радиоизлучения на фиксированных частотах: 950, 2950 и 9100 МГц — по данным НИРФИ [3], на 2695 и

8800 МГц — по данным станции Манила [4] и радиовсплески II и IV типов в метровом диапазоне, согласно спектральным наблюдениям солнечного радиоизлучения, проведёнными на Кулгорской станции [3].

С самого начала наблюдений выделялась петельная система (I) с интенсивностью больше, чем невозмущённая хромосфера, её южная нога стояла на диске (около лимба) во флоккуле, яркость которой менялась, а другая заходила за лимбом. Вначале система состояла из двух почти параллельных ветвей одинаковой яркости, в дальнейшем более быстро ослабела южная сторона южной ветви. Реальная длина петли составляла приблизительно 80000 км, диаметр сечения петли около $5''$.

В начале наших наблюдений между петельной системой I и протуберанцем не замечалось никакого образования. В 06^h28^m UT на этом месте начинает возгораться слабая лимбовая вспышка (балла $1f$, максимум в 06^h31^m UT) и появляется связанное с ней образование (II) в виде гладкой петли. Вспышка у его южной ножки гаснет около 06^h38^m UT, но происходит уярчение северного подножия. Видимое расстояние между основаниями петли — около 24600 км, длина петли — около 70000 км. В 06^h45^m UT чуть южнее от первой начинает возгораться вторая вспышка (балла $1f$, максимум в 06^h53^m UT) и появляется связанная с ней яркая петля на фоне угасающей предыдущей; в 07^h15^m UT и она исчезает. Таким образом обе петли существовали несколько десятков минут. В 07^h28^m UT на месте системы II появляется типичная поствспышечная петля, а в 07^h52^m UT — две петли с яркими узлами на вершинах. К сожалению, более подробное исследование вспышечных и поствспышечных петель, в особенности процесса исчезновения первых и образования последних, нам не удалось из-за недостаточного временного разрешения наших фильтрограмм.

Над исследуемой активной областью нами наблюдались корональные петли в красной, жёлтой и зелёной линиях [5]. Эту яркую систему корональных петель мы считаем активизированной, в основном, в связи с первичной мощной вспышкой, так как узлы и сопровождающий их континуум были наиболее яркими до начала наблюдения нами слабых лимбовых вспышек и исчезли лишь после исчезновения поствспышечных петель. О наблюдении такой активизации для более высокотемпературных корональных структур сообщается в [6, 7], и называют их поствспышечными корональными петлями или арками.

Электронная плотность и температура наблюдаемых образований вычислены нами по яркости непрерывного излучения узлов и по контурам спектральных линий. В результате анализа полученных физических и геометрических характеристик наблюдаемых структур был построен схематический рисунок взаимного расположения образований, связанных с лимбовой вспышкой 6.XI.1979 г. (рис. 1). К петле H_α примыкают петли гелиевых линий, частично взаимопроникая и распространяясь немного выше, чем H_α петли. За водородно–гелиевой петлёй расположена петля

в красной корональной линии 6374 А, а затем система зелёных петель (5303 А), среди них выделяются две наиболее яркие петли, которые простираются до высоты около 40000 км. Между двумя зелёными петлями расположена жёлтая петля (5694 А), частично проникая в них и распространяясь выше — до 50000 км. Система корональных петель расположена ближе к центру активной области, вблизи нейтральной линии. За корональными линиями в северной части активной области образовались вспышечные петли, после исчезновения которых возникла система поствспышечных петель.

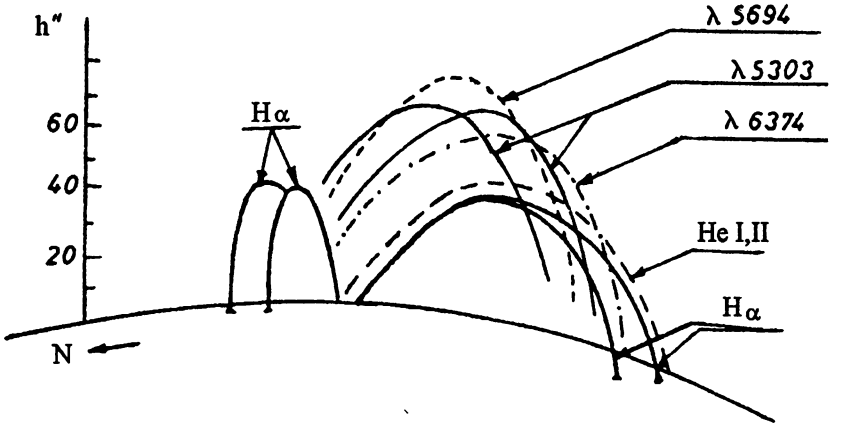


Рис. 1. Схема взаимного расположения петель, видимых в различных спектральных линиях над АО HR No. 16419 6 ноября 1979 года.

Для изучения динамики наблюдаемых образований нами исследовано поле их доплеровских скоростей (метод весьма информативный, если лимбовые структуры лежат вне картинной плоскости) и его изменение во времени. Доплеровские скорости петель промерены по нескольким сериям спектрограмм на высотах 10″, 20″, 30″ и 50″ в интервале от 06 до 08 часов UT; в наиболее ярких узлах зелёной и жёлтой корональной линий наблюдались доплеровские скорости порядка +10 км/сек.

Петельная система (II), которая состоит из последовательно разгорающихся структур, образовалась во время проведения наших наблюдений. Серия спектров, совпадающих с началом второй лимбовой вспышки, показывает наличие больших отрицательных скоростей (движение к наблюдателю), доходящих до −200 и −160 км/сек попарно на высотах 10″ и 20″ и немного меньших — на 30″. Это означает, что материя движущаяся по ранее существующей магнитной петле вдоль одной ножки петли (в нашем случае расположенной точно на лимбе или, может быть, чуть за лимбом) направляется вверх, а потом — вниз по другой ножке (расположенной

севернее на диске). Через несколько минут появляются положительные скорости, далее величины отрицательных скоростей уменьшаются, а положительных — растут; в определённый момент они одинаковы, а вскоре отрицательные вовсе исчезают, и некоторое время существуют только положительные скорости. Это свидетельствует о том, что часть текущей вверх материи падает обратно, как предполагают авторы работы [8], выделившие эти образования, как отдельные явления, назвав их вспышечными (flaring) арками.

В двойной системе (I), которая состоит из двух очень близко примыкающих петель, движение материи происходит во взаимно противоположных направлениях, но сначала преимущественно вверх по противоположным ножкам петель, а потом вниз — по другим ножкам. Максимальные значения скоростей заключены в пределах ±120 км/сек. Хотя начальная фаза существования системы I нами не наблюдалась, но по характеру движения материи систему I можно отнести к вспышечным петлям (или аркам) на поздней стадии их развития (aftermath phase по работе [8]).

По-видимому, в начальной стадии развития вспышки по существующей магнитной петле распространяется светящаяся масса газа снизу вверх и опускается через другую ножку петли. Наблюдаемые скорости движения газа в начальной фазе имеют большие значения (в нашем случае заключённые в пределах от −200 до +150 км/сек) и меняются быстрее, чем в последующей фазе (скорости заключены в пределах ±120 км/сек). После прекращения движения по петле скоро прекращается существование излучающей материи и петля перестаёт быть наблюдаемой.

Таким образом, низкие магнитные петли, расположенные под открытой магнитной конфигурацией и соединяющие локальные области на уровне фотосферы через корону, могут играть роль своеобразных трубок, через которые при определённых условиях (созданных в связи с первичными процессами энерговыделения вспышек) перетекает плазма и способствует выравниванию физических параметров посредством высвечивания вспышкой части избыточной энергии, а другая часть затрачивается на процессы, связанные с переносом плазмы вдоль петли.

ЛИТЕРАТУРА

1. Хецуриани Ц. С., Хуцишвили Э. В., Скоморовский В. И., Садохин В. П., Гиголашвили М. Ш., Майер А. К., Тетруашвили Э. И. // Бюлл. Абастум. астрофиз. обс., 1989. № 66. С. 105.
2. // Solar-Geophys. Data. — Boulder, Colorado, 1980. № 425.
3. // Солн. данные, 1979. № 11.
4. // Solar-Geophys. Data. — Boulder, Colorado, 1979. № 424.
5. Хецуриани Ц. С., Тетруашвили Э. И. // Бюлл. Абастум. астрофиз. обс., 1993. № 73. С. 19.

6. Hick P., Svestka Z., Smith K., Strong K.T. // Solar Phys., 1987. V.114. P.329.
7. Svestka Z., Jackson B.V., Howard R.A., Sheeley N.R. // Solar Phys., 1989. V.122. P.131.
8. Martin S.F., Svestka Z.F. // Solar Phys., 1988. V.116. P.91.

Абастуманская астрофизическая обсерватория Республики Грузия

Поступила в редакцию 7 мая 1996 г.

ON THE FORMATIONS CONNECTED WITH LIMB FLARE OF NOVEMBER 6, 1979

Ts. S. Khetsuriani, E. I. Tetruashvili, M. Sh. Gigolashvili

On the basis of the analysis of filtergrams and spectrograms, observed at Abastumani astrophysical observatory on November 6, 1979 solar events, three different systems are studied, having loopvise structure and connected with limb flare. The physical parameters, dimensions and mutual situation of the loops are determined. The Doppler velocities at different heights are measured and matter motion is detected in the observed formations.

УДК 523.98

НАКОПЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ ЗА СЧЁТ АЛЬФА-ЭФФЕКТА

В. И. Абраменко, В. Б. Юрчишин*, Т. Ванг***

Проблема накопления энергии магнитного поля активной области (АО) как энергии электрических токов в атмосфере АО в настоящее время до конца не выяснена. Наряду с общепринятой концепцией генерации токовых систем в АО за счёт крупномасштабных шировых движений на уровне фотосферы [1, 2] недавно теоретически была предложена другая возможность накопления энергии магнитного поля [3]. В предположении, что магнитное поле АО эволюционирует через последовательность бессиловых конфигураций, Зеехафером было установлено, что энергия мелкомасштабных флуктуаций поля и скорости может быть преобразована в энергию крупномасштабных токовых систем АО (альфа-эффект). Необходимое условие альфа-эффекта — наличие доминирующей по знаку токовой скрученности $H_c = \mathbf{B} \cdot (\nabla \times \mathbf{B})$ в рассматриваемом объёме. Цель настоящей работы — выяснить, как это условие выполняется в различных АО. На основе измерений вектора магнитного поля в 40 активных областях максимума 22 цикла мы вычислили токовую скрученность поля $B_z \cdot (\nabla \times \mathbf{B})_z$ в фотосфере и получили следующие результаты. В 36 АО имел место значительный разбаланс токовой скрученности поля (5–75%), причём в 33-х из них избыток токовой скрученности в южном полушарии был положительным, а в северном — отрицательным. Таким образом, в активных областях весьма часто выполняется необходимое условие передачи энергии мелкомасштабных флуктуаций поля и скорости в энергию крупномасштабных электрических токов в АО.

ВВЕДЕНИЕ

Энергия нестационарных процессов в солнечной атмосфере — это, по-видимому, энергия магнитного поля, запасённая в электрических токах. Поскольку нестационарные процессы в АО, в частности, H_α вспышки, — явление весьма типичное для АО, то, следовательно, и механизмы генерации электрических токов должны быть легко осуществимыми в различных активных областях.

В настоящее время общепринятой считается концепция генерации токовых систем в АО за счёт шировых движений на масштабах, сравнимых, по крайней мере, с размерами пятен (см., например, [1, 2]). Наряду с этим недавно [3] теоретически была предложена другая возможность накопления магнитной энергии в активной области. Магнитное поле АО эволюционирует, по-видимому, переходя от одной бессиловой конфигурации к

другой. В процессе таких переходов энергия поля (в рассматриваемом объёме) может нарастать за счёт энергии мелкомасштабных флуктуаций поля и скорости, распространяющихся волнообразно вдоль поля от фотосферы вверх. Генерирование дополнительной ЭДС вдоль поля за счёт флуктуаций называется альфа-эффектом. Необходимым условием нарастания энергии поля в рассматриваемом объёме является наличие доминирующей по знаку токовой скрученности

$$H_c = \mathbf{B} \cdot (\nabla \times \mathbf{B}) \qquad (1)$$

в объёме. Цель настоящей работы — выяснить, насколько часто в активных областях может реализоваться это условие.

Если пятно имеет явно выраженную вихревую структуру, тогда можно определить знак доминирующей токовой скрученности в пятне, так как знак H_c совпадает со знаком величины α в уравнении бессилового поля: $\alpha\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{B}$ [4]. Моделируя бессиловое поле с различными α, можно подобрать α так, чтобы получилось наилучшее совпадение наблюдаемой вихревой структуры с расчётными силовыми линиями. Таким способом Зеехафер изучил 16 активных областей и пришёл к выводу, что α преимущественно отрицательна в северном полушарии и положительна в южном. Отрицательная (положительная) токовая скрученность соответствует вихрю, закрученному против часовой стрелки (по часовой стрелке). Таким образом, этот результат Зеехафера находится в хорошем согласии с правилом знаков Хейла [5]: "около 80% водородных вихрей во всех циклах закручены против часовой стрелки в северном полушарии и по часовой стрелке в южном". Этот вывод, подтверждённый позднее и другими исследователями вихревой структуры пятен в [6–8] позволяет предположить, что асимметрия "север–юг" в направлении закрученности пятен связана с проявлением сил вращения Солнца (Кориолисова сила и/или сила дифференциального вращения).

Наряду с этим известны результаты исследований [9], где изучено более 200 АО, причём не только пятен с явными вихрями, а самых различных структур. Их вывод: на основе визуальной инспекции кривизны фибрилл и волокон нет оснований делать вывод о том, что в северном (южном) полушарии преобладают структуры, закрученные против часовой стрелки (по часовой стрелке).

Вторая цель настоящей статьи — на основе не визуального эксперимента, а количественных исследований проверить правило знаков Хейла в самых различных активных областях.

Надёжные измерения вектора магнитного поля в настоящее время доступны только на уровне фотосферы. Поэтому у нас есть возможность определить лишь часть токовой скрученности

$$h_c = B_z \cdot (\nabla \times \mathbf{B})_z .$$

Количественной оценкой наличия в активной области доминирующей по знаку токовой скрученности может служить разбаланс величины h_c по площади АО, а знак разбаланса указывает на направление преобладающей закрученности поля в АО.

ДАННЫЕ НАБЛЮДЕНИЙ

Мы изучили данные измерений вектора магнитного поля, полученные на солнечном магнитографе станции Хуаироу Пекинской астрономической обсерватории [10]. Поле зрения магнитографа составляет 5,23′×3,63′ (512×512 ячеек ПЗС матрицы). Данные измерений были усреднены по площади 3 × 4 ячейки. Мы использовали фотосферные вектор-магнитограммы, записанные в спектральной линии Fe I λ5324,19 Å. Это широкая линия с полушириной около 0,33 Å и фактором Ланде 1,5. Для такой широкой и сильной линии зеемановское насыщение и допплеровский сдвиг не существенны [11].

Для некоторых АО нами были использованы H_α изображения, полученные на хромосферном телескопе в Хуаироу.

Вектор магнитного поля в фотосфере был получен на основе измерений четырёх параметров Стокса I, V, Q, U. Параметр V измерялся в крыле линии λ5324,19 Å на расстоянии -0,075 Å от центра линии, а Q и U параметры измерялись в центре линии. Полоса пропускания фильтра составляет 0,15 Å.

Калибровка вектор-магнитограмм основана на следующих формулах:

$$B_{\parallel} = C_{\parallel}\frac{V}{I},$$

$$B_{\perp} = C_{\perp}\left(\frac{Q^2}{I^2} + \frac{U^2}{I^2}\right)^{1/4},$$

где $C_{\parallel}$ и $C_{\perp}$ — калибровочные коэффициенты для продольного и поперечного полей соответственно [11, 12]. Ориентация поперечного поля ϕ определяется:

$$\phi = \frac{1}{2}\,\mathrm{arctg}\left(\frac{U}{Q}\right).$$

После накопления 256 кадров уровень шума в измерениях продольного поля меньше 20 Гс; при измерениях поперечного поля с тем же режимом накопления уровень шума около 100 Гс [12].

При определении направления поперечного поля неопределённость в 180 градусов разрешалась с помощью метода аппроксимации потенциальным полем [13], при этом в особо сложных местах учитывалась ориентация H_α фибрилл и эволюция АО.

Мы выбрали 40 активных областей, расположенных вблизи центрального меридиана. Измерения вектора магнитного поля были получены в условиях хорошего качества изображений. Для высокоширотных АО учитывался эффект проекции [14]. Выбранный ряд активных областей состоял из различных магнитных конфигураций: униполярные пятна, биполярные активные области, δ-конфигурации. Они представлены в таблице.

МЕТОД

Согласно определению (1), для того, чтобы вычислить величину токовой скрученности поля, нужно иметь $\nabla \times \mathbf{B}$. Поскольку $\mathbf{B}$ измерен на уровне фотосферы и

$$j_z = \frac{c}{4\pi}(\nabla \times \mathbf{B})_z ,$$

мы можем вычислить часть токовой скрученности h_c на фотосфере:

$$h_c = B_z \cdot \frac{4\pi}{c} j_z . \qquad (2)$$

Плотность вертикальных электрических токов мы вычисляли на основе выражения

$$j_z = \frac{c}{4\pi s} \oint_L \mathbf{B}_\perp \cdot d\mathbf{r} ,$$

где $\mathbf{B}_\perp$ — вектор поперечного магнитного поля, S — площадь, охваченная контуром L. В наших вычислениях контур L охватывал область размером 5×5 ячеек вокруг центральной точки, в которой вычислялась плотность тока. Интегрирование вдоль каждой стороны контура L проводилось по формуле Симпсона.

Электрические токи, вычисленные для одной и той же АО по методу, изложенному выше и по дифференциальной формуле с последующим сглаживанием [13], хорошо согласуются между собой.

Величина максимальной плотности тока в наших вычислениях составляла 0,04–0,06 А·м$^{-2}$, в то время как уровень шума не превышал 0,004 А·м$^{-2}$.

Главной нашей целью было выяснить, существует ли в активной области доминирующая по знаку токовая скрученность h_c. Наиболее пригодным параметром для этой цели является разбаланс токовой скрученности по АО:

$$\rho_h = \frac{\sum_{S_+} |h_c(i,j)| - \sum_{S_-} |h_c(i,j)|}{\sum_{S_+} |h_c(i,j)| + \sum_{S_-} |h_c(i,j)|} \cdot 100\% , \qquad (3)$$

где $h_c(i,j)$ есть величина токовой скрученности в данной ячейке (i,j), S_+ (S_-) – множество всех ячеек, где $h_c(i,j) > 0$ ($h_c(i,j) < 0$). Величины ρ_h

Разбалансы (по АО) токовой скрученности ρ_h, электрических токов ρ_c и магнитных потоков ρ_B

NOAA AR	Дата	Координаты	ρ_h,%	ρ_c,%	ρ_B,%
северное полушарие					
5617	31 Jul 1989	N19 W15	−4.5	1.5	30.0
5680	11 Sep 1989	N15 E04	−27.1	1.0	−16.5
5738	13 Oct 1989	N11 E10	−11.1	1.7	1.2
5782	8 Nov 1989	N15 E24	−34.7	2.2	5.8
5948	26 Feb 1990	N16 E02	−27.8	1.4	−13.5
6001	6 Apr 1990	N16 E04	14.0	0.5	2.8
6233	30 Aug 1990	N12 W15	−46.5	1.2	−18.8
6659*)	9 Jun 1991	N29 W05	−25.4	0.6	−41.5
6757	4 Aug 1991	N18 W09	−26.1	1.2	18.0
6805	31 Aug 1991	N20 E00	22.6	0.8	39.3
6855	3 Oct 1991	N14 E10	−26.6	−0.4	3.1
7205	19 Jun 1992	N12 E10	−37.6	0.3	8.5
7216	4 Jul 1992	N12 E12	−9.5	1.4	7.1
7315	22 Oct 1992	N05 W08	−15.8	0.7	−4.9
7496	9 May 1993	N14 E08	19.2	0.4	−15.8
7532	25 Jun 1993	N06 W14	−18.3	0.2	−34.9
7590	3 Oct 1993	N13 E05	−5.8	0.2	−3.3
7722o)	18 May 1994	N08 W02	−14.1	0.8	−38.9
7779	18 Sep 1994	N17 E10	−17.2	−0.7	0.6
южное полушарие					
5047o)	20 Jun 1988	S15 E11	25.4	0.8	23.4
5612	3 Aug 1989	S16 W04	0.4	1.4	26.9
5634	12 Aug 1989	S14 W04	9.3	1.9	8.4
5747*)	20 Oct 1989	S26 W01	−45.7	0.2	21.5
6064	20 May 1990	S14 W14	0.8	0.8	3.6
6279o)	21 Sep 1990	S09 W02	32.5	3.5	9.6
6786	21 Aug 1991	S10 W06	16.6	2.6	18.6
6853	3 Oct 1991	S16 W20	−0.5	0.3	6.0
6880	3 Oct 1991	S23 W09	−0.2	0.2	−2.1
6891*)	29 Oct 1991	S14 W05	33.1	0.2	31.6
7289o)	26 Sep 1992	S12 E00	48.9	0.3	17.4
7294o)	29 Sep 1992	S12 E18	74.6	0.7	58.2
7316	23 Oct 1992	S10 E12	23.8	0.2	18.3
7321*)	26 Oct 1992	S23 W04	44.2	−0.2	7.8
7518	6 Jun 1993	S11 W06	14.5	1.1	8.8
7529o)	29 Jun 1993	S10 W04	64.7	0.6	21.1
7585	25 Sep 1993	S10 E01	18.8	−0.6	5.2
7597	15 Oct 1993	S16 W03	12.5	0.5	−21.5
7764	17 Aug 1994	S05 E01	35.3	0.9	3.0
7773	6 Sep 1994	S06 W08	16.8	−0.6	−3.1
7776o)	18 Sep 1994	S05 W16	33.3	−0.9	6.6

*) — δ-конфигурации.

o) — униполярные пятна.

приведены в 4-м столбце таблицы. В 5-м и 6-м столбцах таблицы приведены разбалансы вертикальных токов ρ_c и магнитного потока ρ_B соответственно. ρ_c и ρ_B вычислены по формулам, аналогичным формуле (3).

РЕЗУЛЬТАТЫ

Анализируя данные таблицы, мы видим, что в 90% случаев разбаланс ρ_h токовой скрученности h_c по АО был весьма значительным: только в 4 случаях из 40 величина ρ_h близка к нулю. Это означает, что весьма часто в активных областях выполняется необходимое условие для роста энергии магнитного поля за счёт альфа-эффекта.

Далее, в 82,5% случаев доминирующая токовая скрученность была отрицательной ($\rho_h < 0$) в северном полушарии и положительной ($\rho_h > 0$) в южном. Этот результат позволяет предположить, что правило знаков Хейла выполняется не только для регулярных одиночных пятен с явно выраженной вихревой структурой, но и для весьма широкого класса активных областей.

Отметим также, что разбаланс токовой скрученности не зависит от разбаланса магнитных потоков и от разбаланса вертикальных токов. Разбаланс ρ_B магнитных потоков меняется в очень широких пределах (от -41% до 58%; см. таблицу), в то время как разбаланс ρ_c вертикальных токов — величина довольно малая (не превышает 3,5%). Сам по себе этот результат свидетельствует о том, что фотосферные вертикальные токи активной области замыкаются в пределах самой активной области, а высокие корональные петли, уносящие магнитный поток из АО, по-видимому, являются бестоковыми.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hagyard M.J., Smith J.B., Teuber D., West E.A. // Solar Phys., 1984. V.91. P.115.
2. Abramenko V.I., Gopasyuk S.I., and Ogir M.B. // Solar Phys., 1991. V.134. P.287.
3. Seehafer N. // Astron. Astrophys., 1994. V.284. P.593.
4. Seehafer N. // Solar Phys., 1990. V.125. P.219.
5. Hale G.E. // Nature, 1927. V.119. P.708.
6. Richardson R.S. // Astrophys. J., 1941. V.93. P.24.
7. McIntosh P.S. // Upper Atmosphere Geophysics Report UAG-70. — Boulder: World Data Center A for Solar-Terrestrial Physics, 1979.
8. Ding Y.J., Hong Q.F., and Wang H.Z. // Solar Phys., 1987. V.107. P.221.

9. Nakagawa Y., Raadu M. A., Billings D. E., McNamara D. // Solar Phys., 1971. V. 19. P. 72.
10. Ai G. // Publ: Beijing Astron. Obs., 1987. V. 9. P. 27.
11. Ai G., Li W., and Zhang H. // Chin. Astron. Astrophys., 1982. V. 6. P. 129.
12. Wang J., Shi Z., Wang H., and Lu Y. // Astrophys. J., 1995 (in press).
13. Wang T., Xu A., and Zhang H. // Solar Phys., 1994. V. 155. P. 99.
14. Gary G. A. and Hagyard M. J. // Solar Phys., 1990. V. 126. P. 21.

*Крымская астрофизическая обсерватория, пос. Научный, Крым, Украина;
**Пекинская астрономическая обсерватория, Пекин, КНР

Поступила в редакцию
7 мая 1996 г.

THE MAGNETIC FILED ENERGY BIULD UP DUE TO ALPHA-EFFECT IN AN ACTIVE REGION

V. I. Abramenko, V. B. Yurchishin, T. J. Wang

The way the DC magnetic energy is build up in the atmosphere of an active region (AR) is not yet completely clear. Along with a prominent concept for the DC energy build up due to large- scale shearing motions at the photosphere [1, 2] another possibility was recently theoretically proposed by Seehafer [3]. Under the assumption, that the magnetic field of an AR evolves throught the sequence of force-free states, Seehafer had shown, that the energy of the magnetic field and velocity fluctuations can be transferred into the energy of a large-scale current system of an AR (the alfa-effect). The necessary condition for the alfa-effect is the presence of a predominant sign of the current helicity $H_c = \mathbf{B} \cdot (\nabla \times \mathbf{B})$ in the volume of study.

The main purpose of the present paper is to clear up, how frequently this condition occurs in various ARs. On the basis of the vector magnetic field measurements for 40 ARs of 22 solar cycle maximum, we calculated the current helicity $B_z(\nabla \times B)_z$ in the photosphere and obtained the following results. For 36 ARs a significant (5-75%) imbalance of the current helicity took place, for 33 of them the excess of the current helicity was positive in the southern hemisphere and negative in the northern hemisphere. Thus, very frequently the necessary condition takes place in ARs for the magnetic energy transport from fluctuations to large-scale current systems.

УДК 523.98

ДИНАМИКА ПРОЦЕССОВ В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ NOAA 6652 И 6654 НА СОЛНЦЕ

Г. В. Якунина, Г. А. Порфирьева, А. Б. Делоне

На основе H_α-фильтрограмм исследовались компактные малопятенные активные области (АО) NOAA 6652 и 6654, характеризующиеся повышенной солнечной активностью и геоэффективностью. Прослежено изменение морфологии АО в процессе их эволюции, проанализированы характеристики выбросов и активизация волокон и связь их поведения со вспышечной ситуацией в АО. Установлена связь с магнитными структурами на Солнце.

1. ВВЕДЕНИЕ

При рассмотрении эволюции АО 6652 и 6654 нас интересовало, почему эти неприметные группы пятен имели необычно высокую гелио- и геоэффективность. Возможно повышенная продуктивность АО объяснялась наличием сильных широв в области магнитных полей с большими градиентами (см., например, [1–4]).

В исследуемых АО конфигурация основных пятен была относительно простой и стабильной. В обеих АО наблюдались протяжённые извилистые волокна со сложной структурой и области всплытия магнитного потока на границе и внутри АО. Всё это, вероятно, способствовало шировым движениям в области нейтральной линии в АО. Наблюдался сильный дисбаланс по площади и магнитному потоку между пятнами северной и южной полярностей.

Исследование выбросов В АО позволило сделать некоторые выводы о структуре магнитного поля над АО в нижней короне.

2. НАБЛЮДЕНИЯ

Использованы наблюдения в ВЭ ГАИШ со сканирующим H_α-фильтром на куде-рефракторе Оптон. При прохождении АО NOAA 6652 и 6654 по диску Солнца с 26 мая по 8 июня 1991 г. произошло большое количество оптических и рентгеновских вспышек, максимальный класс рентгеновской вспышки был X1.0. Данные о вспышках по SGD [5] приведены в табл. 1.

АО 6652 располагалась на границе крупномасштабного магнитного поля с сильным градиентом и отделялась большим заливом S-полярности от АО 6654, находящейся на другом "берегу" [5].

Таблица 1

Распределение вспышек по баллам в АО 6652 и 6654

АО 6652				АО 6654			
Рентг. вспышки		H_α-вспышки		Рентг. вспышки		H_α-вспышки	
Класс	Кол-во	Балл	Кол-во	Класс	Кол-во	Балл	Кол-во
X	-	-	5	X	1	2	7
M	7	1	9	M	16	1	17
C	7	S	30	C	10	S	30

На рис. 1 приведены схематические зарисовки обеих АО. Указаны полярности пятен (по данным наблюдений Кауровской обсерватории Екатеринбургского университета), серджи, волокна и вспышечные узлы. Рисунок получен в результате наложения кадров, снятых в разных длинах волн.

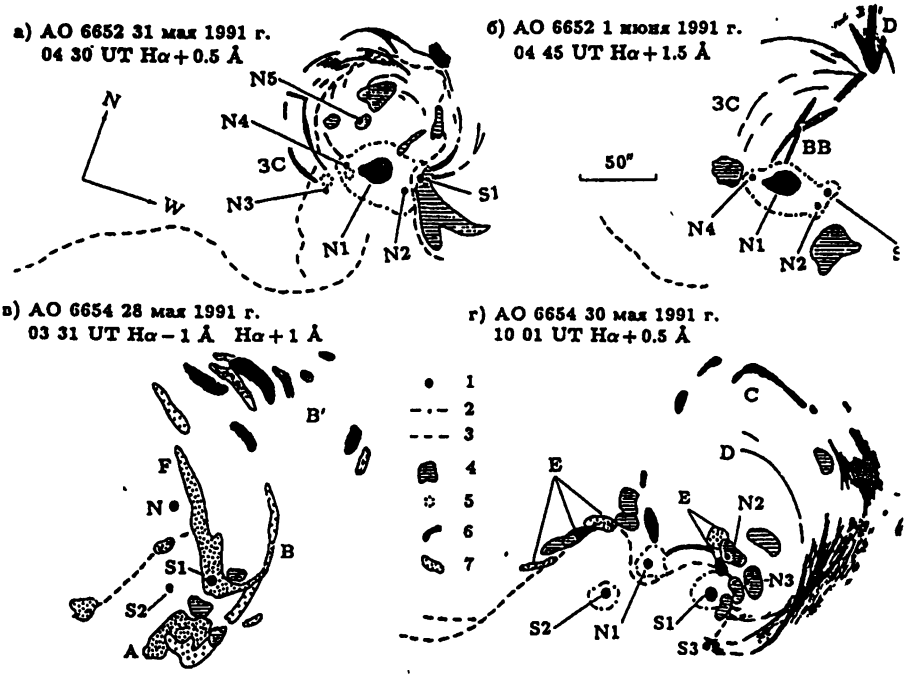


Рис. 1. Схематическое изображение событий в АО 6652 (а, б) и АО 6654 (в, г): 1 — пятно, 2 — полутень, 3 — волокно, 4 — вспышка, 5 — флоккульные уярчения, 6 и 7 — выбросы, видимые соответственно в красном и синем крыле линии H_α. Приведены моменты времени и длины волн, в которых наиболее интенсивно наблюдались выбросы.

При появлении на восточном лимбе АО 6652 состояла из небольшого ведущего пятна S-полярности и двух последующих крупных пятен N-по-

лярности, имеющих общую полутень и окружённых мелкими пятнами-саттелитами. Позже эти два пятна N-полярности слились в одно. АО вдавалась полукруглым мысом в большую область S-полярности [5] и была окружена волокном, вытянувшимся вдоль границы крупномасштабного магнитного поля (рис. 1 а).

АО 6654 состояла из большого ведущего пятна S1 и двух последующих пятен N1 и S2, окружённых более мелкими пятнами-саттелитами. Канал волокна внутри АО имел извилистую форму, разделяя области северной и южной полярности, и к востоку от АО простирался вдоль границы крупномасштабного магнитного поля (рис. 1 в,г).

За период наблюдения в обеих АО происходили многочисленные вспышки, серджи и активизация волокон, причём активизация волокон и серджи отмечались не только в моменты вспышек, но и в течение длительных промежутков времени между вспышками, иногда сопровождаясь радиовсплесками IV типа. Канал волокна, в основном, был виден в центре и близких крыльях линии H_α, и его ширина была небольшая, но его отдельные участки наблюдались в длинах волн $H_\alpha \pm 0{,}5$Å, $\alpha \pm 0{,}75$Å и представлялись очень широкими. Вдоль канала волокна часто располагалась эмиссия. Несмотря на "длительную" активность заметных изменений волокна не претерпели и на протяжении с 28 мая по 2 июня 1991 г. их общая структура сохранилась (рис. 1).

В обеих АО существовали системы арок, плоскости которых пересекали под углом каналы волокон. Эти арки были видны в поглощении во время вспышек и вдоль них располагались траектории выбросов.

В настоящей работе мы остановимся более подробно на обсуждении событий, наблюдавшихся в АО с 28 мая по 2 июня 1991 г. и сопровождавшихся рентгеновским излучением (табл. 2).

Таблица 2

Сведения о вспышках в АО 6652 и 6654

Дата (1991)	Время (UT) наблюдений в ВЭ ГАИШ (начало–конец)	Данные о вспышках по SGD [5]			
		координаты	балл	время (UT)	АО
28 мая	03:29–03:56	N05 E62	1F/M1.5	03:29–03:34–03:51	6654
	05:37–05:49	N08 E64	1N/M2.2	05:14–05:31–05:44	6654
30 мая	09:50–10:17	N07 E30	1F/M8.2	09:36–09:38–10:02	6654
31 мая	02:43–02:55	N07 E21	2B	02:32–02:44–03:05	6654
	04:16–04:33	S08 E13	2B/M2.1	03:46–04:06–04:40	6652
1 июня	04:44–04:54	S10 E00	SF/M2.3	04:12–04:13–05:32	6652

3. МОРФОЛОГИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ВЫБРОСОВ, ИХ ЭВОЛЮЦИЯ И СВЯЗЬ С МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Как видно на H_α-фильтрограммах на протяжении нескольких дней с 29 мая по 1 июня 1991 г. в АО 6652 наблюдалась система петельных структур, проектирующихся на диск Солнца к северу от АО, соединяющая небольшие площадки южной и северной полярности. Западные основания арок располагались в окрестности ведущего маленького пятна южной полярности S1 (рис. 2 а), восточные основания — в окрестности двух небольших хвостовых пятен северной полярности N3 и N4. В этих местах наблюдались флоккульные уярчения.

Поперечные сечения обоих оснований системы арок были меньше, чем в области вершин. Во время вспышки 31 мая 2B/M2.1 вспышечная лента южной полярности располагалась вблизи пятна S1 вдоль канала волокна, а вспышечная площадка северной полярности — к северу от пятна N5. Эмиссия "заливала" это пятно. Небольшие вспышечные узлы находились к северу от большого пятна N1 (рис. 1 а). Вспышечные узлы часто примыкали непосредственно к границе полутени. Известно, что расположенные так H_α вспышки обычно сопровождаются рентгеновским излучением. Арки представляли собой почти полные окружности, т.е. магнитные силовые линии "всплывали" над поверхностью Солнца практически на полную свою длину. По форме проекций петель на картинную плоскость, видимых вблизи солнечного меридиана, можно сделать вывод, что система петель была наклонена по отношению к поверхности Солнца на небольшие углы. Отдельные дуги наблюдались в разных длинах волн в диапазоне от $\lambda = H_\alpha - 1{,}25$Å до $\lambda = H_\alpha + 1{,}25$Å. Расстояние между основаниями петельной структуры в проекции на диск Солнца составляло около 44000 км, а высота петель около 56000 км. На рис. 1 а представлено схематическое изображение арок, наблюдавшихся в 04:30 UT в $H_\alpha + 0{,}5$Å. С 29 мая по 1 июня 1991 г. в АО 6652 произошло 7 вспышек, сопровождавшихся рентгеновским излучением в основном класса M1.9–M2.7. Система петельных структур в это время вела себя динамично, были видны отдельные струи, но общая топология магнитного поля, по-видимому, была относительно стабильной, т.е. в результате вспышек глобальной перестройки магнитного поля в АО 6652 не произошло.

Арочные структуры просуществовали всё время наблюдений. Наряду с арочной структурой, т.е. системой замкнутых магнитных петель, в АО существовали, по-видимому, магнитные структуры открытого типа. Так после вспышки 2B/M2.1 31 мая 1991 г. последовал выброс вещества, сопровождавшийся радиовсплеском IV типа (SGD). 1 июня 1991 г. в 04:44–04:45 UT, примерно через 30 мин после максимума вспышки 1F/M2.3, мы наблюдали в $\lambda = H_\alpha + 1{,}5$Å возвратный выброс ВВ, опускающийся почти по прямой линии в пятно N1 — основное пятно

АО (рис. 1б). На имеющихся у нас фильтрограммах выброс ВВ интенсивный и в $\lambda = H_\alpha + 2{,}5$Å. В области вершин арок в это время наблюдалось динамичное образование с лучевыми скоростями более 100 км/с. Мы полагаем, что наблюдения траекторий выбросов типа ВВ могут служить доводом в пользу существования в АО во время вспышек 31 мая и 1 июня магнитных полей с относительно открытыми структурами.

Во время наблюдений отмечалась активизация участков волокна, расположенных к югу от АО. Вдоль канала волокна были видны тёмные сгустки материи, обладающие скоростями 20–35 км/с.

В период со 2 по 6 июня в АО произошло ещё 7 рентгеновских вспышек, но уже меньшей мощности, т.е. активность АО снизилась. Усложнения структуры не произошло, сохранилась δ-конфигурация основных пятен.

В АО 6654 с 28 мая по 1 июня 1991 г. мы наблюдали 3 вспышки, сопровождающиеся рентгеновским излучением, и одну оптическую вспышку балла 2В. Кроме того, были сфотографированы события, происходившие через 2 часа после самой мощной из рентгеновских вспышек в этой АО (2В/X1.0, 29 мая 1991 г.). Наибольшее количество вспышек в АО 6654 произошло 28 мая, вспышки максимальной мощности были 29 и 30 мая, после чего активность начала уменьшается, основное большое пятно S1 распалось на более мелкие пятна. На рис. 1в,г приведены схематические изображения АО в разные моменты времени. Области всплывающего магнитного потока наблюдались к северо–западу и югу от пятна S1. Над северо–западной областью всплывающего магнитного потока находились вспышечные узлы (рис. 1г). В АО 6654 регулярно наблюдались мощные выбросы с различными пространственными траекториями с лучевыми скоростями, превышающими 130 км/с в красном крыле и 70 км/с в синем крыле линии H_α.

Массивные тёмные облака (А) неправильной формы к югу от АО и серджи (В, В′), распространяющиеся по петлеобразным траекториям, окружающим АО с западной стороны, наблюдались от 03:30 до 03:50 UT 28 мая во время вспышки 1F/M1.5 (рис. 1в). Наиболее мощными были серджи, сфотографированные нами 30 мая 1991 г. во время вспышки 1F/M8.2. Траектории серджей представляли собой дуги почти правильной круговой формы, видимые в проекции на диске Солнца к северу от АО. Большая система дуг (С) начиналась в области всплывающего магнитного потока, расположенного вблизи пятна S3, и окружала АО с западной, северной и восточной сторон. Восточные основания располагались, возможно, вблизи пятна N1 (рис. 1г). Наблюдалась тонкая "перевитая" структура, отдельные струи. Западные концы малой системы дуг (D) начинались к западу от большого пятна S1 на границе тени и полутени и окружали пятно с севера (рис. 1г). Петельные структуры были видны в поглощении в диапазоне длин волн от $H_\alpha - 1$Å до $H_\alpha + 2$Å. Наиболее интенсивные структуры наблюдались в $\lambda = H_\alpha + 1$Å. Система арок была наклонена

на небольшие углы к поверхности Солнца и соединяла площадки южной и северной полярности, расположенные по разные стороны от канала волокна.

Сразу после окончания вспышки интенсивность арок C и D заметно уменьшилась, через 25–30 мин появились небольшие тёмные компактные образования (E, рис. 1 г), обладающие лучевыми скоростями до 20–30 км/с. Преобладали скорости, направленные от наблюдателя, но отмечались также и противоположные скорости. Возможно происходило расширение небольших объёмов холодного вещества, расположенных в окрестности канала волокна. Несколько раньше между 01 и 02 UT 30 мая примерно через 2 часа после вспышки 2B/X1.0, которая произошла накануне, в разных местах АО наблюдались отдельные сгустки холодных масс вещества, обладающих скоростями 20–40 км/с и расположенных параллельно каналу волокна.

Кроме описанных выше серджей, траектории которых представляли собой большие арки, наблюдались струеподобные узкие выбросы F, направленные к северо–востоку или востоку от АО и начинающиеся в основном пятне S1 (рис. 1 в). Наличие выбросов такого типа, по-видимому, свидетельствует в пользу существования магнитных полей открытого типа. Мы можем констатировать, что на протяжении нескольких дней наблюдений с 28 по 31 мая 1991 г., когда произошло 17 вспышек, сопровождавшихся рентгеновским излучением, причём две из них были балла X1.0 и M8.2, в АО 6654 наблюдались серджевые выбросы вдоль арок большого масштаба. Общие характеристики этих выбросов и их траектории, по-видимому, сохранились, несмотря на большое количество вспышек, т.е. магнитное поле над АО было относительно стабильным, как и в случае ранее рассмотренной АО 6652, и арочные структуры продолжали существовать и 31 мая, окружая АО со всех сторон.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, прослежено изменение морфологических особенностей двух АО в процессе их эволюции, проанализированы характеристики выбросов и активизация волокон и связь их появления со вспышечной ситуацией в АО. Установлена связь с магнитными структурами на Солнце. В обеих областях, характеризующихся одним–двумя развитыми пятнами и большим количеством маленьких пятен–саттелитов, существовали, по-видимому, замкнутые магнитные структуры (3C,B, C, D рис. 1) больших размеров до $(50 \div 100) \cdot 10^3$ км в проекции на диск Солнца и наряду с ними магнитные поля с открытыми структурами (BB, F серджи рис. 1). Обе АО располагались на границе крупномасштабного магнитного поля в области сильных градиентов напряжённости. Нейтральные линии имели извилистую форму. Обе АО характеризовались относительной стабильностью

развитых пятен и быстрым изменением пятен–саттелитов, что наряду со сложной структурой нейтральной линии магнитного поля и сильными градиентами явилось причиной динамичности процессов в АО и их высокой вспышечной продуктивности. Распад основных пятен и уменьшение количества пятен–саттелитов сопровождались снижением активности АО, т.е. происходило быстрое изменение локальных магнитных полей, хотя крупномасштабная структура магнитного поля сохранялась.

ЛИТЕРАТУРА

1. Schmieder B., Raadu M. A., Demoulin P., and Dere K. P. // Astron. Astrophys., 1989. V. 213. P. 402.
2. Rausaria R. R. and Raman K. S. // Sol. Phys., 1993. V. 146. P. 137.
3. Jingxiu W. and Zhongxian S. // Sol. Phys., 1993. V. 143. P. 119.
4. Tang F. and Wang F. // Sol. Phys., 1993. V. 143. P. 107.
5. // Solar Geophysical Data, 1989. No 563. Pt. 1.

Государственный
астрономический институт
им. П. К. Штернберга, Москва,
Россия

Поступила в редакцию
7 мая 1996 г.

THE DYNAMICS OF PROCESSES IN ACTIVE REGIONS NOAA 6652 AND 6654 ON THE SUN

G. V. Yakunina, G. A. Porfir'eva, A. B. Delone

On the basis of the H_α-filtergrams compact active regions (AR) NOAA 6652 and 6654 with few spots had been studies,being characterized by an increased solar and geoeffective productivity .The AR morphology chande during their evolution has been observed. Ejections features, filamen activization and correlation between their behaviour and flare situation in the AR have been analysed. A relation with solar magnetic structures has been èstablished.

УДК 523.98

О СООТНОШЕНИИ МЕЖДУ СОЛНЕЧНЫМИ ВСПЫШКАМИ, КОРОНАЛЬНЫМИ ВЫБРОСАМИ МАССЫ И ПОСТ-ЭРУПТИВНЫМ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЕМ

И. М. Чертоκ

Изложена и проиллюстрирована концепция, включающая в себя два основных положения: (а) солнечные импульсные вспышки и корональные выбросы массы (КВМ) — физически подобные, но, вообще говоря, независимые явления, которые могут происходить как одно без другого, так и совместно, инициируя друг друга в различных причинно–следственных комбинациях; (б) при анализе соотношения между вспышками и КВМ, необходимо учитывать, что последние приводят к существенному пост-эруптивному вспышечноподобному энерговыделению в короне, которое может сопровождаться многими значительными явлениями, в том числе длительным ускорением частиц.

ВВЕДЕНИЕ

Цель настоящей работы — основываясь на наблюдениях солнечного радио-, гамма-излучения, результатах измерений ИСЗ *Yohkoh* в рентгеновском диапазоне и других данных, обсудить два весьма важных и тесно связанных между собой вопроса солнечной активности:

а) соотношение между вспышками и корональными выбросами массы (КВМ);

б) свойства и роль так называемого пост-эруптивного (ПЭ), т.е. следующего за КВМ, энерговыделения.

Эти вопросы широко дебатируются в литературе, особенно после обзора С. Кейлера [1] и статьи Дж. Гослинга [2] о "мифе солнечных вспышек" (см. [3–10] и приведённую там библиографию). По вопросу о соотношении между вспышками и КВМ существуют различные, в том числе две крайние, точки зрения. Согласно одной из них, КВМ — это МГД отклик солнечной атмосферы на взрывное (вспышечное) выделение энергии и связанное с этим импульсное увеличение давления и/или температуры в основании короны. Противоположная концепция, напротив, трактует вспышку как побочный продукт КВМ. Предпринимаются попытки примерить или синтезировать эти крайние точки зрения. В данной работе соотношение между вспышками и КВМ рассматривается в рамках представлений об общей независимости этих физически подобных явлений и о существенной роли ПЭ вспышечноподобного энерговыделения в короне.

1. ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Прежде всего следует договориться об определениях рассматриваемых явлений. Будем исходить из следующих заведомо упрощённых определений:

а) Вспышка — это взрывное локальное высвобождение энергии, запасённой в компактном районе хромосферы или нижней короны.

б) КВМ — эрупция во внешнюю корону и межпланетное пространство значительной массы и объёма замагниченной плазмы, возникающая, в частности, в результате эволюции и неустойчивости крупномасштабных магнитных структур.

в) ПЭ энерговыделение — это тесно связанный с КВМ процесс, при котором магнитное поле в обширном районе короны, сильно возмущённое КВМ, релаксирует к своему исходному состоянию посредством магнитного пересоединения в квазивертикальных токовых слоях высоко в короне (так называемая модель *CSHK&P*; см. [3]).

2. КОНЦЕПЦИЯ

С учётом приведённых определений, анализ разнообразных наблюдательных данных о солнечной активности в различных областях спектра от гамма-излучения до радиовсплесков, даёт основания сформулировать следующую концепцию (см. [4, 9]).

– Вспышки и КВМ — это, вообще говоря, независимые явления в том смысле, что они могут происходить одно без другого даже в тех случаях, когда имеют место интенсивная вспышка или эрупция крупного КВМ.

– Вместе с тем, вспышки и КВМ могут происходить совместно, инициируя друг друга в различных причинно–следственных комбинациях.

– ПЭ энерговыделение, по-видимому, происходит в любых эруптивных событиях независимо от того, был ли КВМ инициирован импульсной вспышкой, эрупцией волокна (протуберанца) или дестабилизацией крупномасштабной корональной структуры.

– Наблюдательные проявления ПЭ энерговыделения могут быть различными, в зависимости от масштаба КВМ и физических условий (особенно, магнитного поля) в затрагиваемом районе короны. В общем случае, они включают в себя продолжительный нагрев плазмы и/или ускорение частиц (иногда до очень высоких энергий) и связанные с этим излучения в гамма-, рентгеновском, оптическом, радио-диапазонах, а также формирование крупных ПЭ корональных петель, гигантских арок и т.д.

– Существуют события, в которых ПЭ компонента преобладает, тогда как импульсная компонента может вообще отсутствовать или происходить в любой момент в течение ПЭ энерговыделения.

– Многие связанные с КВМ события классифицируются как вспышки именно потому, что ПЭ энерговыделение может сопровождаться многими вспышечными проявлениями, включая различные всплески и интенсивное $H\alpha$ излучение с максимальным раздвижением лент. Однако, на самом деле такие явления происходят, очевидно, в результате ПЭ энерговыделения и должны рассматриваться как так называемые пост-КВМ вспышки, отличающиеся от импульсных вспышек без КВМ.

– Аналогичное (но более слабое и кратковременное) корональное энерговыделение может происходить в процессе релаксации магнитного поля, когда существующие корональные структуры нарушаются не крупным КВМ, а такими относительно мелкомасштабными факторами, как эрупция небольшого протуберанца, другие выбросы, быстрое расширение магнитных петель и т.д.

3. ОПИСАНИЕ НЕКОТОРЫХ СОБЫТИЙ

Небольшой объём статьи вынуждает при иллюстрации сформулированной выше концепции ограничиться кратким описанием некоторых событий без демонстрации соответствующих рисунков, многие из которых, впрочем, можно найти в приводимых ссылках.

Событие 9.III.1989 (~15:28 UT, балл 4B/X4) — одна из крупнейших и хорошо документированных вспышек без заметного КВМ [5] (см. также [11]). Она имела ярко выраженный импульсный характер в мягком рентгене и сопровождалась мультиимпульсным микроволновым всплеском. Вспышки такого типа, по-видимому, потому и остаются импульсными, что они не связаны с эрупцией крупного КВМ и, следовательно, не имеют существенного ПЭ энерговыделения. Импульсность данной вспышки особенно очевидна, если сравнить её с другим событием, произошедшим в той же активной области 6.III.1989 (~14:10 UT, 3B/X12) [11], но связанной с крупным КВМ [5]. В этом событии, наряду с импульсной компонентой, присутствовала также хорошо развитая, интенсивная ПЭ компонента, которая явно преобладала в микроволновом диапазоне и сопровождалась генерацией длительного *LDE* всплеска в мягком рентгене [11].

С другой стороны, существуют события с крупными КВМ, происходящие без какого-либо импульсного вспышечного энерговыделения. Один из самых выдающихся примеров — огромная корональная аркада, наблюдавшаяся 14.IV.1994 в южной полярной зоне при помощи телескопа мягкого рентгена ИСЗ *Yohkoh* [12]. Многочасовой процесс формирования аркады, который сопровождался только слабым *LDE* всплеском мягкого рентгена без каких-либо признаков импульсной фазы, очевидно, был следствием предшествующей эрупции крупного КВМ и последовавшего за ним ПЭ энерговыделения, в основном, в тепловой форме. Эрупция крупного КВМ

в этом событии подтверждается, в частности, тем, что он явился источником значительного форбуш-понижения, сильной геомагнитной бури и, кроме того, был зарегистрирован по прямым плазменным измерениям на КА *Ulysses* как высокоширотный межпланетный транзиент.

Прилимбовое событие 21.II.1992 (~04:30 UT, -/M3.2) [13] — ещё один пример чисто ПЭ события без признаков импульсной вспышечной фазы. В этом случае ПЭ энерговыделение происходило в более сильных магнитных полях активных гелиоширот. Поэтому оно сопровождалось достаточно интенсивным *LDE* всплеском в мягком рентгене [11], длившимся около часа жёстким рентгеновским всплеском с гладким временным профилем и более чем шестичасовым микроволновым всплеском типа "постепенное нарастание и спад" (*GRF*). По данным ИСЗ *Yohkoh* в мягком рентгене [13, 14], в этом событии в течение, по крайней мере, 12 часов наблюдался медленный (средняя скорость ~1,15 км/с) подъём в короне крупномасштабной (максимальная высота $\sim 2,4 \times 10^5$ км) арочной системы с характерной каспообразной формой. Морфология, эволюция и пространственное распределение температуры в этой арочной системе свидетельствуют о продолжительном ПЭ магнитном пересоединении, происходившем в корональном токовом слое над вершиной аркады.

Наиболее мощные явления, сопровождаемые, кроме всего прочего, длительным и эффективным ускорением частиц, обычно имеют место, когда интенсивная импульсная вспышка в крупной эволюционирующей активной области сочетается с эрупцией значительного КВМ. К ним относятся, например, события 8.V.1992 (~15:30 UT, 2N/M7.4) и 30.X.1992 (~17:27 UT, 2N/X1.7) [11], в которых ПЭ компонента явно преобладала над импульсной, в частности, в микроволновом диапазоне. В майском событии, которое явилось источником сильной геомагнитной бури, телескоп мягкого рентгена на ИСЗ *Yohkoh* также зафиксировал присутствие крупномасштабной, длительно существующей ПЭ аркады [15], а в октябрьском событии аналогичная аркада наблюдалась при помощи радиогелиографа Нобеяма на частоте 17 ГГц [16].

Комплексный многодиапазонный анализ мощнейших событий июня 1991 г., в которых была обнаружена необычно длительная (до 8 часов) эмиссия рекордно высокоэнергичного (до 2 ГэВ) гамма-излучения и нейтронов, выявил новые важные свойства ПЭ энерговыделения (см. [17, 18]). Было показано, что в отдельных случаях в процессе ПЭ энерговыделения в течение часов происходит ускорение частиц до очень высоких энергий, в частности, протонов до нескольких ГэВ и электронов до десятков МэВ и выше. Получены также свидетельства того, что ПЭ ускорение может давать более жёсткий спектр высокоэнергичных протонов, чем вспышечное ускорение на импульсной фазе.

Аналогичное, но более слабое и кратковременное ПЭ энерговыделение, вероятно, имеет место и в некоторых импульсных событиях, которые

могут сочетаться с эрупцией относительно небольших КВМ, протуберанцев, серджей и т.д. В частности, обнаруженное на ИСЗ *Yohkoh* в ряде импульсных вспышек наличие компактного источника жёсткого рентгена, локализованного над вершиной петли, излучающей в мягком рентгене, возможно, связано с такого рода ПЭ магнитным пересоединением и энерговыделением. Например, одно из наиболее известных событий этого класса — прилимбовая вспышка 13.I.1992 (~17:28 UT, -/M2) [19] — происходила над эруптивной активной областью и сопровождалась послевспышечными $H\alpha$ петлями, которые появились через 9 мин после максимума рентгеновского и микроволнового всплесков [20].

Несмотря на относительную слабость ПЭ энерговыделения в импульсных событиях, оно также может сопровождаться ускорением частиц до весьма высоких энергий. Так, в импульсном событии 26.III.1991 (~20:29 UT, 3N/X4.7) с двухкомпонентным энерговыделением, на ИСЗ *GAMMA* зарегистрировано высокоэнергичное тормозное гамма-излучение ускоренных электронов, причём здесь снова небольшая задержанная (вероятно, ПЭ) компонента имела более жёсткий спектр гамма-излучения, в частности, при энергии фотонов > 100 МэВ, чем импульсная компонента [21].

Есть события, которые рассматриваются как взрывные вспышки, но на самом деле являются следствием КВМ и ПЭ энерговыделения. Так, мощное продолжительное событие 26.IV.1981 (~11:50 UT, 2N/X1.2) [11], на первый взгляд, кажется самостоятельным вспышечным явлением. Однако, при более тщательном рассмотрении ясно, что оно было тесно связано с эрупцией весьма крупного КВМ, произошедшей, вероятно, во время предшествующей импульсной вспышки (~11:16 UT, -/M5), и носило явно ПЭ характер. Это следует, в частности, из эволюции радиовсплесков в широком диапазоне частот, отражающей подъём КВМ и развитие ПЭ процессов на разных высотах в короне.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, предложенная концепция независимости вспышек и КВМ друг от друга при существенной роли ПЭ энерговыделения позволяет понять наблюдаемый широкий спектр соотношений между этими явлениями. Очевидно, что и вспышки, и КВМ, и ПЭ энерговыделение имеют общую физическую природу, в частности, потому, что ключевыми процессами для всех их являются эволюция и пересоединение магнитных полей в атмосфере Солнца. Независимость же между вспышками и КВМ обусловлена тем фактом, что они связаны с магнитными полями разных масштабов. В то время, как взрывные импульсные вспышки возникают в результате эволюции локальных магнитных полей (в основном, актив-

ных областей), КВМ ассоциируются, главным образом, с эволюцией более крупномасштабных полей и их отдельных структур.

Существенно, что при импульсных вспышках высвобождается энергия непотенциальной компонеты магнитного поля, запасённая ранее в компактном районе верхней хромосферы и/или нижней короны. Отличительным же свойством КВМ является то, что они сами в процессе своей эрупции и за счёт энергии своего подъёма создают сильно непотенциальную (преимущественно открытую) конфигурацию магнитного поля в обширном районе короны. Последующее восстановление этого возмущённого магнитного поля происходит посредством пересоединения в корональных токовых слоях и сопровождается продолжительным ПЭ энерговыделением. В слабых магнитных полях, вдали от активных областей это энерговыделение имеет, главным образом, тепловой характер. Однако, если эрупция КВМ затрагивает сильные магнитные поля над активными областями, ПЭ энерговыделение может приводить также к длительному ускорению частиц и различным вспышечноподобным явлениям. В целом, представляется более точным называть эти связанные с КВМ явления "ПЭ энерговыделением" или "ПЭ вспышками", чем использовать единый общий термин "эруптивные вспышки" для всех явлений, включающих КВМ (см. [3]).

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда фундаментальных исследований (гранты 95-02-03782а, 96-02-16827а, 96-02-17024а), а также Федеральной программы "Астрономия" (грант 4-129).

ЛИТЕРАТУРА

1. Kahler S.W. // Ann. Rev. Astron. Astrophys., 1992. V.30. № 1. P.113.
2. Gosling J.T. // J. Geophys. Res., 1993. V.98. № A11. P.18937.
3. Švestka Z., Jackson B.D., Machado M.E. (Eds.) / Eruptive Solar Flares, IAU Coll. 123, Lecture Notes in Physics, 1992. № 399.
4. Черток И.М., Гнездилов А.А., Заборова Е.П. // Астрон. ж., 1992. Т.69. № 3. С.593.
5. Feynman J., Hundhausen A.J. // J. Geophys. Res., 1994. V.99. № A5. P.8451.
6. Harrison R.A. // Astron. and Astrophys., 1995. V.304. № 3. P.585.
7. Dryer M. // Proc. of the Second SOLTIP Symp., STEP News, 1995. V.5. P.181.
8. Hudson H., Haisch B., Strong K.T. // J. Geophys. Res., 1995. V.100. № A3. P.3473.
9. Черток И.М. // Изв. РАН. Сер. физ., 1995. Т.59. № 7. С.112.
10. Švestka Z. // Solar Phys., 1995. V.160. № 1. P.53.
11. Solar-Geophysical Data, Boulder, NOAA, 1981–1994.

12. McAllister A. H., Dryer M., McIntish P., Singer H. // J. Geophys. Res., 1995 (in press).
13. Tsuneta S. // Astrophys. J., 1996. V. 456. № 2. P. 840.
14. Švestka Z., Fárnik F., Hudson H. et al. // Solar Phys., 1995. V. 161. № 2. P. 331.
15. Fludra A., Jakimiec J., Tomczak M. et al. // Proc. of Kofu Symp., NRO Report, 1994. № 360. P. 393.
16. Nishio M., Takakura T., Ikeda H. et al. // Ibid. P. 151.
17. Akimov V. V., Ambrož P., Belov A. V. et al. // Solar Phys., 1996. V. 166. № 1. P. 107.
18. Chertok I. M. // Proc. of the Second SOLTIP Symp., STEP News, 1995. V. 5. P. 45.
19. Masuda S., Kosugi T., Hara H. et al. // Nature, 1994. V. 371. № 6497. P. 495.
20. Wang H., Gary D. E., Zirin H. et al. // Preprint BBSO, 1995. № 0371.
21. Akimov V. V., Leikov N. G., Kurt V. G., Chertok I. M. // AIP Conf. Proc., NY: AIP, 1994. № 294. P. 130.

ИЗМИРАН, г. Троицк
Московской обл., Россия

Поступила в редакцию
24 апреля 1996 г.

ON THE RELATIONSHIPS BETWEEN SOLAR FLARES, CORONAL MASS EJECTIONS, AND POST-ERUPTION ENERGY RELEASE

I. M. Chertok

A conception is stated and illustrated including two main points: (a) solar impulsive flares and coronal mass ejections (CMEs), which are, generally speaking, independent phenomena can either occur one without the other or take place jointly, initiating each other in different cause-and effect combinations; (b) under the analysis of flare-CME relationships, it should be taken into account that CMEs result in significant post-eruption flare-like energy release in the corona, that can be accompanied by many important phenomena, in particular, by a prolonged particle acceleration.

УДК 523.165

КОРОНАЛЬНЫЕ ВЫБРОСЫ ВЕЩЕСТВА КАК ВОЗМОЖНЫЙ ИСТОЧНИК ЭНЕРГИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В МЕЖПЛАНЕТНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Е. И. Дайбог, В. Г. Столповский и А. В. Суворова

Проведено статистическое изучение взаимосвязи между корональными выбросами вещества (CME) и возрастаниями интенсивности энергичных ($E_e > 0{,}3$ МэВ) электронов в межпланетном пространстве (МП). Для анализа использовались данные наблюдений CME на ИСЗ P1-78 и событий в энергичных частицах (SEP) на КА Helios 1, 2, ISEE 3 и Венера 13, 14 в 1979–1983 гг. Девять SEP-событий наблюдались одновременно в различных точках МП. Получено, что время T_{mn} от начала возмущения на Солнце до максимума интенсивности энергичных электронов J_{mn}, как и сама интенсивность J_{mn}, статистически связаны со скоростью CME и эта связь характеризуется коэффициентом корреляции $R \sim 0{,}6$–$0{,}9$ для различных выборок событий. Для тех же выборок коэффициенты корреляции J_{mn} с амплитудой теплового рентгеновского (X_t) излучения вспышек не превышают $\sim 0{,}5$–$0{,}6$. Результаты, полученные при статистическом подходе, указывают на то, что энергичные электроны ускоряются на корональных ударных волнах, инициированных CME.

1. ВВЕДЕНИЕ

В задаче об источнике энергичных частиц в солнечной атмосфере необходимо разделить эффекты импульсного ускорения во вспышке и ускорения на корональной ударной волне, вызванной CME. Доказательства невспышечного ускорения протонов в солнечной атмосфере и их выхода в МП приводятся в [1, 2]. Свойства источника энергичных электронов в солнечной атмосфере изучались, в основном, по данным о рентгеновском и радиоизлучении, но применение косвенных методов для оценок потока, спектра и коэффициента выхода электронов сильно зависит от принятой модели генерации излучения. Другой подход заключается в сопоставлении электронных возрастаний в МП с CME и вспышками. В [3] оценивался коэффициент выхода субрелятивмстских электронов во вспышках, сопровождавшихся и не сопровождавшихся CME, и было получено указание на то, что эффективности ускорения электронов вспышечным и невспышечным механизмом одного порядка.

В предыдущих работах [4–6] мы рассматривали времена нарастания T_r между первым приходом электронов в точку наблюдения и максимумом

их интенсивности в SEP-событиях, связанных со вспышками в ассоциации с CME и без нее. Из общих соображений следует, что время T_r является возрастающей функцией скорости CME (V), т.к. зависимость размеров области инжекции от V более сильная чем линейная и время ускорения в короне больше в случае более быстрых CME [6]. Было получено, что, в среднем, T_r больше при больших V, и можно говорить о тенденции к увеличению T_r при росте V. Однако число использованных событий было невелико, т.к. каждая из этих работ относилась к данным наблюдений только в одном эксперименте: Helios — [4], Phobos 2 — [5], ISEE 3 — [6]. Далее, не только T_r, но и J_m и другие характеристики SEP-событий зависят от механизма ускорения. Поэтому статистическое изучение их взаимосвязи с параметрами вспышек и CME позволяет получить дополнительные сведения об ускорении энергичных электронов в короне на ударных волнах, инициированных CME.

2. ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ, НОРМАЛИЗАЦИЯ

База данных настоящей работы включала информацию о SEP-событиях, вспышках и CME. SEP-события наблюдались на космических аппаратах Helios 1, 2 (r ~0,3–1,0 а.е., E_e ~0,3–3,0 МэВ [7]), ISEE 3 (r ~1 а.е., E_e ~0,22–4,0 МэВ [6]) и Венера 13, 14 (r ~0,7–1,0 а.е., E_e ~0,03–1,5 МэВ [8]). Стандартная информация о солнечных вспышках и вспышечных излучениях бралась из Solar-Geophysical Data и из информационных систем INTERNET. Время появления CME на лимбе Солнца (Lbt), его скорость V, положение и угловые размеры брались из каталога наблюдений на коронографе на ИСЗ P78-1 [9]. Данные о CME и ударных волнах в ММП для многих из рассматриваемых событий приведены в [10, 11]. Условия в солнечном ветре (СВ) и ММП определялись из прямых наблюдений на космических аппаратах Helios и Венера, а также по данным сети INTERNET. Методика отбора SEP-событий описана ранее [4–6]. Мы брали события с амплитудой интенсивности $J_{mn} > 0{,}1$ част/см$^2 \cdot$сек$\cdot$ср. Гелиокоординаты основания магнитной силовой линии точки наблюдения определялись по методу [12] по измеренным скоростям СВ. Родительские вспышки и/или CME, ответственные за SEP-события, идентифицировались по соотношению t_0 (или Lbt) и t_s (t_0 и t_s — время начала вспышки и возрастания электронов, соответственно). Для наших событий угловые расстояния между областью вспышки и основанием магнитной силовой линии аппарата находились в интервале 90W, E, время $(t_s - t_0)$ — в интервале 10–70 минут.

Фазу нарастания на профиле интенсивности энергичных электронов в МП можно характеризовать двумя параметрами: J_m и $T_m = t_m - t_0$. Для сопоставления SEP-событий с условиями на Солнце и между собой J_m и T_m были нормализованы по радиальному и угловому расстоянию к

$r = 1$ а.е. и к области быстрого распространения частиц в короне (FPR) — конус с раствором $\sim 30°$ относительно области вспышки [13]. Процедура нормализации подробно описана в [5, 6]. В результате были получены нормализованные J_{mn} и T_{mn}, которые обсуждаются ниже. Время нарастания $T_r = t_m - t_s$ было нормализовано только по r, т.к. зависимость T_r от углового расстояния еще не рассмотрена.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ СТАТИСТИЧЕСКОГО АНАЛИЗА

В таблице показаны результаты статистического рассмотрения связи параметров SEP-событий, CME и вспышек. Естественно предположить, что, если преобладает импульсное ускорение во вспышке или ускорение на корональной ударной волне, инициированной CME, то это проявится в характеристиках связи. В таблице приведены парные коэффициенты корреляции $R(X,Y)$ и коэффициенты B из уравнения регрессии $Y = A + BX$ для коррелируемых параметров. Были просчитаны R как для самих величин, так и для их логарифмов, и получено, что во втором случае R всегда выше. Поэтому в таблице приведены R и B только для $\lg X$ и $\lg Y$. В таблице столбцы 1, 2 и т.д. относятся к выборкам, организованным по заданным условиям. Цифры в скобках дают число наблюдений в данной выборке.

Характеристики связи параметров SEP-событий, CME и вспышек

	R/B							
X, Y	1(59)	2(35)	3(17)	4(18)	5(23)	6(12)	7(20)	8(15)
V, T_{mn}	0,40	0,71	0,60	0,82	0,70	0,90	0,51	0,90
	0,53	0,86	0,77	1,0	0,97	0,75	0,44	0,83
V, T_r	0,33	0,57	0,36	0,66	0,49	0,30	0,46	0,87
	0,70	1,00	0,70	1,20	0,87	0,27	0,53	0,85
V, J_{mn}	0,41	0,56	0,65	0,51	0,58	0,82	0,54	0,54
	2,4	3,0	4,3	2,6	3,1	5,3	3,3	3,3
X_t, T_{mn}	0,15	0,15	0,11	0,17	0,10	0,37	0,25	0,03
	0,08	0,09	0,26	0,12	0,07	0,18	0,11	0,02
X_t, J_{mn}	0,49	0,43	0,65	0,21	0,36	0,54	0,40	0,46
	0,90	1,00	1,40	0,28	0,83	1,50	0,87	1,50
X_t, V	0,30	0,46	0,67	0,27	0,43	0,37	0,66	0,11
	0,60	0,20	0,22	0,14	0,16	0,18	0,25	0,01

Из таблицы видно, что для всех выборок коэффициенты корреляции для T_r меньше, чем для T_{mn}, что можно понять, если учесть, что T_r

не нормировалось по угловому расстоянию. Далее, видно, что корреляция между X_t и V практически отсутствует, и можно говорить о том, что вспышки и СМЕ статистически независимы. Из таблицы следует, что параметры SEP-событий во всех выборках, за исключением первой, лучше коррелируют со скоростью СМЕ, чем с амплитудой всплеска в X_t-излучении (как правило, различие в R больше двух ошибок dR). Если связь интенсивности электронов J_{mn} с X_t можно описать в терминах т.н. "синдрома большой вспышки" [15], то значения $R(X_t, T_{mn})$ говорят о том, что между этими параметрами вообще нет зависимости.

Исходная выборка (столбец 1) включает 59 наблюдений SEP-событий на космических аппаратах Helios 1,2 (36) и ISEE 3 (23). В 9-ти случаях наблюдения проводились одновременно в различных точках МП, поэтому выборка 1 представляет 50 SEP-событий, параметры которых, а также параметры родительских вспышек и СМЕ приведены в [4, 6, 8]. Выборка была сделана при условии, что t_0 вспышки и Lbt СМЕ различаются не более чем на 40 минут. В ~20% событий скорость V не могла быть получена из наблюдений СМЕ. Значения R в столбце 1 не позволяют говорить о статистически значимой связи параметров T_{mn} и J_{mn} с X_t или V, что можно объяснить недостаточностью условий отбора событий.

Выборка 2 отвечает более жёстким условиям отбора. Для этого из выборки 1 исключены события, в которых вспышки и СМЕ наблюдались в разных полушариях Солнца (они не соответствуют предположению о том, что в случае ассоциации СМЕ и вспышка происходят в близких областях солнечной атмосферы [6, 14]). Было исключено известное событие 5.12.1981 г., т.к. СМЕ ассоциировалось с распадом волокна, а не с солнечной вспышкой [1]. Исключались события, которые, приписывались залимбовым вспышкам, события, в которых основание магнитной силовой линии, проходящей через точку наблюдения, находилось на гелиодолготах $W, E > 120°$. Далее, были исключены события, в которых межпланетные ударные волны пересекали точку наблюдения на фазе нарастания или вблизи максимума интенсивности электронов (естественно, эти волны не были обусловлены данной вспышкой или СМЕ). Рафинированная таким образом выборка включает 30 событий (35 наблюдений). Отметим, что для всех этих событий скорость V известна по данным наблюдениий СМЕ. Из выборки 2 видно, что T_{mn}, T_r и J_{mn} статистически связаны с V и в случае T_{mn} эта связь близка к линейной ($B = 0,86$ и $1,00$, $dB = 0,09$ и $0,13$)

Остальные столбцы таблицы получены из выборки 2. Выборки 3 и 4 были получены из условия длительности вспышек в X_t-излучении: 3 относится к продолжительным (LDE, $T_x > 1$ час.), выборка 4 — к импульсным вспышкам. Видно, что в случае импульсных вспышек между T_{mn} и V реализуется сильная статистическая связь, T_{mn} зависит от V линейно и не зависит от X_t. Что касается LDE, то корреляция T_{mn} и

J_{mn} с V — того же порядка, что и J_{mn} с X_t, а также V с X_t.

Выборки 5 и 6 сделаны для гелиодолгот вспышек, больших чем $W,E45$ и меньших, чем $W,E45$, соответственно. Это связано с точностью определения скорости СМЕ. В [9] приведена не сама скорость V, а значение ее видимой проекции. Если предположить, что транзиент направлен по нормали к поверхности Солнца, то для долгот меньших $W,E45$ используемые значения V будут меньше, чем в случае, когда долготы больше $W,E45$, что может отразиться на характеристиках связи между параметрами. Из этих выборок видно, что характер связи между коррелируемыми параметрами не зависит от интервала гелиодолготы вспышек. Формальное увеличение $R(V,T_{mn})$ и $R(V,J_{mn})$ для интервала гелиодолгот меньше $W,E45$ с физической точки зрения не имеет никаких оснований. Применяя скорость V, пересчитанную по методике [6], где учитывались координаты вспышки, а также гелиоширота и угловые размеры СМЕ, мы получили тот же результат.

Выборки 7 и 8 относятся к угловым расстояниям между точкой наблюдения и вспышкой большим, чем 40° и меньшим, чем 40°, соответственно. В случае наблюдений с Земли это соответствовало бы центральным и далеким восточным или западным вспышкам. Фактически точки наблюдения в выборке 7 расположены относительно вспышки в интервале углов $\sim$ E45–E100, в выборке 8 — в интервале $\sim$E40–W25. Мы видим сильную корреляцию между T_{mn} (T_r) и V только при угловом расстоянии меньше 40°, т.к. в этом случае ударная волна пересекает магнитную силовую линию, проходящую через точку наблюдения, на малом расстоянии от Солнца (для случая, когда вспышка расположена в FPR, ударная волна в короне направлена по магнитному полю). При углах, больших чем 40°, это пересечение имеет место на больших расстояниях, где угол между нормалью к фронту волны и силовой линией точки наблюдения увеличивается и ускорение энергичных электронов становится менее эффективным.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Суммируя полученные результаты , можно сказать, что в случае ассоциации СМЕ-вспышка электроны ускоряются на корональных ударных волнах. Эффект такого ускорения наиболее сильно проявляется в случае импульсных вспышек, когда увеличение времени нарастания интенсивности энергичных электронов до максимума не представляется возможным приписать продолжительному вспышечному ускорению. Уменьшение корреляции интенсивности энергичных электронов с амплитудой X_t-излучения по сравнению с полученной нами в других работах можно объяснить тем, что раньше мы рассматривали SEP-события, связанные с широким спектром вспышек, в число которых входило большое число

малых вспышек, не ассоциируемых с СМЕ. Это соответствовало расширению диапазона J_{mn} и X_t в сторону меньших величин и фактически работало на увеличение корреляции. С другой стороны, условия ускорения электронов в источнике на Солнце изменяются в случае ассоциации СМЕ-вспышка.

Авторы приносят благодарность С. Кейлеру за многочисленные обсуждения и полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kahler S.W., Cliver E.W., Cane H.V., McGuire R.E., Stone R.G., and Sheeley N.R. // Ap. J., 1986. V.302. P.504.
2. Kahler S.W. // Ap. J., 1994. V.428. P.837.
3. Kahler S.W., Daibog E.I., Kurt V.G, and Stopovskii V.G. // Ap. J., 1994. V.422. P.394.
4. Kahler S.W., Stolpovskii V.G, and Daibog E.I. — In: Proc. IAU Colloq. N 144, 1994. P.479.
5. Stolpovskii V.G., Erdos G., Kahler S.W., Daibog E.I., and Logachev Yu.I. // In: Proc. 24th Int. Cosm. Ray Conf., V.4. P.301.
6. Daibog E.I., Kahler S.W., and Stolpovskii V.G. // Изв. вузов. Радиофизика, 1996. Т.39. № 1. С.46.
7. Wibberenz G., Kesckemety K., Kunow H., Somogyi A., Iwers B., Logachev Yu.I., and Stolpovskii V.G. // Solar Phys., 1989. V.124. P.353.
8. Kallenrode M.-B., Wibberenz G., Kunow H., Muller-Mellin R., Stolpovskii V., and Kontor N. // Solar Phys., 1993. V.147. P.377.
9. Sheeley N.R. // private communication.
10. Sheeley N.R., Howard R.A., Koomen M.J., Schwenn R., Mulhauser K.H., and Rosenbauer H. // J. Geophys. Res., 1985. V.90. P.163.
11. Cane H.V., Sheeley N.R., and Howard R.A. // J. Geophys. Res., 1987. V.92. P.9869.
12. Nolte J.T. and Roelof E.C. // Solar Phys., 1973. V.33. P.241.
13. van Hollebeke M.A.I., Ma Sung L.S., and McDonald F.B. // Solar Phys., 1975. V.41. P.189.
14. Kahler S.W. // Annu. Rev. Astron. Astrophys., 1992. V.30. P.113.
15. Kahler S.W. // J. Geophys. Res., 1982. V.87. P.3439.

Научно–исследовательский
институт ядерной физики МГУ,
Россия

Поступила в редакцию
10 мая 1996 г.

CORONAL MASS EJECTIONS AS A POSSIBLE SOURCE OF ENERGETIC ELECTRONS IN INTERPLANETARY SPACE

E. I. Daibog, V. G. Stolpovskii, and A. V. Suvorova

Interrelation between energetic ($E_e > 0.3$ MeV) electron enhancements in interplanetary space and coronal mass ejections (CME) is studied by means of statistical approach. We used CME observations onboard P78-1 satellite and data on solar energetic particle (SEP) measurements onboard of Helios 1, 2, ISEE 3 and Venera 13, 14 spacecrafts obtained in different points of interplanetary space. We obtained, that T_{mn} time to electron intensity maximum as well as J_{mn} maximal intensity itself are correlated with CME velocity V and correlation coefficients are of 0.6–0.9 for subsets corresponding to different conditions of event selection. For the same event subsets correlation coefficient between J_{mn} and X_t (amplitude of flare soft X-ray burst) are less than 0.6. The results can be considered as an indication of energetic electron acceleration by CME-driven shocks.

УДК 523.98

О ПОЛЯРИЗАЦИИ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ТУРБУЛЕНТНОЙ ПЛАЗМЫ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

В. В. Тирский, В. М. Томозов***

Представлен механизм возникновения круговой поляризации, обусловленный рассеянием электромагнитного излучения на турбулентных пульсациях плазмы с магнитным полем. Обсуждаются приложения этого механизма к турбулентной плазме солнечных вспышек.

В докладе рассматривается влияние магнитного поля на процессы рассеяния [1] поляризованного электромагнитного излучения плазменными турбулентными пульсациями.

Ниже будет проанализировано влияние однородного и стационарного магнитного поля на рассматриваемые процессы в приближении $(\omega_{pe}/\omega)^4 \ll 1$, где ω — частота электромагнитного излучения, а ω_{pe} — ленгмюровская частота электронов плазмы.

Пусть падающее вдоль направления вектора магнитной индукции излучение интенсивности $I_0(\omega)$ имеет 100% правокруговую поляризацию. Ограничимся рассмотрением эффектов первого порядка по параметру (ω_{He}/ω) $((\omega_{He}/\omega)^2 \ll 1$, ω_{He} — гирочастота электронов плазмы) и приведём параметры Стокса (I_1, V_1) излучения, рассеянного на некотором типе турбулентных пульсаций σ_1 в элементарном акте [1]:

$$I_1(\omega,\theta) = \frac{\gamma^{\sigma_1}(\omega,\theta)}{c}\left[I_0(\omega+\omega^{\sigma_1}) + I_0(\omega-\omega^{\sigma_1})\right]\left(1+2\frac{\omega_{He}}{\omega}\right), \qquad (1)$$

$$\frac{V_1(\omega,\theta)}{I_1(\omega,\theta)} = \frac{2\cos\theta}{1+\cos^2\theta}. \qquad (2)$$

Тип турбулентных пульсаций определяется индексом в σ_1: l — ленгмюровские турбулентные пульсации, s — ионно-звуковые турбулентные пульсации, w — вистлеры и т.д., см. [2]. В (1), (2) θ — угол между направлением вектора индукции магнитного поля и направлением распространения рассеянного излучения, c — скорость света в вакууме, а функции γ^{σ_1} прямо пропорциональны плотности энергии турбулентности W_1^{σ} и подробно выписаны в монографии [2].

Случай, когда рассеивается излучение со стопроцентной левокруговой поляризацией, отличается от рассмотренного выше случая наличием знака "минус" перед $2\cos\theta$ в правой части выражения (2), а также тем, что интенсивность I_2 рассеянного в элементарном акте излучения

$$I_2(\omega,\theta) = \frac{\gamma^{\sigma_1}(\omega,\theta)}{c}\left[I_0(\omega+\omega^{\sigma_1}) + I_0(\omega-\omega^{\sigma_1})\right]\left(1-2\frac{\omega_{He}}{\omega}\right) \qquad (3)$$

в

$$\beta = \left(1 + 2\frac{\omega_{He}}{\omega}\right) \Big/ \left(1 - 2\frac{\omega_{He}}{\omega}\right) \qquad (4)$$

раз меньше.

Таким образом, соотношения (1)–(4) показывают, что турбулентная плазма с магнитным полем более интенсивно (в β раз) рассеивает электромагнитное излучение с правокруговой поляризацией по сравнению с излучением с левокруговой поляризацией. Как видно из выражения (1)–(3), параметр V рассеянного излучения прямо пропорционален плотности энергии турбулентности $V \sim \gamma^{\sigma_1} \sim W^{\sigma_1}$.

Анализ поляризации электромагнитного излучения в случае, когда падающее вдоль направления вектора магнитной индукции излучение неполяризованно, показывает [1], что параметры Стокса однократно рассеянного плазменными турбулентными пульсациями электромагнитного излучения имеют следующий вид:

$$\frac{Q(\omega,\theta)}{I(\omega,\theta)} = \frac{1-\cos^2\theta}{1+\cos^2\theta}, \qquad (5)$$

$$\frac{U(\omega,\theta))}{I(\omega,\theta)} = 0, \qquad (6)$$

$$\frac{V(\omega,\theta)}{I(\omega,\theta)} = 4\frac{\omega_{He}}{\omega}\frac{\cos\theta}{1+\cos^2\theta}. \qquad (7)$$

Таким образом, наличие магнитного поля приводит к отличию от нуля параметра Стокса V излучения, прошедшего через турбулентную плазму с магнитным полем. Как видно из выражения (7), модуль параметра (V/I) при однократном рассеянии не может превышать $(2\omega_{He}/\omega)$.

Отметим, что рассеяние излучения на любом из известных (как при $\omega_{pe} \gg \omega_{He}$, так и в случае $\omega_{pe} \geq \omega_{He}$) видов плазменной турбулентности описывается соотношениями (1)–(7), которые в этом смысле носят универсальный характер. Полученные результаты могут применяться и в целом ряде случаев, когда магнитные поля меняются во времени и в пространстве при выполнении следующих условий [2]:

– магнитное поле по отношению к исследуемым процессам можно считать стационарным в случае, если характерное время изменения магнитного поля много больше характерного времени изменения спектра турбулентных пульсаций, на которых происходит рассеяние;

– магнитное поле по отношению к исследуемым процессам можно считать однородным в случае, если характерные размеры неоднородности магнитного поля много больше длины волны плазмона, на котором рассеивается электромагнитное излучение.

В качестве одного из объектов для возможных приложений полученных результатов рассмотрим один из видов солнечного радиоизлучения

метрового диапазона — шумовые бури. Основной особенностью этих событий на Солнце является сильная круговая поляризация излучения. Наблюдаемые угловые размеры источников шумовых бурь (1′–10′ и более) предположительно связаны с рассеянием [3], а характерный диапазон частот радиоизлучения составляет 380 МГц $\leq \omega \leq$ 628 МГц (60 МГц $\leq \nu \leq$ 100 МГц). Соответствующие величины концентрации корональной плазмы в активной области лежат в пределах $4 \cdot 10^7$ см$^{-3} \leq n_e \leq 10^8$ см$^{-3}$, а источники радиоизлучения располагаются на высотах $(0{,}6–1)R_\odot$ над уровнем фотосферы. Магнитное поле в корональной плазме на этих высотах меняется в пределах (1–10) Гс ($\omega_{He} \simeq (1{,}7 \cdot 10^7 – 1{,}7 \cdot 10^8)$ с$^{-1}$) [3]. Отметим, что для приведённых значений напряжённости магнитного поля величина β в указанном диапазоне частот излучения может достигать 2. Соответственно, модуль отношения параметров Стокса (V/I) при однократном рассеянии электромагнитного излучения на плазмонах любого из возможных видов плазменной турбулентности может достигать 0,34. Следовательно, наблюдаемая круговая поляризация радиоизлучения шумовых бурь вполне может быть связана с рассматриваемым механизмом.

Разумеется, для более детального анализа приложений предлагаемого механизма возникновения круговой поляризации к солнечным радиовсплескам (метрового и сантиметрового диапазона длин волн) требуется решение задачи о переносе излучения в плазменном слое с учётом поглощения при произвольной ориентации магнитного поля, что будет предметом дальнейших исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. Tirsky V. V. and Tomozov V. M. // Physica Scripta, 1995. V. 51. P. 96.
2. Цытович В. Н. Теория турбулентной плазмы. — М.: Наука, 1971. — 423 с.
3. Крюгер А. Солнечная радиоастрономия и радиофизика. — М.: Мир, 1984. — 469 с.

*Иркутский научный центр СО РАН,
**Институт солнечно-земной физики СО РАН; г. Иркутск, Россия

Поступила в редакцию
20 июля 1996 г.

ON THE RADIO EMISSION POLARIZATION OF THE SOLAR FLARE TURBULENT PLASMA

V. V. Tirskij, V. M. Tomozov

A mechanism is presented, that is responsible for the circular polarization and is caused by the scattering of electromagnetic radiation by turbulent pulsations of plasma with a magnetic field. Applications of this mechanism to turbulent plasma of solar flares are discussed.

УДК 523.98

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРЕДВСПЫШЕЧНЫХ СИТУАЦИЙ ПО СПЕКТРАЛЬНЫМ ДАННЫМ ПОТОКОВ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА ЗА 1970–1994 гг.

М. С. Дурасова, Т. С. Подстригач, В. М. Фридман, О. А. Шейнер

Приводятся результаты наблюдений станции "Зименки" на 6-ти частотах радиоизлучения в широком спектральном интервале за период, охватывающий более двух одиннадцатилетних циклов солнечной активности. В проведённом анализе установлены закономерности спектрально-временного развития предвспышечных ситуаций для протонных и непротонных событий, отличающихся между собой длительностью и диапазоном спектрального состава явлений. Рассмотрено явление "направленности" излучения предвестников по его зависимости от положения источников на диске Солнца.

1. ВВЕДЕНИЕ

Общеизвестно, что спектральные солнечные измерения в радиодиапазоне обладают теми преимуществами, что позволяют изучать явления, значительно разнесённые пространственно по высоте хромосферы и короны Солнца, оценивать превалирующие механизмы излучения в различные моменты процессов солнечной активности.

Предыстория солнечных вспышек — совокупность явлений во всём спектре электромагнитных волн, отражающих физические процессы в активных областях Солнца и по выводам большинства исследователей связанных с последующим мощным энерговыделением [1]. Отчётливые предвспышечные явления (distinct) — это явления, наблюдающиеся на временном интервале несколько десятков минут до начала импульсной фазы вспышки, имеющие прямую физическую связь со вспышкой и характеризующие начало необратимых процессов, приводящих к последующему основному энерговыделению.

Видно место таких явлений в проблемах прогноза и диагноза солнечных вспышек. Время возникновения отчётливых предвспышечных событий делает их эффективными для целей сверхкраткосрочного прогноза вспышки, её диагностики и геоэффективных последствий. В то же время есть основания полагать, что предвспышечные явления (precursors, или предвестники) в радио и рентгеновском диапазонах окажутся важными для диагностики параметров как связанных с ними вспышек, так и корональных транзиентов (CME). Имеется ряд работ, подтверждающих

связь СМЕ с предвестниками в различных диапазонах электромагнитных волн [2, 3, 4].

Изучение предвестников в микроволновом излучении (в дальнейшем — микроволновых предвестников) представляет особый интерес, поскольку в хромосфере и короне Солнца, ответственных за микроволновое излучение, в значительном числе случаев происходит накопление и первичное вспышечное энерговыделение [5].

На рис. 1 представлен пример временного хода микроволнового предвестника с классификацией отдельных элементов, аналогичной применяемой для описания всплесков радиоизлучения в SGD [6]. Как можно видеть из рис. 1, микроволновые предвестники составляют от долей процента до нескольких процентов уровня излучения последующего всплеска, что делает их выделение и изучение серьезной технической и методической задачей. В то же время известно — радиоастрономические методы измерений обладают высокой чувствительностью, что и по этой причине делает перспективным изучение микроволновых предвестников для рассматриваемых проблем.

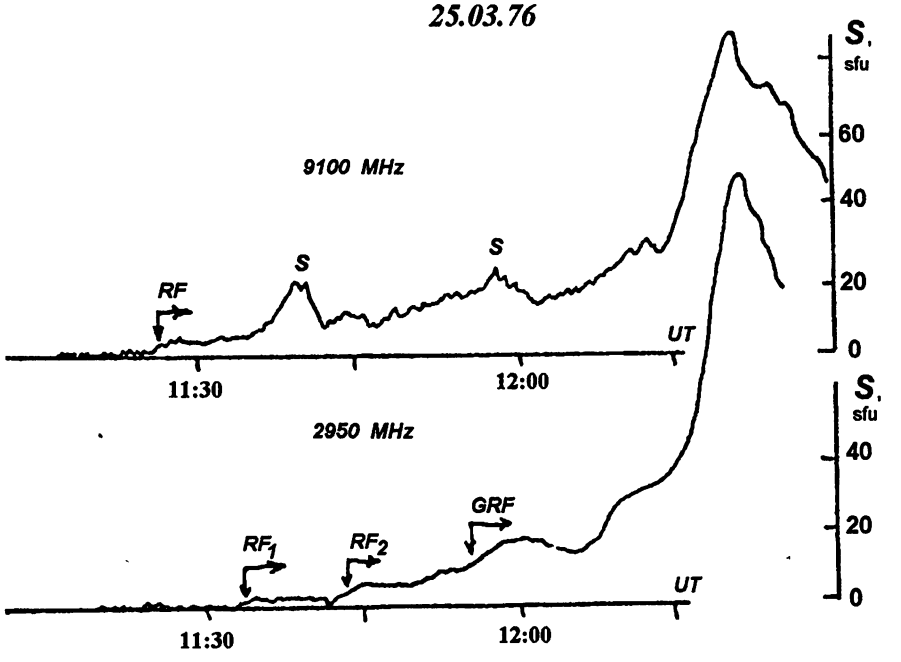


Рис. 1.

Первые наблюдения предвестников в радиодиапазоне на частоте 80 МГц показали наличие существенного ускорения электронов в короне до начала импульсной фазы вспышки [7, 8]. В последующее десятилетие возрос интерес к изучению предвспышечных явлений: укажем на обзор С. Мартин, в котором был проведён анализ наблюдаемых пред-

вестников в широком спектре электромагнитных волн [9]. Статистические исследования микроволновых предвестников 97 всплесков представлены в [10] по данным наблюдений на интерферометре в Nobeyama на частоте 17 ГГц. При этом из оценки статистической достоверности для 2-х последующих пар всплесков сделан вывод о наличии предвестников у 20–25% общего числа всплесков. Проведённый нами статистический анализ опубликованных потоков солнечного радиоизлучения по данным обсерватории Toyokawa за 1982 г. на длине волны $\lambda \sim 3$ см показал, что около 10% всплесков типов S, C, G и B имеют предвестники в виде постепенного небольшого нарастания потока (PRE), тип которого определён по упомянутой выше классификации.

Несмотря на большое внимание, уделяемое данным явлениям в последующие годы, до настоящего времени не обобщались результаты исследований предвспышечных явлений, охватывающих интервал времени, превышающий одиннадцатилетний цикл солнечной активности.

2. МЕТОДИКА И ДАННЫЕ НАБЛЮДЕНИЙ

Нами развит спектральный подход к исследованию предвсплесковых ситуаций, характеризующий развитие активности на больших масштабах высот солнечной атмосферы и позволяющий, таким образом, получать более полную информацию о динамике развития активности.

В статье рассматриваются результаты наблюдений потоков солнечного радиоизлучения и их временных особенностей на станции "Зимёнки", включающие данные на шести дискретных частотах (9100 МГц, 2950 МГц, 950 МГц, 650 МГц, 200 МГц и 100 МГц), которые охватывают большой спектральный диапазон радиочастот.

В рассмотрение вошли данные за более чем 2 одиннадцатилетних цикла солнечной активности (1970–1994 гг.). Чувствительность за весь период наблюдений на всех частотах в более чем 90% случаев составляла выше 2% потока спокойного Солнца [11].

Рассмотрены данные более 195 двухчасовых интервалов, предшествующих мощным солнечным всплескам. Материал был разбит на 2 массива: 110 событий связаны с солнечными протонными событиями, идентифицированными по каталогам ИЗМИРАН и SGD [12–14], и 85 событий не сопровождались усилением потоков протонов на орбите Земли. Отбор второго массива был осуществлён по следующим критериям: микроволновые всплески этих событий отличались высоким потоком излучения, и они удовлетворяли, по крайней мере, двум из 4-х критериев протонности солнечных вспышек по радиоданным [15]. Общее число событий во втором массиве было выбрано сравнимым с числом событий в первом массиве для оценки значимости отличий в исследуемых характеристиках. Основные методические вопросы получения данных, точности их абсолютных и

относительных измерений, их классификация, основные характеристики микроволновых предвестников и всплесков наиболее интересных событий, а также сопоставление их с данными о протонных событиях изложены в [11].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2 приведены распределения числа "широкополосных предвестников" для протонных и непротонных событий в зависимости от времени их появления до начала импульсной фазы микроволнового всплеска (Δt). Δt предвестников определялась при их наличии не менее, чем на трех частотах см и дм диапазона, что и определило термин — широкополосные предвестники. При этом для массива предвестников, связанных с протонными событиями, отобраны случаи бесспорного, вероятного или вносящего дополнительный вклад отождествления в Каталогах протонных событий [12, 13].

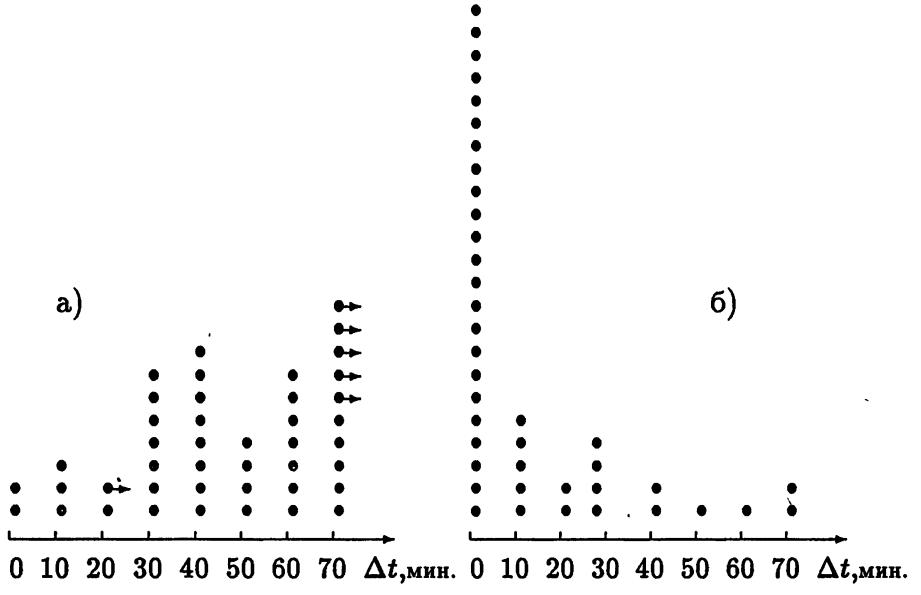


Рис. 2.

Как видно из рис. 2, наблюдается существенное различие в среднем времени появления широкополосных предвестников. Если для протонных событий (рис. 2а) оно составляет 30 и более минут для 34 событий из 41, то для событий, не связанных с регистрацией протонов, время появления предвестников в 30 событиях из 40 не превышает 20 минут (рис. 2б). Δt для i-й точки на графике составляет $\Delta t \pm 5$ мин. Стрелки означают, что в момент начала наблюдений уже регистрировалось наличие широкополосных предвестников, либо Δt превышало 70 минут. Последнее заставляет

полагать, что в приведённую статистику из-за регистрации полного потока солнечного радиоизлучения могла попасть часть явлений солнечной активности, не являющихся предвестниками, так как возможно, что они не были связаны непосредственно с предстоящей вспышкой (всплеском) либо возникали в других центрах активности. Подчеркнём, что на рис. 2 показано отличие времён появления широкополосных предвестников протонных событий и не связанных с регистрацией протонов. Отметим, что проведённые нами дополнительные исследования показали, что такого отличия во временных характеристиках предвестников не наблюдается, если определять время наличия предвестника по первому появлению на любой из рассматриваемых частот. По-видимому, это обстоятельство обусловлено характером протекания процессов на предвспышечной стадии, что требует специального анализа.

На рис. 3а и 3б представлено распределение Δt широкополосных предвестников протонных событий для 2-х одиннадцатилетних интервалов, включенных в рассмотрение. Как видно из распределений предвестников, существует характерное время их возникновения, составляющее около 60 минут, что вдвое превышает среднее время появления предвестников, установленное по наблюдениям в рентгеновском диапазоне [16]. Подчеркнём, что, хотя выбранные интервалы не совпадают с временами существования одиннадцатилетних циклов, сходство графиков позволяет говорить о том, что характерное время возникновения предвспышечных явлений на больших масштабах солнечной хромосферы и нижней короны остаётся стабильным независимо от одиннадцатилетнего цикла солнечной активности.

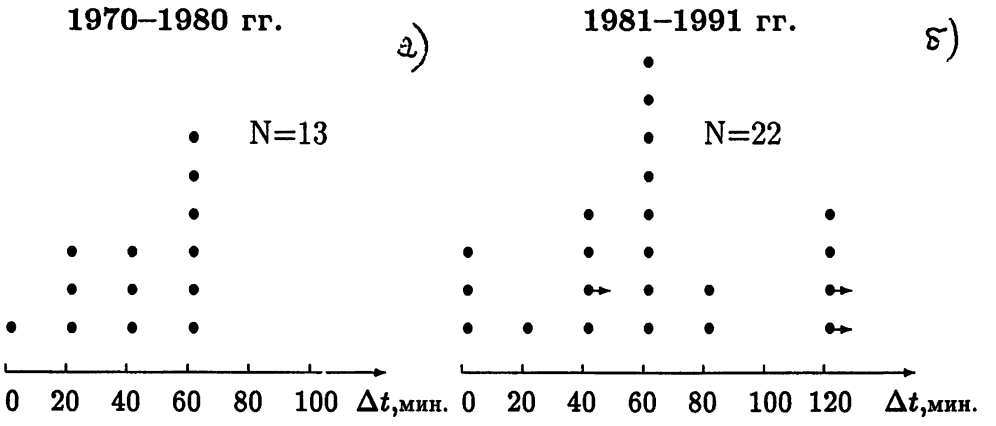


Рис. 3.

Дальнейшим шагом в исследованиях предвестников являлось рассмотрение их характеристик с учётом положения источников излучения предвестников на диске Солнца. На рис. 4а показано распределение Δt предвестников в зависимости от положения источника протонной вспышки

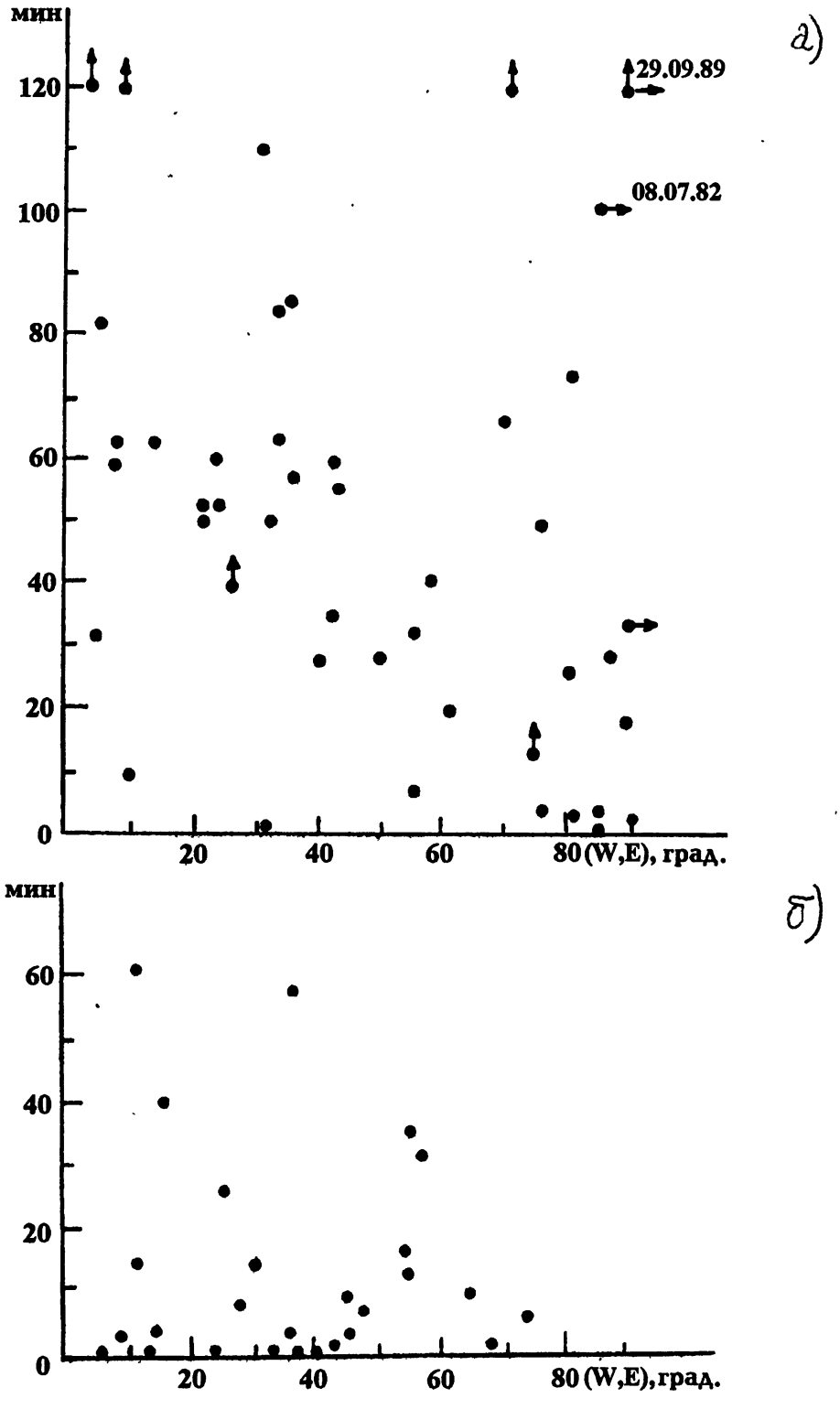

а)
мин
120
100
80
60
40
20
0
29.09.89
08.07.82
20
40
60
80 (W,E), град.
б)
мин
60
40
20
0
20
40
60
80 (W,E), град.

Рис. 4.

по отношению к центру диска Солнца. Если исключить из рассмотрения события 29.09.89 и 08.07.82, признанные особенными в ряду солнечных вспышек, то, как видно из рисунка, наблюдается снижение времени появления широкополосных предвестников для событий, происходящих близко к краю солнечного диска и за его лимбом. По аналогии с известным эффектом направленности излучения всплесков такое уменьшение времени существования предвестников в зависимости от положения источника на диске Солнца можно назвать "направленностью" излучения предвестников.

Для сравнения на рис. 4б показано распределение Δt предвестников для непротонных событий, где также наблюдается снижение времени существования широкополосных предвестников на краю солнечного диска, хотя из-за общего уменьшения времени регистрации широкополосных предвестников непротонных событий этот эффект на рис. 4б менее нагляден.

На рис. 5 представлено распределение Δt для всех вошедших в рассмотрение широкополосных предвестников протонных событий с координатами 80–90 E, W и за лимбом. Как видно из рисунка (с учётом сделанных выше замечаний о предвестниках с временами возникновения более 70 минут) абсолютное большинство предвестников протонных событий имеют время возникновения менее 20 минут.

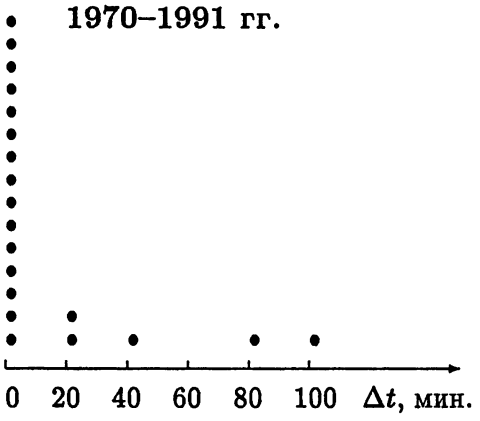


Рис. 5.

Как можно судить из сравнения рис. 4а и рис. 4б, снижение Δt для широкополосных предвестников протонных событий не связано с понижением их интенсивности (соответственно, с понижением возможности их регистрации при определённой чувствительности аппаратуры). При этом, как отмечалось выше, статистика первых предвестников подчиняется другим закономерностям и для них не наблюдаются столь существенные временные отличия для протонных и непротонных событий. Это служит дополнительным аргументом в пользу необходимости рассмотрения явлений предвсплесковой активности в широком спектральном диапазоне.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Тот факт, что для большинства протонных событий время существования микроволновых широкополосных предвестников составляет 30 и более минут и установлено время существования рентгеновских предвестников, составляющее около 30 минут и менее [16], свидетельствует о том, что процессы рождения и ускорения надтепловых электронов, дающих вклад в микроволновое излучение, начинаются несколько раньше, чем это представлялось, а на временах до 30 минут энергия ускоренных частиц становится достаточной для излучения в рентгеновском диапазоне. Сравнение времени возникновения предвестников в радио и рентгеновском диапазонах могут позволить в дальнейшем оценить масштабы и время ускорения частиц.

Сравнение статистики возникновения первого и широкополосного предвестников показывает, что последние более адекватно отражают процессы, приводящие к мощному энерговыделению, и модели, воспроизводящие условия возникновения вспышек, должны учитывать совокупность явлений на больших пространственных масштабах высот атмосферы Солнца.

По-видимому, явление мощного энерговыделения становится необратимым только в тех случаях, когда предвспышечные процессы охватывают большие пространственные масштабы солнечной атмосферы, достигающие $> 10^4$ км. При этом разница во времени возникновения предвестников протонных и непротонных событий может свидетельствовать о необходимости определённого времени для ускорения протонов с их последующим выходом в межпланетное пространство.

Устойчивое отличие во времени возникновения микроволновых широкополосных предвестников протонных и непротонных событий открывает возможности для создания методик сверхкраткосрочного прогнозирования и диагностики протонных событий по спектральному составу радиоизлучения.

Исследованное явление "направленности" широкополосных предвестников может найти объяснение в характере предвспышечного развития структур атмосферы Солнца и направленности их радиоизлучения. Возможно, что указанный эффект связан с влиянием вышележащих слоев солнечной атмосферы и его анализ позволит уточнить некоторые вопросы распространения радиоволн в атмосфере Солнца.

Нами не рассматриваются здесь полученные обширные данные по спектральному составу предвестников. Укажем только на тот факт, что наши данные не подтверждают ранее полученного результата о подобии формы спектра радиоизлучения предвестника и последующего всплеска, связанного с протонным событием [17]. Такое подобие имеет место для отдельных событий, но в большом числе случаев спектры предвестников и

всплесков протонных событий имеют существенное отличие, заключающееся, в первую очередь, в наличии в спектре всплесков более ярко выраженной сантиметровой компоненте излучения. На рис. 6 приведён такой пример для события 03.07.74 г. Спектр предвестника построен для момента времени, отстоящего на 27 минут от времени максимума всплеска (время указано в скобках).

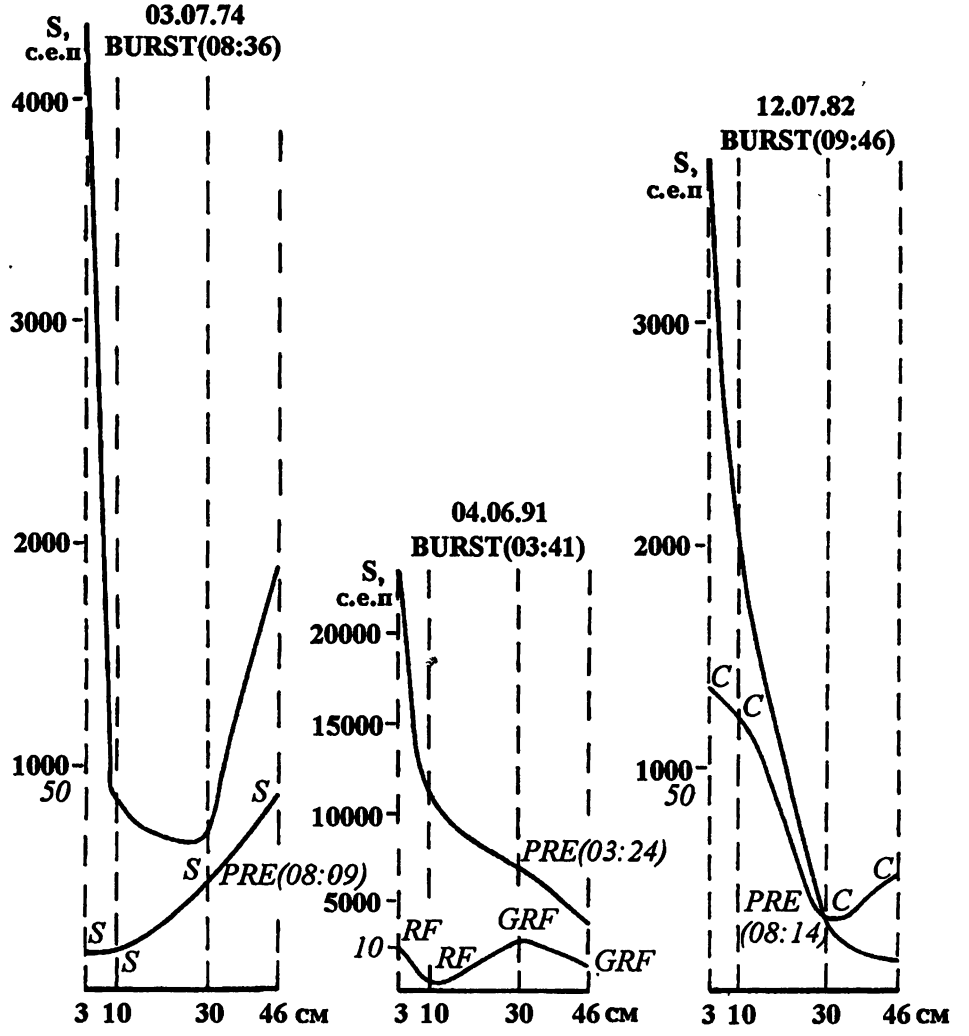


Рис. 6.

Рассматривая описанные выше результаты статистических исследований микроволновых предвестников, следует отметить их определённую ограниченность, связанную с отсутствием информации о местоположении и пространственных масштабах предвспышечных явлений. В то же время основные выводы, на наш взгляд, не вызывают сомнений, поскольку по своей статистической значимости соответствуют подобным исследо-

ваниям предвестников, проведённым на спутниках в рентгеновском диапазоне [16].

5. ВЫВОДЫ

Проведённые исследования позволили получить результаты по спектрально–временной динамике предвсплескового развития мощных (протонных и непротонных) солнечных событий и показали перспективность спектральных исследований микроволновых предвестников солнечных радиовсплесков.

Высокая чувствительность и стабильность данных по потокам радиоизлучения Солнца станции "Зименки" показали их эффективность для статистических исследований слабых явлений солнечной активности, одним из проявлений которых являются предвестники.

Работа завершена при поддержке Федеральной научно–технической программы "Астрономия" (грант 4–89 "Спесол").

ЛИТЕРАТУРА

1. Schmahl E. J. // Adv. Space Res., 1983. V. 2. № 11. P. 73.
2. Harrison R. A. // Astron. and Astrophys., 1995. V. 304. № 3. P. 585.
3. Черток И. М. // Изв. РАН. Сер. физ., 1995. Т. 59. № 7. С. 112.
4. Sheiner O. A., Durasova M. S. // Изв. вузов. Радиофизика, 1994. Т. 37. № 7. С. 883.
5. Hoven G. V., Hurford G. J. // Adv. Space Res., 1984. V. 4. № 7. P. 95.
6. // Solar Geophysical Data (explanation of data reports).
7. Wild J. P. // Proc. Astron. Soc. Australia, 1968. № 1. P. 137.
8. Kai K. // Proc. Astron. Soc. Australia, 1969. № 1. P. 186.
9. Martin S. F. // Solar Phys., 1980. V. 68. № 2. P. 217.
10. Kai K., Nakajima H., Kosugi T. // Publ. Astr. Soc. Japan, 1983. № 35. P. 285.
11. Дурасова М. С., Подстригач Т. С., Тихомиров Ю. В., Фридман В. М., Шейнер О. А. // Препринт НИРФИ № 419. — Н. Новгород, 1996. — 50 с.
12. Каталог солнечных протонных событий 1970–1979 гг. / Под ред. Ю. И. Логачева. — М.: ИЗМИРАН, 1983. — 184 с.
13. Солнечные протонные события. Каталог 1980–1986 гг. / Под ред. Ю. И. Логачева. — М.: МГК. Мировой центр данных Б, 1990. — 160 с.
14. // Solar Geophysical Data, November, 1994. № 603. Part II. P. 28.
15. Акиньян С. Т., Фомичев В. В., Черток И. М. // Препринт ИЗМИРАН № 38 (227). — М., 1978.

16. Фарафонов В. Г., Чариков Ю. Е. Рентгеновские предвестники солнечных вспышек. — Л., 1983. — 16 с. (Препринт № 808. — ФТИ им. А. Ф. Иоффе).
17. Аверьянихина Е. А. — В сб.: Физика Солнца и красных звёзд. — Рига: Зинатне, 1989.

Научно–исследовательский радиофизический институт, Н. Новгород, Россия

Поступила в редакцию 11 июля 1996 г.

INVESTIGATION OF PREFLARE SITUATIONS OVER THE SPECTRAL DATA OF SOLAR RADIO EMISSION FLUXES FOR 1970-1994 PERIOD

M. S. Durasova, T. S. Podstrigach, V. M. Fridman, O. A. Sheiner

The observational results are presented for observations at "Zimenki" station at six radio emission frequencies in a wide interval for the period of time covering more than two eleven-year cycles of the solar activity. In the analysis given the regularities are stated for the spactral-time development of preflare situations for proton and nonproton events,which are differ between each other by the duration and the range of the spectral composition of the events. A phenomenon of the "direction" of the precursor radiation is considered over its dependence on the location of the sources on the solar disk.

УДК 523.98

О ВЫСОТНОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НАД ПЯТНОМ ПО ДАННЫМ ОПТИЧЕСКИХ И РАДИОАСТРОНОМИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ

*В. Е. Абрамов–Максимов**, *В. М. Богод***, *В. Н. Боровик**, *Г. Ф. Вяльшин**, *В. И. Гараимов***, *Г. Б. Гельфрейх**, *В. Г. Медарь**

Приводятся результаты измерения магнитного поля над солнечным пятном на различных высотах солнечной атмосферы для ряда дней наблюдений. Данные основаны на одновременных оптических и радионаблюдениях в августе 1992 г. Подтверждено наличие максимума в напряжённости поля на уровне хромосферы.

1. ВВЕДЕНИЕ

Обнаружение сильно поляризованных источников повышенного радиоизлучения над солнечными пятнами и интерпретация их излучения на основе теории теплового магнитотормозного механизма [1] позволило развить метод измерения магнитных полей в переходной зоне между хромосферой и короной над пятнами на основе радиоастрономических наблюдений Солнца [2]. Используемый нами метод основан на определении минимальной длины волны λ', на которой регистрируется поляризованное излучение. На более коротких волнах наблюдается только слабое почти неполяризованное тепловое излучение. Из оценок оптической толщи излучающей области следует, что наиболее высокий вклад в магнитотормозное излучение дают необыкновенная волна на третьей гармонике и обыкновенная волна на второй гармонике гирочастоты [1], откуда следует, что сильно поляризованное излучение на волне λ' в диапазоне 2–3 см генерируется в области, где магнитное поле определяется формулой $H = 3570/\lambda'$ (H в [Гс], а λ' в [см]) и составляет от 1200 до 1800 Гс.

Сочетание радиоастрономических измерений с одновременными оптическими наблюдениями, позволяющими измерять магнитные поля пятен на уровне фотосферы и хромосферы по зеемановскому расщеплению линий, существенно расширяет возможности изучения структуры и распределения напряжённости магнитного поля с высотой над солнечными пятнами.

Такие сопоставления были сделаны ранее в работах [3–5], в которых показано, что максимальные значения магнитного поля достигаются не

на уровне фотосферы, а в нижней хромосфере. В настоящей работе проведено аналогичное исследование для крупного пятна, основанное на результатах радиоастрономических наблюдений Солнца, выполненных на радиотелескопе РАТАН–600 с применением новой, более совершенной аппаратуры, позволяющей определять магнитное поле над пятном на корональных высотах с более высокой точностью (несколько %).

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАДИОАСТРОНОМИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ

Для исследования была выбрана группа N 255 (нумерация по бюллетеню "Солнечные данные"), которая проходила по диску с 12 по 24 августа 1992 г. За время нахождения на диске активная область представляла собой крупное головное пятно с максимальной напряжённостью магнитного поля 3600 Гс (см. "Солнечные данные" N 8, 1992), с хвостовой частью в виде множества мелких пятен и пор. После прохождения центрального меридиана (18 августа) наблюдалось быстрое развитие хвостовой части группы, и в ней регистрировалась высокая вспышечная активность (согласно данным Solar–Geophysical Data). Структура и площадь головного пятна отличались высокой стабильностью, что иллюстрирует рис. 1.

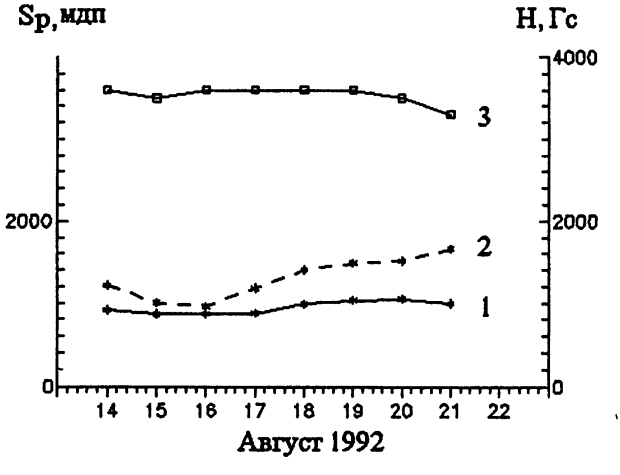


Рис. 1. Оптические характеристики группы N 255 по бюллетеню "Солнечные данные". 1 — площадь головного пятна, 2 — площадь всей группы, 3 — напряжённость магнитного поля на фотосфере.

Для измерения магнитного поля радиометодом были использованы наблюдения Солнца, проведенные на радиотелескопе РАТАН–600 в августе 1992 г., с новым панорамным анализатором спектра (ПАС) в диапазоне

1,7–31 см с 5%–частотным разрешением в коротковолновой части диапазона. Наблюдения проводились один раз в день в режиме прохождения Солнца через неподвижную диаграмму направленности радиотелескопа. Ширина диаграммы по уровню половинной мощности в направлении восток–запад на волне 2 см составляет 17 секунд дуги.

Пример записей локального источника над активной областью на нескольких длинах волн приведён на рис. 2, на которых отчётливо выделяется пятенная компонента над головным пятном в каналах интенсивности (параметр Стокса "I") и поляризации (параметр Стокса "V"). На волнах 1,7–2,0 см степень поляризации достигает 95–100%. Заметим, что при наблюдениях этой же активной области на радиогелиографе в Nobeyama (Япония) на частоте 17 ГГц (1,76 см) также был зарегистрирован радиоисточник со 100% круговой поляризацией над головным пятном группы [6], что находится в полном согласии с наблюдениями на РАТАН–600.

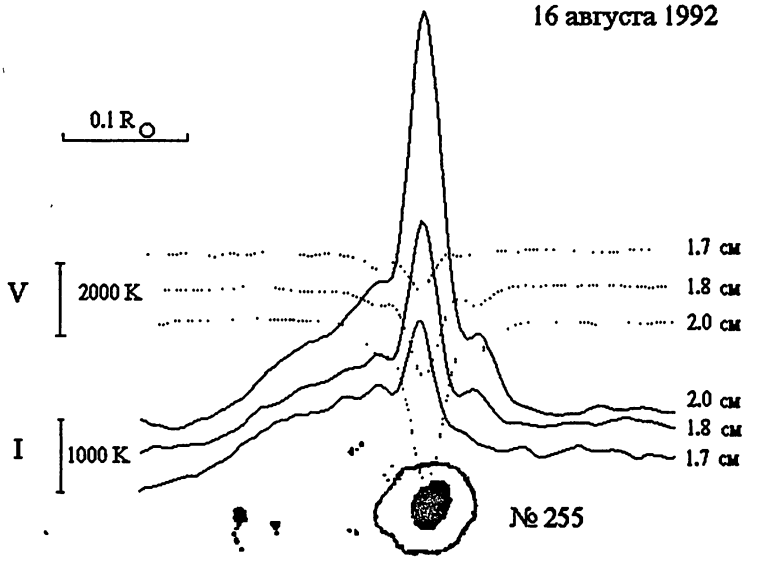


Рис. 2. Активная область N 255 и локальный источник над ней по наблюдениям на радиотелескопе РАТАН–600.

Так как на самой короткой волне, на которой проводились наблюдения на РАТАН–600 в этот период (1,7 см) отчётливо виден источник поляризованного излучения, критическую длину волны находили путём экстраполяции до нуля спектра поляризованного излучения. Примеры спектров поляризованного излучения для данного пятна за несколько дней приведены на рис. 3. Соответствующие найденной критической длине волны напряжённости магнитного поля (в гауссах) приведены в табл. 1 (столбец 2). Ошибка измерений не превышает 90 Гс.

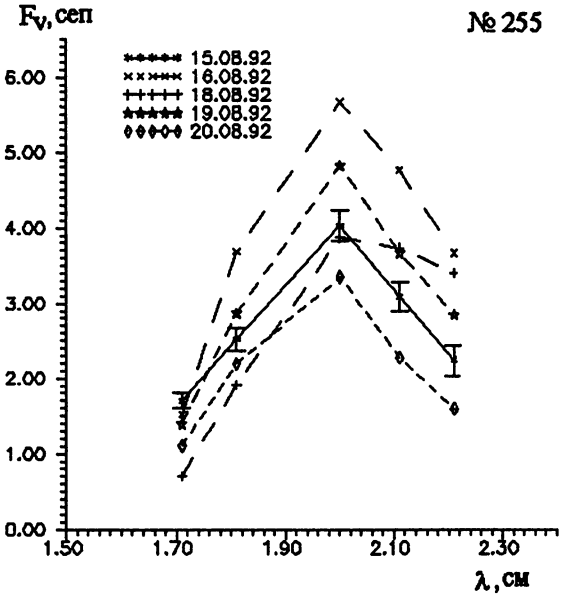


Рис. 3. Спектры поляризованного радиоизлучения локального источника над головным пятном группы N 255.

Таблица 1

Дата	H(рад.)	H(опт.)	H(рад.)/H(опт.)
14	2300	3600	0,64
15	2390	3500	0,68
16	2200	3600	0,61
18	2120	3600	0,59
19	2220	3600	0,62
20	2220	3500	0,63

3. СОПОСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАДИО И ОПТИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ

Измеренные радиоастрономическим методом магнитные поля сравнивались с результатами оптических наблюдений, приведёнными в бюллетенях "Солнечные данные" и "Solar–Geophysical Data":

- в табл. 1 в столбце 3 приведены максимальные значения напряжённости магнитного поля (в гауссах), взятые из бюллетеня "Солнечные данные" (по измерениям КрАО);
- согласно бюллетеню "Solar–Geophysical Data", значения максимального магнитного поля, измеренного по линии 5250,22 Å FeI на станции Mt. Wilson, заключены в пределах 2600–3000 Гс;

– измерения магнитного поля этого пятна по линии 6302,499 Å FeI, выполненные Г. Ф. Вяльшиным на горизонтальном солнечном телескопе АЦУ–5 Пулковской обсерватории 13–14 августа, показали максимальную напряжённость магнитного поля 2800–2900 Гс;

– значение максимального магнитного поля этого же пятна на 18 августа, измеренное в Mees Solar Observatory, составляет 2800 Гс [6].

Видно, что измерения напряжённости магнитного поля одного и того же пятна, проведённые различными станциями, показывают большой разброс. Можно заметить, что напряжённость магнитного поля, измеренная радиометодом, составляет около 0,63 от полученной по оптическим измерениям (при использовании материала из "Солнечных данных"). Это отношение несколько ниже, чем полученное ранее (см., например, [2, 7]) для групп пятен, имеющих сложную структуру (в этих работах также использовались значения магнитных полей, приведённые в бюллетене "Солнечные данные").

Для одного дня наблюдений (13 августа) для исследуемого пятна группы N 255 имелись измерения магнитного поля по нескольким линиям. Измерение магнитных полей пятен проводились фотографическим методом на горизонтальном солнечном телескопе АЦУ–5 Пулковской обсерватории по зеемановскому расщеплению линий. Использовались 8 спектральных линий. Высоты образования этих линий и результаты измерения магнитного поля представлены в табл. 2.

Таблица 2

Длина волны	Элемент	Высота (км)	H, Гс
6102,72	Ca I	1200	2800
6108,15	Ni I	400	3300
6111,05	Ni I	60	3150
6119,54	V I	400	3900
6128,99	Ni I	120	2500
6136,99	Fe I	200	2700
6141,72	Ba II	630	3200
6151,63	Fe I	290	2800

Распределение магнитного поля на основе совместных оптических и радионаблюдений представлено на рис. 4, на котором изображена зависимость максимальной напряжённости магнитного поля для каждой линии от высоты её образования. Максимальная ошибка измерения магнитного поля оптическим методом не превышает 300 Гс. Здесь же нанесена точка, соответствующая магнитному полю, определённому радиометодом, (по результатам нескольких затменных наблюдений Солнца установлено, что источник поляризованного излучения над пятном находится на высоте, не превышающей 2000–3000 км над уровнем фотосферы).

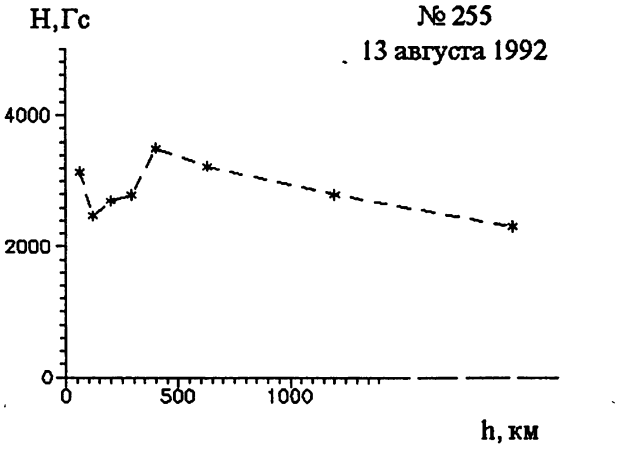


Рис. 4. Высотное распределение магнитного поля над пятном по данным совместных оптических и радионаблюдений.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Так же как и в предыдущих работах [3–5] для исследованного пятна наблюдается характерный максимум на эффективных высотах от 400 до 700 км. С другой стороны, на высотах 300–400 км наблюдается падение напряжённости (с последующим ростом). Если принять, что полученные кривые определяют действительную ситуацию с распределением напряжённости поля по высоте, то можно сделать вывод, что где-то в средней хромосфере магнитное поле усиливается, что требует наличие в этих слоях локальных токов, огибающих силовую трубку пятна. Вариации в толщине силовой трубки могут быть связаны с большими вертикальными градиентами температуры на границах фотосфера–хромосфера–корона, которые различны внутри силовой магнитной трубки пятна и снаружи при сильной тепловой изоляции этих распределений магнитным полем пятна.

Заметим также, что при наличии сильного прогрева короны над пятном или присутствии в силовой трубке быстрых частиц возможен также вклад в поляризованный поток излучения на четвёртой гармонике гирочастоты. В этом случае полученное значение напряжённости магнитного поля в короне должно быть уменьшено на 25%. Поскольку найденные нами значения магнитного поля по оптическим и радиоастрономическим данным ложатся на плавную кривую в области корона–верхняя хромосфера, можно сделать вывод о правильности обоих методов, базирующихся на совершенно разных физических явлениях (эффект Зеемана — в оптике, циклотронное излучение — в радиодиапазоне). Даже если радиоизмерения магнитного поля в короне завышены из-за неучёта вклада излучения на четвёртой гармонике гирочастоты, основной вывод статьи о локаль-

ном усилении магнитного поля в хромосфере остаётся в силе, поскольку основан на оптических измерениях. Однако, нельзя исключить необходимость более тщательного анализа оценки высот генерации оптических линий, результаты которого были использованы.

Данная работа выполнена при поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 94-02-06508), Государственной научно-технической программы "Астрономия" (№№ 4-27, 4-110) и International Science Foundation (NS8000 и NS8300).

ЛИТЕРАТУРА

1. Железняков В.В. Радиоизлучение Солнца и планет. — М.: Наука, 1964.
2. Akhmedov Sh.B., Bogod V.M., Gelfreikh G.B., and Korzhavin A.N. // Solar Phys., 1982. V.79. P.41.
3. Гельфрейх Г.Б., Коваль А.Н., Степанян Н.Н. — В кн.: Год солнечного максимума. Материалы международной конференции. — М.: Изд-во ИЗМИРАН, 1981. Т.2. С.193.
4. Богод В.М., Вяльшин Г.Ф., Гельфрейх Г.Б., Петрова Н.С. // Солнечные данные, 1982. № 1. С.104.
5. Abramov-Maksimov V.E., Vyalshin G.F., Gelfreikh G.B., Shatilov V.I. // Solar Phys., 1995. V.164. P.333.
6. Shibasaki K. et al. // PASJ, 1994. V.46. P.17.
7. Lang K.R., Willson R.F., Kile J.N., Lemen J., Strong K.T., Bogod V.M., Gelfreikh G.B., Ryabov B.I., Hafizov S.R., Abramov-Maksimov V.E., and Tsvetkov S.V. // Ap. J., 1993. V.419. P.398.

*Главная астрономическая обсерватория РАН,
**Специальная астрофизическая обсерватория РАН;
С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию
15 мая 1996 г.

ON THE HEIGHT DISTRIBUTION OF THE MAGNETIC FIELD ABOVE THE SUNSPOT BASED ON SIMULTANEOUS OPTICAL AND RADIO OBSERVATIONS

V. E. Abramov-Maksimov, V. M. Bogod, V. N. Borovik, G. F. Vyalshin, V. I. Garaimov, G. B. Gelfreikh, V. G. Medar

We present the results of measurements of magnetic fields above the great sunspot at different heights in solar atmosphere. The data are based on simultaneous optical and radio observations, made during several days in August, 1992. The existence of maximum of the magnetic field at the cromosphere level is confirmed.

УДК 523.987

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОДОЛЬНОЙ КОМПОНЕНТЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПРОТУБЕРАНЦЕВ ПО РАДИОАСТРОНОМИЧЕСКИМ ИЗМЕРЕНИЯМ

Н. С. Нестеров, Н. А. Топчило**, А. Н. Цыганов***

Представлены результаты наблюдений протуберанцев на РТ-22 КрАО в апреле, мае и сентябре 1993 г. на волнах 13,5 мм (интенсивность и круговая поляризация) и 8,2 мм (интенсивность) по методике кругового сканирования с использованием совмещённого скалярного рупора.

В предположении теплового тормозного излучения измерены значения продольной компоненты магнитного поля для 18 протуберанцев. Гистограмма распределения продольной компоненты показывает наличие максимумов в районе 8, 15 и 25–30 Гс. Приводится сравнение с распределениями, полученными по результатам оптических измерений.

1. ВВЕДЕНИЕ. ИЗМЕРЕНИЕ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ПРОТУБЕРАНЦЕВ

Хотя протуберанцы являются одной из наиболее продолжительно и активно исследуемых проявлений солнечной активности их физика всё ещё недостаточно хорошо понятна [1, 2]. В особенности это относится к вопросу о механизме поддержки холодной, плотной плазмы протуберанца высоко в короне. Общепринято, что такая поддержка обусловлена наличием магнитного поля (МП) [1]. Однако, его структура до сих пор плохо изучена, хотя и существует ряд аналитических и численных двух- и трёхмерных моделей МП (например [3–5] и многие др.). Поэтому, измерение распределения МП в протуберанцах имеет первостепенное значение для построения их моделей.

Традиционно исследования МП протуберанцев проводятся по измерениям в оптике поляризации эмиссионных линий, используя эффекты Зеемана и Ханле (см. обзоры [1,6–7]).

Аналогичные исследования возможны и по наблюдениям в радиодиапазоне. Для МП, присутствующих в протуберанцах, теория радиоизлучения (тепловое магнитотормозное излучение плазмы) проста и позволяет однозначно определять величину МП [8]. К сожалению, измеряемой оказывается только продольная компонента МП. Основными препятствиями при радиоастрономических измерениях являются малый уровень собственной поляризации (для миллиметровых волн $\leq 0{,}5\%$) и большая инструментальная поляризация (кросс-поляризация). Существенны также

невысокие яркостные температуры протуберанцев и недостаточное пространственное разрешение радиотелескопов, приводящее к замытию поляризации при интегрировании по неоднородностям распределения МП в картинной плоскости и к необходимости тщательного учёта влияния близкорасположенных локальных источников.

Подобного рода технические трудности привели к тому, что измерения на РАТАН'е [9] поляризации излучения протуберанцев не обнаружили. Первое успешное измерение МП было проведено нами на РТ-22 КрАО в 1987 г. [10]. В дальнейшем, с помощью изготовленного нами совмещённого скалярного рупора, нам удалось значительно уменьшить величину "паразитного" поляризационного сигнала, а использование оригинальной методики кругового сканирования [11] и соответствующих программ его обработки позволило уменьшить остаточные искажения радиоизображений протуберанцев до уровня шумов используемой аппаратуры и выполнить первые в мире измерения МП протуберанцев в радиодиапазоне. При этом удаётся измерить МП примерно у половины протуберанцев, находящихся в период наблюдений на лимбе Солнца [12, 13].

2. ИЗМЕРЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В РАДИОДИАПАЗОНЕ

Наблюдения протуберанцев с целью измерения их МП были проведены нами на РТ-22 КрАО в апреле, мае и сентябре 1993 г. (22 дня наблюдений) на волнах 13,5 мм (интенсивность и круговая поляризация) и 8,2 мм (интенсивность). Измерение круговой поляризации и наклона спектра позволило использовать известное решение уравнения переноса теплового тормозного излучения в присутствии слабого МП [8]. Расчёт продольной компоненты МП производился по формуле [13]:

$$B|\cos\alpha| = \frac{107\Delta\lambda}{\lambda^2}\,\frac{p}{(T_{1,35}-T_{0,8})/T_{1,35}}, \qquad (1)$$

где T — яркостные температуры на соответствующих длинах волн, p — степень поляризации на $\lambda = 1{,}35$ см, $\Delta\lambda = (1{,}35 - 0{,}82)$ см.

К сожалению, в период наблюдений почти все протуберанцы были низкими и не разрешались по высоте, но в большинстве случаев разрещались в направлении вдоль лимба. Для расчёта по приведённой выше формуле использовались яркостные температуры, проинтегрированные как по одной (высоте над лимбом), так и по обоим (вдоль и перпендикулярно лимбу) координатам. Полученные в результате МП являются некоторыми усреднёнными величинами, при однородном распределении совпадающими между собой и с истинными значениями МП.

Значения МП, полученные без обращения свёртки, приведены в [13]. Для большинства измерений знак продольной компоненты МП соответствовал направлению нижележащего фотосферного МП (распределение

фотосферных МП бралось из синоптических карт, публикуемых в бюллетене "Солнечные данные"). Количество имеющихся радиоизмерений невелико, тем не менее, они могут быть использованы для определения статистических закономерностей в распределении продольных МП протуберанцев.

3. ПОСТРОЕНИЕ ГИСТОГРАММ

Одной из форм представления статистических свойств случайной величины по набору её реализаций является гистограмма. При наличии n реализаций–измерений случайной величины x ($\overline{x_i}$, $i = 1, 2, \ldots, n$) гистограмма задаётся в виде:

$$g_n(x) = \sum_{i=1}^{n} f_i(x), \tag{2}$$

где $f_i(x)$ — функция, представляющая вклад в гистограмму i-го изменения. Если полученные в процессе измерения выборки являются репрезентативными, т.е. сохраняющими статистические свойства исследуемой случайной величины, то $\lim_{n\to\infty} g_n(x)/(cn) = P(x)$ — плотности распределения вероятности случайной величины x. c — нормировочный множитель, зависящий от вида функций f_i.

Традиционно, в качестве f_i выбираются ступенчатые функции вида:

$$f_i(x) = \begin{cases} 1, \text{ если } x_j < x, \overline{x_i} < x_{j+1}, \\ 0, \text{ если } x_j < x < x_{j+1}, \text{ но } \overline{x_i} \notin (x_j, x_{j+1}), \end{cases} \tag{3}$$

где x_j, $j = 1, 2, \ldots, m$ — некоторое разбиение области значений случайной величины x. Обычно разбиение выбирается равномерным и $c = \Delta x$.

Получаемые таким образом гистограммы легко строятся, однако обладают рядом существенных недостатков:

1. Они имеют неудобный для восприятия угловатый вид.
2. Характерный вид гистограмм (в особенности положение и амплитуда максимумов – минимумов) сильно зависят от выбора положения точек разбиения и величины единичного интервала.
3. Недостаточно учитываются статистические свойства величин $\overline{x_i}$, как результата сложного процесса измерения, включающего, в том числе, и процедуру их расчёта.

В данной статье нами был использован следующий вид функций вклада:

$$f_i(x) = \frac{1}{2\sqrt{\pi}\sigma_{\overline{x_i}}} \exp\left(-\frac{(x - \overline{x_i})^2}{2\sigma^2_{\overline{x_i}}}\right), \tag{4}$$

характеризующий результат i-го измерения как нормально распределенную случайную величину со средним значением $\overline{x_i}$ и среднеквадратичной ошибкой $\sigma_{\overline{x_i}}$.

Полученные с использованием этих функций гистограммы очень удобны, в особенности при малом количестве наблюдений: имеют гладкий вид, не требуют разбиения оси абсцисс на интервалы и хорошо учитывают неравноточность измерений. Нормировочный множитель для функций вида (4) $c = 1$. Приведённые далее гистограммы для оптических наблюдений также строились по формулам (2), (4) с учётом погрешностей, указанных в соответствующих оригинальных работах.

4. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕЛИЧИНЫ ПРОДОЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

На рис. 1а представлены гистограммы распределения продольной составляющей МП, полученные по нашим измерениям. Сплошная ступенчатая кривая представляет собой обычную гистограмму, показывающую, сколько измерений попало в соответствующий интервал значений МП (единичный интервал выбирался равным одному гауссу). Гладкая сплошная кривая показывает гистограмму, полученную для наших измерений с использованием формул (2), (4). Для получения плотности распределения вероятности её надо поделить на количество использованных измерений (количество измерений отмечено цифрами в круглых скобках). Рассмотрение представленной гистограммы показывает, что основная доля значений МП находится в диапазоне 0–30 Гс. Заметно наличие нечётко выраженных максимумов вероятности в районе 8, 15 и 20–30 Гс.

Рассмотренные выше сплошные кривые относятся к МП, полученным по интегрированным по высоте яркостным температурам. На рис. 1а пунктирной линией также представлено распределение, полученное по потокам (т.е. при интегрировании по обоим координатам). Оно отличается от предыдущего распределения, в основном, избытком малых значений МП. Это является следствием неоднородности распределения продольной компоненты МП вдоль протуберанца, связанное, в значительной степени, с геометрическим фактором.

Сделаем несколько замечаний относительно достоверности полученного распределения.

а) *Эффекты селекции.* В наших данных очевидно присутствие селекции по величине МП. В гистограмму, представленную на рис. 1а, не включены случаи наблюдения протуберанцев с величиной поляризационного сигнала меньше ошибок измерений. Это происходит в случае, когда мала продольная компонента МП, либо когда МП не мало, но мала интенсивность самого протуберанца. В первом случае, полученная гистограмма деформирована с левой стороны (количество малых полей пре-

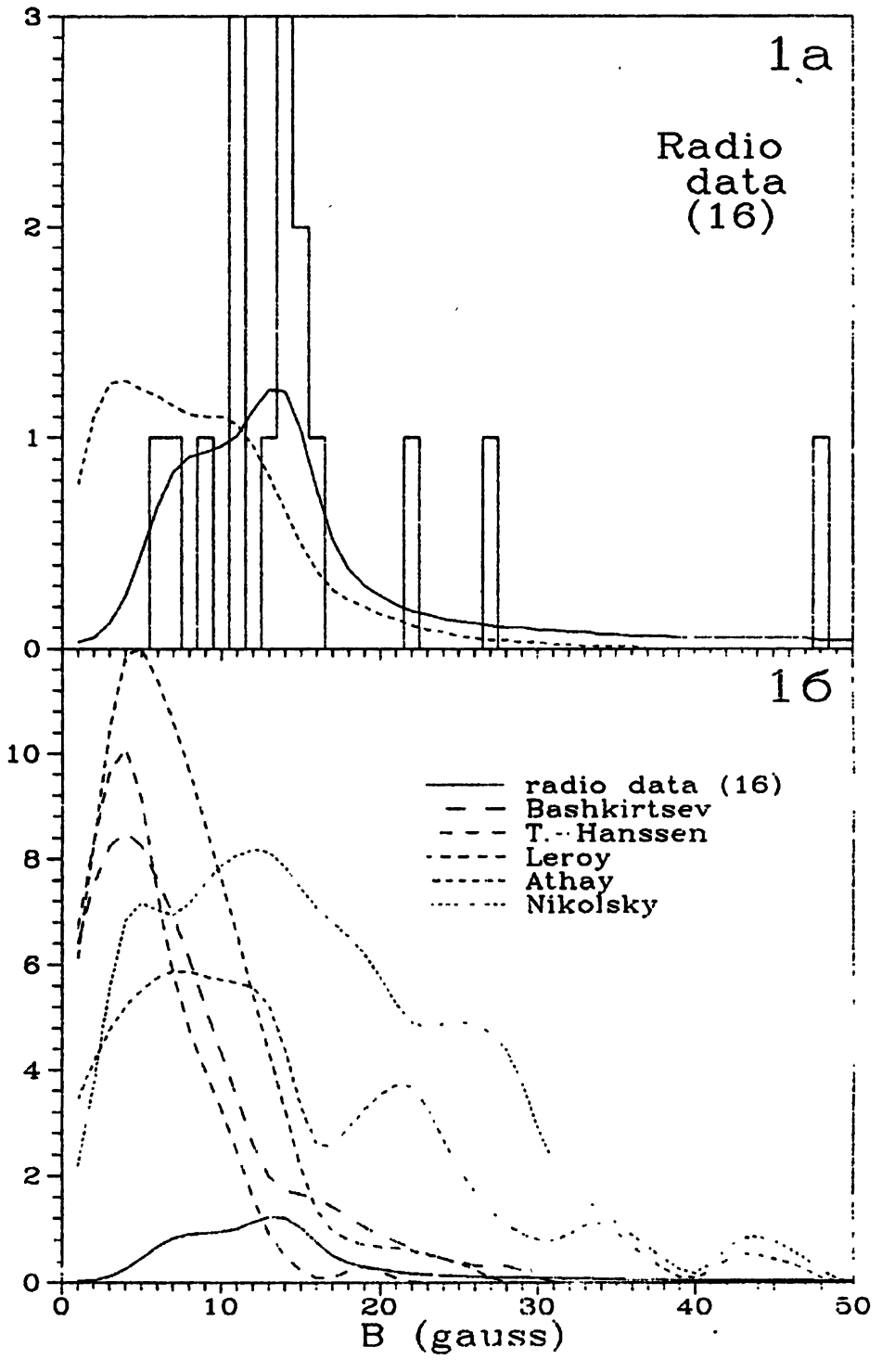

1а
Radio
data
(16)
1б
radio data (16)
Bashkirtsev
T. Hanssen
Leroy
Athay
Nikolsky
B (gauss)

Рис. 1.

уменьшено). Во втором случае, происходит преуменьшение числа протуберанцев более–менее равномерно для всех полей, и распределение сдвигается вниз по оси ординат. В этом случае максимумы–минимумы становятся более заметными, и распределение приобретает более неравномерный вид. На изрезанности распределения также сильно сказывается малое количество наблюдательных данных.

б) *Однородность наблюдений.* Согласно оптическим наблюдениям протуберанцы можно подразделить на классы и виды в зависимости от их морфологических, спектральных и иных характеристик. Классификация волокон по отношению к характеристикам МП была предложена Тандбергом–Ханссеном [1]. Было обнаружено, что МП волокон разных классов несколько различаются. В оптических наблюдениях также отмечались зависимости МП протуберанцев от широты, уровня солнечной активности и т.п. Для наших наблюдений провести подобную статистику пока невозможно как из-за ограниченного числа наблюдений, так и фактически из-за их одномоментности. Некоторое представление о возможных эффектах можно получить, если сравнить полученное нами распределение с распределениями, полученными различными авторами в оптике в разные годы по различным методикам.

На рис. 1б представлен набор гистограмм, полученных как с помощью эффекта Зеемана, так и эффекта Ханле [14–18]. Хотя приведённые гистограммы получены по достаточно большому массиву данных и в целом соответствуют друг другу, они показывают поразительное разнообразие и непостоянство. В этом смысле, наша кривая (уровень её значительно ниже из-за существенно меньшего числа наблюдений) заметно не выделяется среди них.

Подобное же сравнение было проведено и по меньшему количеству оптических данных (сопоставимому с числом наших наблюдений), например, для наблюдения в отдельных линиях или для различных реализаций однотипных наблюдений. Во всех случаях также проявляется неустойчивость поведения кривых с набором пиков, зачастую расположенных в тех же местах, что и для радиоданных.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведённые нами измерения в целом показали соответствие результатов, полученных по радио и оптическим данным, как в отношении величин МП, так и их распределения и продемонстрировали возможность и перспективность проведения статистических исследований МП протуберанцев по измерениям в радиодиапазоне.

Авторы благодарят Г. П. Апушкинского, сделавшего ряд ценных замечаний по содержанию и изложению работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Tandberg–Hanssen E. Solar Prominences. — Dordrecht: Reidel, 1974.
2. Priest E.R. — In: Dynam. and Struct. Quiesc. Sol. Promin. — Dordrecht: Kluwer, 1989.
3. Kippenhahn R. and Schluter A. // Z. Astrophys., 1957. V.43. P.36.
4. Kuperus M. and Raadu M.A. // Astron. Astrophys., 1974. V.31. P.189.
5. Antiochos S.K., Dahlburg R.B., and Klimchuk J.A. // Astrophys. J., 1994. V.420. P.L41.
6. Ким И.С. // Бюлл. Абастум. астроф. обс., 1985. № 60. С.143.
7. Leroy J.L. — In: Dynam. and Struct. Quiesc. Sol. Promin. — Dordrecht: Kluwer, 1989. P.77.
8. Гельфрейх Г.Б. // Астрон. цирк., 1972. № 699. С.3.
9. Богод В.М., Гельфрейх Г.Б. // Письма в АЖ, 1978. Т.4. № 10. С.463.
10. Апушкинский Г.П., Нестеров Н.С. Топчило Н.А., Цыганов А.Н. // АЖ, 1990. Т.67. № 5. С.1053.
11. Топчило Н.А. // Вестник ЛГУ, 1983. № 1. С.99.
12. Apushkinskij G., Topchilo N., Tsiganov A., Nesterov N. — In: Abstracts of CESRA Workshop., 1994. P.18.
13. Апушкинский Г.П., Гундер К., Нестеров Н.С. и др. // АЖ, 1996. Т.73. № 3. С.436.
14. Bashkirtsev V.S., Mashnich G.P. //Preprint SibIZMIR, 1987. № 7. P.87.
15. Tandberg–Hanssen E. // Sol. Phys., 1970. V.15. P.359.
16. Leroy J.L. // Astron. Astrophys., 1977. V.60. P.79.
17. Athay R.G., Querfeld Ch.W., Smartt R.N., Landi Degl'Innocenti E., and Bommier V. // Sol. Phys., 1983. V.89. P.3.
18. Nikolsky G.M., Kim I.S., Koutchmy S., Stellmacher G. // Astron. Astrophys., 1984. V.140. P.112.

*КрАО, Кацивели, Крым, Украина;
**Астрономический ин-т СПбГУ, С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию
13 мая 1996 г.

THE DISTRIBUTION OF LONGITUDINAL COMPONENT OF THE PROMINENCE MAGNETIC FIELD OVER RADIOASTRONOMICAL MEASUREMENTS

N. S. Nesterov, N. A. Topchilo, A. N. Tsyganov

The results of prominence observations made by the RT-22 CAO in April, May and September , 1993 at 13.5 mm (intensity and polarization) and at 8.2 mm (intensity) wavelengths are presented. The observations were made by circular scanning along the limb. The parasitic polarization was decreased by means of the corrugated horn.

Under the assumption of thermal bremsstrahlung the longitudinal component of the magnetic field was measured for 18 prominences. The gistogramm of the longitudinal component showed the maxima around 8, 15 and 25–30 G. A comparison between the radio distribution and the optical ones is presented.

УДК 52.77

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЭФФЕКТОВ РЕФРАКЦИИ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ СТРУКТУРЫ СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЫ ПО РАДИОНАБЛЮДЕНИЯМ

В. М. Богод, А. С. Гребинский, Л. В. Опейкина

По наблюдениям распределения радиояркости солнечного диска спокойного Солнца на РАТАН-600 в области $R < 0{,}9R_0$ построены угловые спектры направленности излучения для центра диска под углами $\Theta = \arcsin(R/R_0)$ к нормали на волнах 2,0–32 см. Показано, что наблюдаемые угловые спектры могут быть интерпретированы как рефракционное возрастание радиотолщи корональной плазмы при возрастании углов визирования и длин волн, что даёт независимый от оптических метод измерения электронной концентрации N_e и меры эмиссии ЕМ короны. Результаты модельной аппроксимации приводят к согласию с наблюдениями при выборе $N_e = 1 \cdot 10^9$ см$^{-3}$ и ЕМ $= 6 \cdot 10^{26}$ см$^{-5}$.

Спутниковые рентгеновские наблюдения (Yohkoh) показывают, что солнечная корона не является плоскослоистой, а состоит из набора петлевых структур. Определение физических характеристик этого конгломерата петель (средней меры эмиссии $\langle \mathrm{EM} \rangle = \langle N_e^2 \rangle L$, скважности $q = \langle N_e \rangle^2 / \langle N_e^2 \rangle$ по всему объёму, электронной концентрации $\langle N_e \rangle$, продольных и поперечных размеров отдельных петель) относится к ключевым проблемам поиска механизмов формирования и нагрева атмосферы Солнца и других звёзд.

Наблюдения внутренней короны в оптически тонком режиме (рентгеновское излучение и см–дм диапазон радиоизлучения) дают информацию только об усреднённой по объёму дифференциальной мере эмиссии корональной плазмы, однако для понимания физической природы корональной плазмы необходимы оценки её пространственной скважности. Для этого важно иметь дополнительно независимую оценку электронной концентрации внутри отдельных петель. В оптических исследованиях это достигается использованием для анализа спектральных линий излучения, чувствительных к анализу электронной концентрации, а не мере эмиссии. В радиодиапазоне, при тепловом тормозном механизме радиоизлучения короны (вне активных областей) единственным параметром, линейно зависящем от электронной концентрации среды N_0 (см$^{-3}$), является её коэффициент преломления n, с учётом которого коэффициент поглощения μ имеет вид [1]:

$$\mu = f_p^2 \nu / f^2 nc, \quad n^2 = 1 - f_p^2/f^2, \tag{1}$$

где $f_p = 0{,}9 \cdot 10^4\sqrt{N_0}$ — плазменная частота в Hz, $f = c/\lambda$ — частота излучения, ν — эффективная частота соударений электронов с ионами, c — скорость света. В области $f \to f_p$ для неоднородной среды показатель преломления стремится к нулю, а радиотолща источника возрастает, в связи с чем исследование эффектов рефракции в радиоизлучении короны даёт независимый от оптических метод определения электронной концентрации в корональных петлях.

В качестве рабочей модели излучения солнечной атмосферы мы примем двухслойную аппроксимацию: корона–хромосфера без области переходных температур. В области переходных температур ($2 \cdot 10^4$–10^5 K) скважность вещества настолько велика ($q \gg 100$ по EUV измерениям, см. [7]), что приводит к полной депрессии радиоизлучения этой части атмосферы вне активных областей (см. [8, 9]), вследствие чего спектр радиояркости для центра диска Солнца в см-дм диапазоне волн с высокой точностью описывается двухслойной моделью

$$T_b = \tau_c T_c + T_{chr}, \qquad (2)$$

где $T_c = 1{,}5 \cdot 10^6$ K, $T_{chr} = 2 \cdot 10^4$ K, $\tau_c \ll 1$. В области корональных температур петли крупнее, а их скважность значительно меньше.

Установлены два рефракционных эффекта в наблюдаемом радиоизлучении Солнца: значительное угловое рассеяние (порядка 2–20 arcsec) в диапазоне волн 2–20 см [2], интерпретируемое как рассеяние на турбулентных неоднородностях, и аномальная крутизна спада спектра радияркости в коротковолновой части дециметрового диапазона по наблюдениям радиоизлучения спокойного Солнца, корональных дыр и флоккулов [3], что может быть интерпретировано как эффект сильной рефракции на петлевых структурах внутренней короны.

Здесь мы приводим оценки этих эффектов во внутренней короне на основе анализа распределения яркости солнечного диска в диапазоне волн 2–32 см по наблюдениям на РАТАН-600 [4]. Ввиду сферичности Солнца измерение яркости диска на расстоянии R от его центра эквивалентно измерению яркости диска на расстоянии R от его центра эквивалентно измерению яркости излучения в центре диска, выходящего под углом $\Theta = \arcsin(R/R_0)$, где R_0 — значение его радиорадиуса. Использование угловой информации позволяет улучшить точность оценок рефракционных эффектов, так как с ростом угла визирования Θ влияние рефракции на коэффициент излучения возрастает. В этом случае точка отражения определяется условием $\cos^2\Theta - f_p^2/f^2 = 0$ [5], поэтому радиотолща τ элементарного слоя толщиной L описывается выражением [6]

$$\tau = \frac{1}{\cos\Theta}\,\frac{1}{\sqrt{1 - f_p^2/(f^2\cos^2\Theta)}}\,\frac{f_p^2\nu L}{f^2 c}. \qquad (3)$$

Мы используем результаты наблюдений в области радиусов диска $R < 0{,}9R_0$ (углы визирования $\Theta < 64°$) и длины волн короче 32 см, чтобы избежать рассмотрения рефракционных эффектов в окрестности точки отражения, в которой возникает сингулярность коэффициента поглощения (3). Рассмотрение вопросов, связанных с исследованием эффектов вблизи точки отражения (см. [1, 6]), выходит за рамки данной работы и здесь не рассматривается.

Целью настоящей работы является получение оценок характерного значения электронной концентрации N_0 внутри корональных петель и их поперечного размера L, а также полной меры эмиссии EM для спокойного Солнца в период минимума цикла активности. Использование различных углов визирования солнечной поверхности для определения физических параметров солнечной короны методически соответствует известным подходам в медицинской томографии (реконструкция объекта по его проекциям в разных направлениях), однако здесь ставится другая задача — исследование мелкомасштабной структурированности негомогенной среды.

Для решения поставленной задачи мы используем эмпирическое обобщение выражения (2) для яркостной температуры солнечной атмосферы с учётом рефракции при наклонном зондировании

$$T_b(p,\Theta,p_{cr}) = \frac{\langle t_c T_c\rangle}{p\,Q\cos\Theta} + T_{chr}(p)\,, \qquad (4)$$

где $p = \lambda^{-2}$, $p_{cr} = 0{,}9\cdot 10^{-13}N_0$, $Q(p,\Theta,p_{cr}) = \sqrt{1 - p_{cr}/(p\cos^2\Theta)}$, здесь λ в см, N_0 в см$^{-}3$.

Это уравнение содержит два независимых и неизвестных параметра $\langle t_c T_c\rangle$, N_0 и неизвестную функцию $T_{chr}(p)$ — радиояркость изотропно-излучающей хромосферы, где $\langle t_c T_c\rangle$ — эффективная радиояркость коронального слоя, отнесённая к фиксированной волне $\lambda = 1$ см. В уравнении (4) учтены два базовых эффекта: сомножитель $1/\cos\Theta$ — возрастание геометрической толщины слоя (или числа мелкомасштабных элементов) вдоль луча при наклонном зондировании корональных петель и описание рефракции в виде эффективного показателя преломления Q.

Введём в рассмотрение угловую диаграмму направленности излучения $G(p,\Theta)$ как нормированного частотно–углового спектра

$$G(p,\Theta) = T_b(p,\Theta)/T_b(p,\Theta{=}0)\,. \qquad (5)$$

Использование угловых диаграмм вместо исходных спектров яркости позволяет исключить из рассмотрения неизвестный радиоспектр яркости хромосферы. Построим два набора угловых диаграмм: $G_{obs}(p,\Theta)$ — по данным наблюдений Солнца, и $G_{mod}(p,\Theta)$ — на основе модельного уравнения (4).

Для нахождения $G_{\rm obs}(p,\Theta)$ мы пересчитаем измеренные значения радиальной яркости диска [4] в угловые (см. выше). Результаты таких расчётов приведены в табл. 1 для четырёх углов ($\Theta = 0°$, $30°$, $44°$ и $64°$) на 7 дискретных длинах волн $\lambda = 2{,}0$; $3{,}2$; $4{,}0$; $8{,}2$; $11{,}7$; $20{,}7$ и $31{,}6$ см по наблюдениям с помощью многоволнового спектрального комплекса РАТАН-600 [10]. Там же приведены значения яркостных температур для центра диска спокойного Солнца [4]. Измеренные значения диаграммы направленности излучения относятся к углам визирования в экваториальной плоскости Солнца для $R/R_0 = 0$; $0{,}5$; $0{,}7$ и $0{,}9$.

Для модельного радиоспектра (4) конгломерата петель выражение для $G_{\rm mod}(p,\Theta)$ может быть представлено в виде

$$G_{\rm mod}(p,\Theta) = 1 + \frac{\langle t_c T_c\rangle}{p\,Q_0 T_{b_0}(p)}\left(\frac{Q_0}{Q\cos\Theta} - 1\right), \qquad (6)$$

где $Q_0(p) = Q(p,\Theta{=}0)$, $T_{b_0}(p) = T_b(p,\Theta{=}0)$. Неизвестная функция $T_{\rm chr}(p)$ в уравнении (4) выпадает из этого определения, где в качестве радиоспектра $T_{b_0}(p)$ в центре диска следует использовать его наблюдаемые значения ($T_{b_0}(p) = T_{b_{obs}}(p,\Theta{=}0)$ — первая колонка в табл. 1).

Таблица 1

Наблюдаемые спектры радиояркости спокойного Солнца $T_{b_{obs}}$ в центре диска и угловые спектры направленности радиоизлучения $G_{\rm obs}(\lambda,\Theta)$, нормированные к направлению нормали

λ	$T_{b_{obs}}$	$G_{\rm obs}(\lambda,\Theta)$			
[см]	[10^3 K]	$\Theta = 0°$	$\Theta = 30°$	$\Theta = 44°$	$\Theta = 64°$
31,6	126,0	1,00	1,11	1,55	2,61
20,7	57,0	1,00	1,11	1,22	2,22
11,7	29,6	1,00	1,04	1,12	1,43
8,2	20,3	1,00	1,01	1,03	1,19
4,0	13,0	1,00	1,00	1,00	1,05
3,2	12,3	1,00	1,00	1,00	1,04
2,0	10,3	1,00	1,00	1,00	1,03

Критерием верности выбора данной феноменологической модели (4) является возможность воспроизведения всех наблюдаемых угловых спектров из табл. 1 (содержащих 21 комбинацию длин волн и углов визирования) путём подбора всего лишь двух свободных параметров этой модели. Результаты варьирования этих параметров показывают, что оптимальное решение соответствует набору: $p_{\rm cr} = 1\cdot 10^{-4}$, $\langle t_c T_c\rangle = 100$. Результаты расчётов модельной угловой функции (6) для этого случая представлены в табл. 2. Сравнение табл. 2 с табл. 1 (наблюдательные данные) показывает, что согласие измеренных и рассчитанных значений имеется на

всех частотах и на всём интервале углов визирования. Это позволяет использовать найденные значения p_{cr} и $\langle t_c T_c \rangle$ в пределах их погрешности (порядка $\pm 10\%$) для оценки физических характеристик петельных структур.

Таблица 2

Вычисленные угловые спектры направленности излучения $G_{mod}(\lambda, \Theta)$ в центре диска Солнца для $p_{cr} = 0{,}0001$, $\langle t_c T_c \rangle = 100$

λ	$G_{mod}(\lambda, \Theta)$			
[см]	$\Theta = 0°$	$\Theta = 30°$	$\Theta = 44°$	$\Theta = 64°$
31,6	1,00	1,14	1,41	2,75
20,7	1,00	1,12	1,34	2,17
11,7	1,00	1,07	1,19	1,62
8,2	1,00	1,05	1,13	1,42
4,0	1,00	1,02	1,05	1,16
3,2	1,00	1,01	1,03	1,11
2,0	1,00	1,01	1,02	1,05

Значение параметра p_{cr} даёт прямую оценку максимума электронной концентрации N_0 корональных петель: $N_0 = 10^{13} p_{cr} = 1 \cdot 10^9$ см$^{-3}$. Значение коронального параметра $\langle t_c T_c \rangle$ соответствует линейной мере эмиссии $EM_c = N_0^2 L$ в радиальном направлении с весом $T_c^{-0,5}$: $EM = 5 \cdot 10^{21} \langle t_c T_c \rangle \cdot T_c^{0,5}$ [3]. Для $T_c = 1{,}5 \cdot 10^6$ К находим величину меры эмиссии $EM_c = 6 \cdot 10^{26}$ см$^{-5}$ и оценку радиотолщи $t_c = \langle t_c T_c \rangle / T_c = 10^{-4,3}$ (отнесённой к длине волны $\lambda = 1$ см) для коронального конгломерата. Используя полученные значения N_0 и EM_c, можно получить оценку толщины L корональных петель: $L = EM/N_0^2 = 5 \cdot 10^8$ см. В дм диапазоне волн радиорадиус Солнца значительно превышает его оптический радиус ($\delta R = 0{,}15 R_0 = 10^{10}$ см согласно [4], поэтому полученное значение L следует отнести именно к толщине отдельных петель. Наблюдаемые значения превышения радиорадиуса Солнца относительно оптического диска соответствуют длине корональных петель и толщине слоя из конгломерата таких петель $\delta h = 10^{10}$ см.

Значения коронального параметра $\langle t_c T_c \rangle$ или эквивалентной ему оценки корональной меры эмиссии EM_c были измерены ранее по результатам оптических и радионаблюдений в ряде работ, результаты которых совпадают с полученной оценкой в пределах $\pm 20\%$ [11]. Однако в указанных работах отсутствовал метод прямой оценки концентрации электронов в корональных областях излучения, поэтому в качестве N_0 принималось её значение для однородной короны по шкале высот L_T изотермической атмосферы: $N_0^2 = EM_c / L_T$, где $L_T = 5 \cdot 10^9$ см — шкала высот для $T_c = 1{,}5 \cdot 10^6$ К. Это приводит к недооценке электронной концентрации:

$N_0 = 3 \cdot 10^8$ см$^{-3}$ (см., например, [9]). Таким образом, результаты настоящей работы уточняют существующие радиоастрономические оценки параметров солнечной короны в соответствии с рентгеновскими наблюдениями как конгломерата длинных и тонких корональных петель со скважностью порядка 10.

Авторы признательны профессору Г. Б. Гельфрейху и В. Н. Боровик за обсуждение результатов и полезные замечания.

Работа выполнялась при частичной поддержке грантов РФФИ по проектам № 96-02-16598-А и № 96-02-16268-А.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бекефи Дж. Радиационные процессы в плазме. — М.: Мир, 1971.
2. Bastian T. S. // Astrophys. J. 1994. V. 426. P. 774.
3. Bogod V. M., Grebinskij A. S. // Solar Phys. (submitted).
4. Боровик В. Н., Курбанов М. Ш., Макаров В. В. // Астроном. журн. 1992. Т. 69. С. 1288.
5. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. — М.: Наука, 1967.
6. Безрученко Л. И., Денисов А. В., Яснов Л. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1993. Т. 36. № 6. С. 467.
7. Dere K. P. // Solar Phys. 1982. V. 75. P. 189.
8. Гребинский А. С. // Письма в Астроном. журн. 1987. Т. 13. № 5. С. 710.
9. Zirin H., Baumert B. M., Hurford G. J. // Astrophys. J. 1991. V. 370. P. 779.
10. Bogod V. M., Vatrushin S. M., Abramov–Maximov V. E., Tsvetkov S. V., Dikij V. N. // ASP Conference Series. 1993. V. 46. P. 306.
11. Lantos P. // Astron. Astrophys. 1978. V. 62. P. 69.

Специальная астрофизическая обсерватория РАН

Поступила в редакцию 17 сентября 1996 г.

DIAGNOSTICS OF THE SOLAR CORONA STRUCTURE BY THE REFRACTION EFFECTS IN RADIO EMISSION

V. M. Bogod, A. S. Grebinskij, L. V. Opeikina

The solar disk radio brightness distribution can be interpreted as an angular directivity of the disk center emission under viewing angles $\Theta = \arcsin(R/R_0)$ at angular range of $\Theta = 0° - 64°$ at several wavelengths in 2.0 – 32 cm range. These spectra can be treated as an emission enhancement due to refraction effects in free-free coronal emission. The model simulations show good agreement with the observations and lead to estimation of the electron density $N_e = 1 \cdot 10^9$ cm^{-3} and emission measure EM $= 6 \cdot 10^{26}$ cm^{-5} for the quiet Sun.

УДК 523.985.3:550.388.2

ДИНАМИКА ЭНЕРГИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ВО ВСПЫШЕЧНОЙ ПЕТЛЕ И УПЛОЩЕНИЕ ЧАСТОТНОГО СПЕКТРА ММ-ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

В. Ф. Мельников, А. Магун

Проведено сравнение предсказаний динамической модели широкополосных микроволновых всплесков с данными наблюдений ряда мощных солнечных вспышек в см- и мм-диапазонах длин волн. Основным результатом работы является обнаружение эффекта уплощения радиоспектра на частотах, больших частоты спектрального максимума, в процессе спада интенсивности в каждом из рассмотренных всплесков с простым временным профилем. Для некоторых всплесков обнаружены временные задержки максимумов интенсивности на более высоких частотах мм-диапазона. Показано, что данный характер эволюции спектра не зависит от длительности всплеска, он имеет место как для длительных всплесков типа "gradual", так и для коротких импульсных всплесков. Обнаруженные эффекты свидетельствует о постепенном увеличении жёсткости энергетического спектра среднерелятивистских электронов во вспышечной петле после максимума инжекции на фазе спада мощности.

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования микроволнового и жёсткого рентгеновского (HX) излучений могут дать ценную информацию о процессах ускорения и удержания частиц во вспышечных петлях. В последние годы определённых успехов в понимании некоторых особенностей связи этих излучений удалось достичь в рамках подхода, который учитывает динамику ускоренных электронов во вспышечной петле. В частности, удалось: а) уменьшить известные противоречия между количествами и спектрами электронов, рассчитанных по радио и рентгеновскому излучениям [1–3]; б) объяснить значительный (на 2–3 порядка) рост отношения максимальных интенсивностей микроволновых и HX-всплесков при переходе от импульсных к длительным постепенным ("gradual") вспышкам [4]; в) объяснить уплощение HX-спектра на фазе спада всплесков типа "gradual" и большие временные задержки между максимумами микроволновых и HX-всплесков [4–7]. Учёт динамики энергичных электронов в радиоисточнике помог также понять причину задержек максимумов микроволновых всплесков на разнесённых частотах в области относительно низких частот $f < f_{max}$ [8]. Динамическая модель источника имеет различные модификации, в которых в

той или иной степени учитываются, например, а) неоднородность плазмы и магнитного поля в ловушке [1]; б) изменения плотности плазмы из-за хромосферного испарения [7]; в) изменения магнитного поля из-за расширения ловушки [3]; г) взаимодействие энергичных электронов с волновой турбулентностью во вспышечной петле [9].

Очевидно, что этот динамический подход требует дальнейшего развития путём сравнения следствий теоретической модели с новыми данными наблюдений в других, мало исследованных областях спектра. В последнее время стали возможны наблюдения солнечных вспышек в миллиметровой области спектра. Некоторые станции обеспечивают в этом диапазоне высокое временное и пространственное разрешение (Bern, BIMA, Itapetinga, Metsöhovi и Nobeyama). Это даёт возможность совершенствовать методы диагностики вспышек [10–13] и, в частности, получать информацию об очень высокоэнергичных электронах — от сотен кэВ до нескольких МэВ, что сделать методами радиоастрономии ранее было невозможно.

Целью данной работы является исследование особенностей эволюции частотного спектра микроволнового излучения вспышек от оптически тонкого радиоисточника (область частот $f > f_{\max}$). Задача решается методом сравнения результатов расчёта эволюции частотного спектра гиросинхротронного излучения с эмпирическими закономерностями, полученными при анализе данных о радиовсплесках в сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн.

2. СЛЕДСТВИЯ ДИНАМИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

Для расчётов эволюции частотного спектра микроволнового излучения в области частот $f > f_{\max}$ использовалась динамическая модель источника излучения, успешно применяемая для анализа эволюции спектра HX-всплесков и связи микроволнового и рентгеновского излучений (см., например, [4, 6]). В ней предполагается, что плазма и магнитное поле в ловушке однородны, а функция источника энергичных электронов изотропна, имеет параболический или треугольный временной профиль и степенной энергетический спектр с постоянным спектральным индексом γ. В ходе нестационарной инжекции мгновенный дифференциальный энергетический спектр $N(E,t)$ излучающих электронов, накопленных в ловушке, деформируется за счёт постепенного уменьшения спектрального индекса в области низких энергий. Увеличение жёсткости спектра происходит в данной модели по причине естественных во вспышечной петле кулоновских потерь энергии и высыпания электронов в конус потерь преимущественно в области низких энергий. По этой же причине максимум числа электронов в ловушке наступает позднее для электронов более высоких энергий.

Мы ограничиваемся в настоящей работе самым простым вариантом динамической модели, поскольку деформация энергетического спектра электронов из-за кулоновских столкновений внутренне присуща любой из отмеченных во Введении модификаций модели [1, 3, 9, 7], а эффекты этой деформации на частотный спектр микроволнового излучения настолько велики, что могут быть легко проверены данными наблюдений.

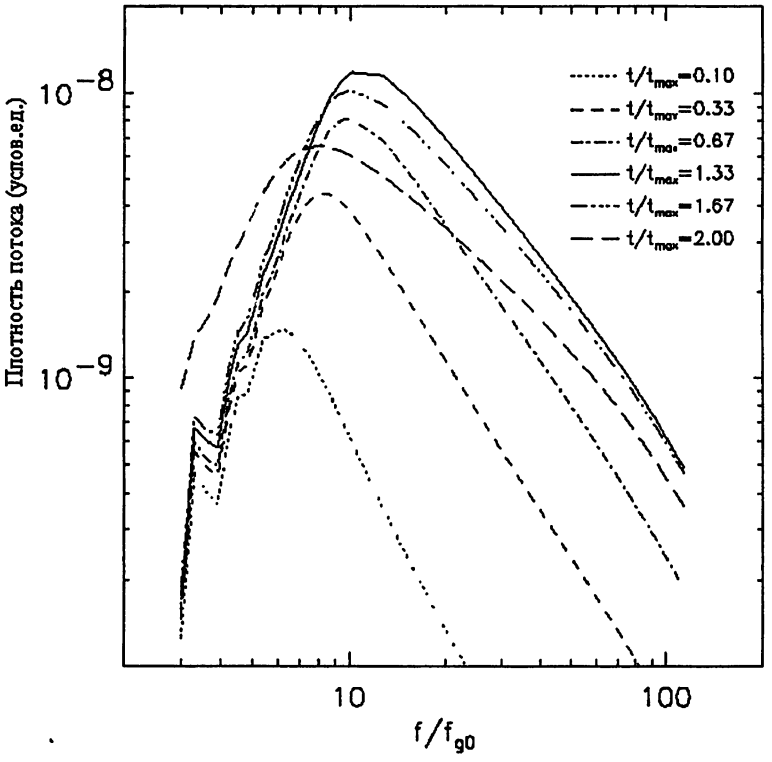


Рис. 1. Эволюция спектра гиросинхротронного излучения электронов, инжектируемых в ловушку.

На рис. 1 показаны частотные спектры, рассчитанные для следующих значений параметров функции инжектируемых электронов: показатель энергетического спектра $\gamma = -4$, скорость инжекции $a = 6 \cdot 10^{10}$ см$^{-3}$кеВ$^{-1}$с$^{-2}$, длительность инжекции $2t_{\max} = 60$ с. Плотность плазмы в ловушке предполагалась равной $n_0 = 5 \cdot 10^{10}$ см$^{-3}$. Все эти величины типичны, но, конечно, могут варьироваться от вспышки к вспышке. Ось частот нормирована на гирочастоту f_{g0}. Для расчётов использовались общие формулы для коэффициентов гиросинхротронного излучения и поглощения [14, 15], так как обычно используемые приближённые формулы [16] применимы только для простого степенного спектра

излучающих электронов. Расчёты проводились для диапазона энергий 10–6000 кэВ. Точность расчётов составляла 5%. Условия в радиоисточнике: магнитное поле — B=300 Гс, толщина источника — $3 \cdot 10^8$ см, угол зрения — 60°. Эти условия типичны для многих событий, для которых проводилась диагностика по микроволновым и HX-данным [1–3]. Отметим, что в общем случае возможно уплощение оптически тонкой части гиросинхротронного спектра из-за эффекта Разина–Цытовича. Однако для выбранных выше значений B и n_0 этот эффект мал в диапазоне частот $f/f_{g0} = 10-100$ и, более того, не зависит от времени, если предполагать, что плотность плазмы постоянна.

Из рис. 1 видно, что форма частотного спектра сильно зависит от фазы всплеска (в полном соответствии с происходящими изменениями формы энергетического спектра излучающих электронов $N(E,t)$). Для большей выразительности на рис. 2 показана эволюция спектральных индексов α_1 и α_2 для двух различных участков спектра. Первый — в оптически тонкой части спектра ($\tau \ll 1$), второй — в области спектрального максимума (в момент максимального потока), где источник становится оптически толстым ($\tau(f_m) \geq 1$). Верхние две панели показывают временные профили потока радиоизлучения и спектрального индекса в оптически тонкой части спектра, нижние панели – те же параметры, но вблизи частоты спектрального максимума. Спектральный индекс α в данном случае является аппроксимацией реального спектрального индекса. Он определялся по формуле

$$\alpha(t) = \frac{\ln\{S_h(t)/S_l(t)\}}{\ln(f_h/f_l)}, \qquad (1)$$

где f_l и f_h — соседние частоты, на которых рассчитывались потоки $S_l(t)$ и $S_h(t)$. Для дальнейшего сравнения с экспериментальными данными выбраны пары частот, соответствующие частотам, на которых велись наблюдения (имеющие аналогичные отношения $f/f_{\max}$).

Анализ данных расчётов показывает, что наиболее важными особенностями временной эволюции частотного спектра гиросинхротронного излучения являются следующие:

1) спектр на высоких частотах ($f > f_{\max}$) непрерывно уплощается в течение всей инжекции электронов в радиоисточник и особенно заметно после неё;

2) имеют место задержки максимумов микроволнового излучения относительно момента максимума функции инжекции, причём величина задержки увеличивается с ростом частоты.

Эти особенности могут быть относительно легко сопоставлены с результатами наблюдений всплесков в см–мм-диапазоне длин волн.

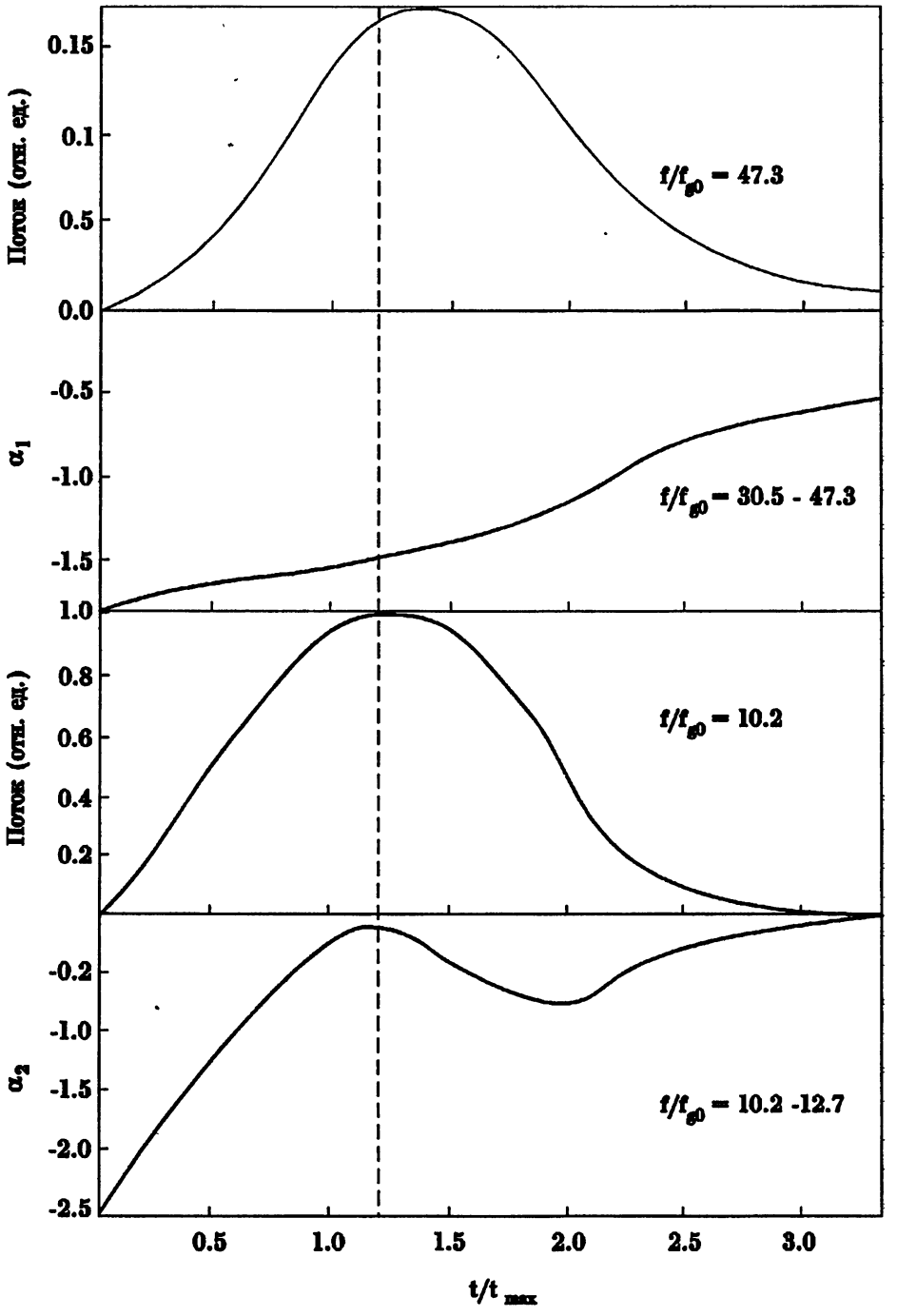


Рис. 2. Временные профили интенсивности гиросинхротронного излучения и временная эволюция спектральных индексов на частотах вблизи f_{max} и $f \gg f_{max}$.

3. НАБЛЮДЕНИЯ И АНАЛИЗ ДАННЫХ

Для анализа были отобраны 23 события, наблюдавшиеся в 1991–1992 гг. одновременно на станциях "Bumishus" (Институт прикладной физики Бернского университета) и "Зименки" (НИРФИ, Нижний Новгород). Для большинства из этих событий всплески регистрировались в диапазоне от 950 МГц до 50 ГГц. Наиболее важными критериями отбора были наличие спектрального максимума в см-диапазоне и относительно высокая интенсивность всплеска в мм-диапазоне (заметное превышение сигнала над шумом). Типичные величины потоков для этих событий были S = 100–10000 с.е.п. В настоящем исследовании, имеющем целью анализ излучения в оптически тонкой области спектра, использованы только данные станции "Bumishus" (частоты 3,1; 5,2; 8,4; 11,8; 19,6; 35 и 50 ГГц). Для уменьшения шума на высоких частотах все временные профили были предварительно сглажены с постоянной времени 1 с.

Анализ показал наличие заметных вариаций частотного спектра всплесков для всех исследованных событий. Для иллюстрации на рис. 3 показано типичное поведение спектра на примере события 13 марта 1991 г. В верхней части рисунка изображён временной профиль интенсивности вблизи спектрального максимума и частотные спектры в моменты времени, отмеченные на временном профиле вертикальными линиями. Видно, что на протяжении всего всплеска наблюдается общее уплощение спектра на высоких частотах. На нижних четырёх панелях показаны временные изменения потоков и приближённых значений спектральных индексов α_1 и α_2, рассчитанных по формуле (1) в двух спектральных диапазонах: $f \gg f_{\max}$ и $f \geq f_{\max}$. Как отмечено в предыдущем разделе, в этих диапазонах частот эффекты изменения энергетического спектра излучающих электронов и эффекты изменения оптической толщины радиоисточника проявляются особенно заметно. Из рисунка видно, что

а) спектральный индекс α_1 на частотах $f \gg f_{\max}$ существенно увеличивается на фазе роста интенсивности всплеска и продолжает расти после его максимума, отражая факт постепенного уплощения частотного спектра. Рост α_1 на фазе спада интенсивности отчётливо проявляется как для первого (08:03:54 UT), так и для второго пика (08:04:15 UT);

б) поведение спектрального индекса α_2 на фазе спада интенсивности первого пика существенно иное (уменьшение через несколько секунд после максимума потока). Однако после второго пика (который имеет меньшую интенсивность) поведение α_2 совершенно аналогично поведению α_1;

в) наблюдается задержка момента максимума потока излучения на частоте $f \gg f_{\max}$ по отношению к максимуму на частоте, близкой к $f_{\max}$.

Для статистического анализа отдельные компоненты всплесков рассматривались как самостоятельные события. Всего было выделено 35 пиков с чётко выраженными фазой роста и фазой спада интенсивности.

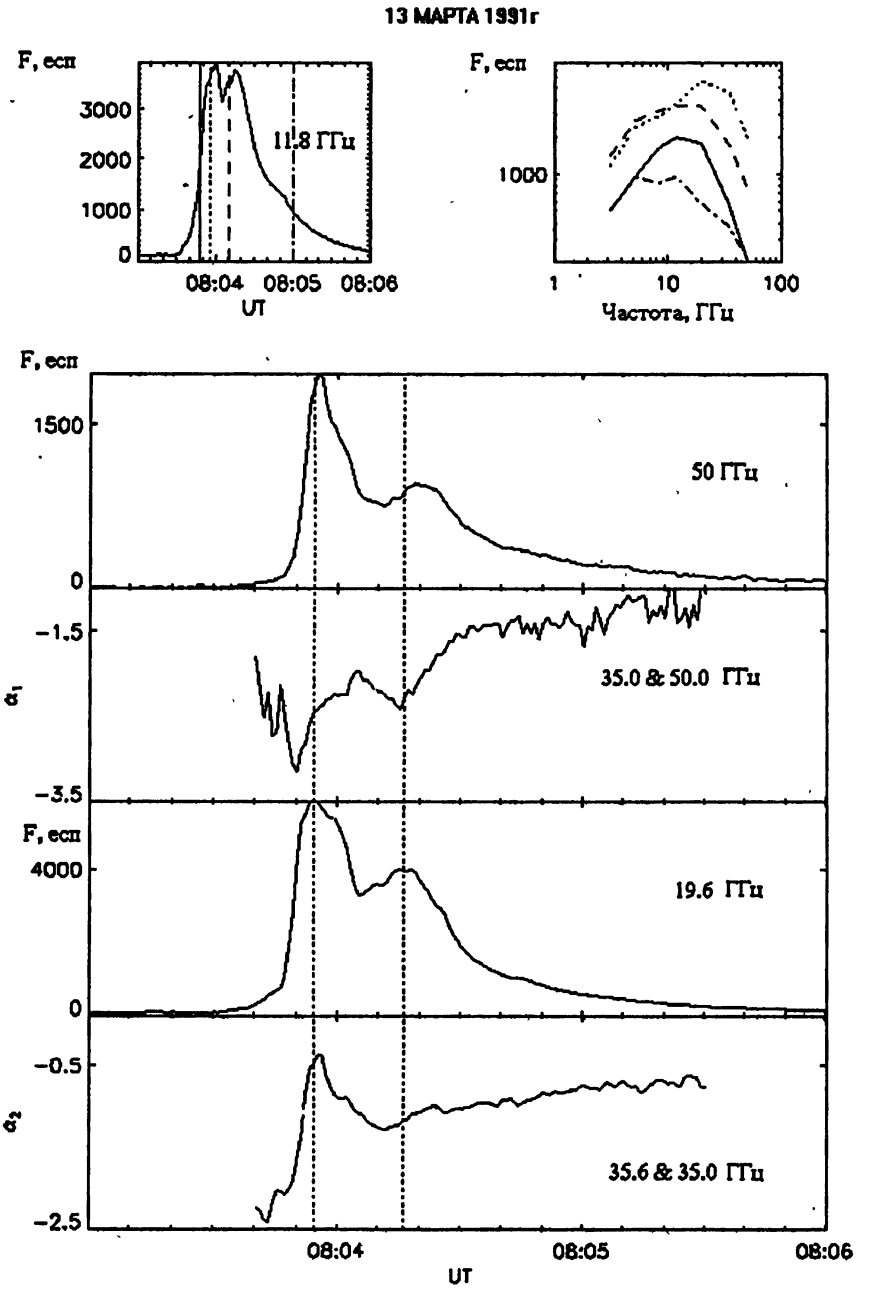


Рис. 3. Спектральные характеристики микроволнового всплеска 13 марта 1991 г.

Длительность этих пиков (на уровне 20% амплитуды) варьировалась в очень широких пределах: от 4 с до 280 с. Сформулированные выше типичные свойства спектральной эволюции наблюдались практически для всех этих событий (их подробный статистический анализ приведен в [17]).

Особо следует отметить, что и задержки, и другие перечисленные выше спектральные свойства наблюдаются и в длительных (типа "gradual"), и в коротких импульсных всплесках.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Обнаруженные при анализе закономерности находятся в хорошем согласии с предсказаниями динамической модели, сделанными во 2-ой части статьи (см. рис. 1–2). В частности, видимое постепенное уплощение оптически тонкого мм-спектра (увеличение α_1) согласуется с ожидаемым увеличением жёсткости энергетического спектра электронов, накапливаемых во вспышечной петле в ходе инжекции. Наблюдаемые задержки максимумов всплесков на более высоких частотах согласуются с тем фактом, что более энергичные электроны имеют большие времена жизни, и что их мгновенное количество в ловушке достигает максимума позднее.

Увеличение спектрального индекса α_2 в интервале частот вблизи $f_l \le f_{max} < f_h$ на фазе роста интенсивности всплеска и, наоборот, его уменьшение на фазе спада также могут быть легко поняты в рамках динамической модели, если мы примем во внимание эффект самопоглощения, который становится существенным ($\tau \sim 1$) на частотах $f \sim f_{max}$. В течение фазы роста интенсивность $S_f(t)$ увеличивается быстрее на более высоких частотах ($f_h > f_{max}$) потому, что а) более энергичные электроны накапливаются эффективнее; б) радиоисточник на этих частотах является оптически более тонким, чем на частотах $f_l \le f_{max}$. Согласно теоретическим расчётам (см. рис. 2) сразу после максимума интенсивности значение α_2 уменьшается, а затем снова увеличивается. Уменьшение α_2 на фазе спада происходит из-за того, что источник излучения на частоте f_h является оптически более тонким, чем на частоте f_l, где $\tau(f_h) \ge 1$, и, следовательно, уменьшение интенсивности излучения от уменьшающегося числа электронов в источнике становится более заметным. Уменьшение α_2 длится до тех пор, пока оптическая толщина не станет много меньше 1 на обеих частотах. После этого динамические эффекты электронного спектра станут доминирующими.

Заслуживает отдельного рассмотрения обнаруженный в данной работе факт независимости характера эволюции частотного спектра в мм-диапазоне от длительности (типа) всплесков. Уплощение спектра на фазе спада наблюдается как для длительных постепенных (Δt — десятки–сотни секунд), так и для коротких импульсных ($\Delta t \le 10$ с) всплесков. Если исходить из того, что уплощение частотного спектра отражает факт увеличения жёсткости энергетического спектра электронов во вспышечной петле, то этот результат не согласуется с поведением спектра жёстких рентгеновских всплесков. Известно [18], что спектры HX-всплесков ведут себя

по-разному в импульсных и постепенных вспышках. Большинство импульсных НХ-всплесков имеют так называемое "soft-hard-soft"-поведение (т.е. увеличение жёсткости спектра на фазе роста, сменяющееся смягчением на фазе спада). Всплески типа "gradual" и всплески, сопровождающиеся гамма-излучением в линиях, характеризуются непрерывным увеличением жёсткости (уплощением) фотонного спектра на всём протяжении всплеска. Последнее согласуется с уплощением мм-спектра на фазе роста и спада интенсивности радиовсплеска, если предположить увеличение жёсткости общего энергетического спектра электронов.

Несоответствие между спектральным поведением импульсных НХ- и микроволновых всплесков, в принципе, может быть обусловлено тем, что эти излучения генерируются электронами с разными энергиями и, соответственно, с отличающимся характером эволюции энергетического спектра. Не исключено, что определённую роль может играть дополнительный процесс преимущественного ускорения высокоэнергичных электронов, протекающий одновременно с основным [18]. В принципе, возможно также объяснение постепенного уплощения частотного спектра в см–мм-диапазоне вкладом тормозного излучения от постепенно наполняющей вспышечную петлю испаряющейся хромосферной плазмы [11]. Следует, однако, отметить, что реализовать столь высокую интенсивность анализируемых в данной работе мм-всплесков ($\geq$ 1000 с.е.п.) можно только при очень большом объёме вспышечной петли, характерном для вспышек типа "gradual"; импульсные же вспышки отличаются компактными источниками, объём которых не позволяет объяснить наблюдаемые интенсивности.

Представленное выше объяснение обнаруженным эффектам на основе простой динамической модели является в определённой степени качественным, так как сама модель предполагает некоторые априорные допущения на величины параметров. Безусловно, для более обоснованных количественных выводов требуется специальное комплексное исследование конкретных событий с полным набором данных об их НХ-, гамма- и см–мм-излучениях. Такой анализ будет представлен в следующей работе.

Данная работа выполнена при поддержке Российской федеральной программы "Астрономия" (грант No.4-87) и Швейцарского национального научного фонда (грант No.042265.94).

ЛИТЕРАТУРА

1. Klein K.-L., Trottet G., Magun A. // Solar Physics, 1986. V. 104. P. 243.
2. Мельников В. Ф. Канд. диссер. — Н. Новгород: НИРФИ, 1990.
3. Bruggmann G., Vilmer N., Klein K.-L., Kane S. R. // Sol. Phys., 1994. V. 149. P. 171.

4. Мельников В.Ф. // Изв. вузов. Радиофизика, 1994. Т.37. С.856.
5. Vilmer N., Trottet G., McKinnon A.L. // Astron. Astrophys., 1986. V.156. P.64.
6. Vilmer N., Kane S.R., Trottet G. // Astron. Astrophys., 1982. V.108. P.306.
7. MacKinnon A.L. // Astron. Astrophys., 1986. V.163. P.239.
8. Мельников В.Ф. // Изв. вузов. Радиофизика, 1997 (в печати).
9. McKinnon A.L., Brown J.C. Trottet G., Vilmer N. // Astron. Astrophys., 1983. V.119. P.297.
10. Herrmann R., Magun A., Costa J.E.R., Correira E., Kaufmann P. // Solar Phys., 1992. V.142. P.157.
11. Chertok I.M., Fomichev V.V., Gorgutsa R.V., Hildebrandt J., Krueger A., Magun A., Zaitsev V.V. // Solar Phys., 1995. V.160. P.181.
12. Kundu M.R., White S.M., Gopalswamy N., Lim J. // Astrophys. J., Suppl. Ser., 1994. V.90. P.599.
13. Stepanov A.V., Urpo S., Zaitsev V.V. // Solar physics, 1992. V.140. P.139.
14. Ramaty R. // Astrophys. J., 1969. V.158. P.753.
15. Takakura T. // Solar Physics, 1972. V.26. P.151.
16. Dulk J.A., Marsh K.A. // Astrophys. J., 1982. V.259. P.350.
17. Melnikov V., Magun A. // Solar Phys., 1997 (in press).
18. Bai T. and Dennis B. // Astrophys. J., 1985. V.292. P.699.
19. Hulot E. et al. // Astron. Astrophys., 1992. V.256. P.273.

Научно–исследовательский
радиофизический институт,
Н. Новгород, Россия;
Институт прикладной физики
Бернского университета, Берн,
Швейцария

Поступила в редакцию
20 июля 1996 г.

THE DYNAMICS OF ENERGETIC ELECTRONS IN A SOLAR FLARE LOOP AND SPECTRAL FLATTENING OF ITS MM- RADIO EMISSION

V.F. Mel'nikov, A. Magun

A comparison of predictions of the dynamic trap-plus-precipitation model of broad-band microwave bursts with empirical data on intensive solar flares at centimeter-millimeter wavelengths is conducted. The main finding of the data analysis and model calculations is the spectral flattening throughout the bursts. This effect occurs always during the decay phase of flux peaks at frequencies well above the spectral peak frequency and is independent of burst duration. For some of the bursts, we have found, that the flux maxima at higher frequencies are delayed in respect to the maxima at lower frequencies. These effects can be interpreted as a consequence of the hardening of the energy spectrum of electrons during the decay phase of a burst.

УДК 523.98; 523.62-726

БЫСТРОДВИЖУЩИЕСЯ ИСТОЧНИКИ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СОЛНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЕ

Д. В. Просовецкий, Б. И. Лубышев, Г. Я. Смольков, Т. А. Тресков, Б. Б. Криссинель, В. Г. Миллер

Статья представляет собой наблюдения необычного явления — быстродвижущихся источников микроволнового излучения, — выполненные на Сибирском солнечном радиотелескопе (ССРТ). Наблюдались два источника характеризуемых следующими признаками: быстрым собственным регулярным движением (с усреднённой скоростью 180–200 км/сек) и длительным существованием. После анализа аппаратурных и искусственных помех делается вывод о солнечном происхождении источников.

1. ВВЕДЕНИЕ

Сибирский солнечный радиотелескоп (ССРТ) был задуман как специализированный инструмент для исследования Солнца, расположенный на долготе, на которой нет крупных радиотелескопов. Он должен был заполнить пробел в интервале наблюдений, который возникал из-за отсутствия крупных инструментов, работающих в сантиметровом диапазоне длин волн между японскими островами и Европой [1, 2].

ССРТ представляет собой взаимно-перпендикулярные линейные интерферометры, расположенные в направлениях E–W и N–S со 128 антеннами в каждом направлении. Диаметры антенн — 2,5 м, расстояние между соседними антеннами — 4,9 м. Общая длина каждого из E–W и N–S интерферометров равна 622,3 м [2]. Наблюдения Солнца на ССРТ производятся регулярно в течение светового дня. Временная разница между соседними сканами колеблется от 2,3 мин. до 12 мин в зависимости от времени дня. Угловое разрешение интерферометра E–W меняется от $\sim$ 15,6″ в полдень до $\sim$ 30″ утром и вечером. Поле зрения ССРТ превышает радиодиаметр Солнца и составляет $\sim$ 70′. С 1992 г. параллельно с многочастотным приёмным устройством ведутся наблюдения на акустооптическом приёмнике (АОП).

При исследовании радиоизлучения Солнца на Сибирском солнечном радиотелескопе были обнаружены источники микроволнового излучения, характеризуемые следующими признаками:

1. Быстрым перемещением относительно обычных источников на Солнце.

2. Длительным существованием (порядка часов).

В данной работе анализируются данные наблюдений двух источников микроволнового излучения. Один источник наблюдался 4 августа 1988 года, второй — 5 апреля 1994 года.

2. СОБЫТИЕ 4 АВГУСТА 1988 ГОДА

В этот день, согласно"Solar Geophysical Data", на видимой стороне Солнца наблюдалось шесть групп пятен. Самая большая группа пятен NOAA/USAF 5092 имела площадь 500–700 м.д.п., остальные имели площади, не превышающие 100 м.д.п. В линии H_α в интересующий нас период были зарегистрированы две вспышки балла SF, космическая обсерватория SMM в 10:46–13:56 UT зарегистрировала слабый выброс корональной материи в северо–восточном квадранте (позиционный угол 83°05′00″, т.е. вблизи экватора) [3]. В метровом диапазоне зарегистрировано несколько кратковременных событий.

Источник был виден уже в начале наблюдений на ССРТ (2:30 UT). В течение дня он значительно перемещался относительно центра скана. К 4:36 UT поток излучения источника стал падать и в 4:36 UT он перестал быть заметен на сканах. В 7:06 UT источник вновь появился. В последний раз источник был виден в конце наблюдений в 9:51 UT.

Имеющиеся данные позволили построить траекторию движения объекта относительно диска Солнца в гелиографической системе координат, которая представлена на рис. 1. Видно, что траектория источника лежит в стороне от активных областей на диске Солнца. В среднем скорость движения источника в проекции на картинную плоскость была равна 200 км/сек.

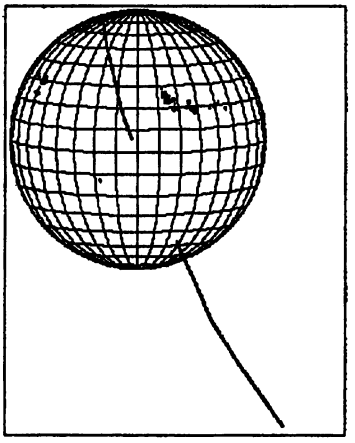


Рис. 1.

На рис. 2 представлен ряд характерных последовательных одномерных распределений радиояркости по источнику за период наблюдений с 3:04 до 3:29 UT. На первых двух изображениях источник имеет простую структуру с одним максимумом. На других изображениях — это более сложная структура с двумя, иногда тремя максимумами разной амплитуды.

Излучение источника было поляризовано по кругу и имело процент поляризации от 20 до 50%. Поведение распределения радиояркости по источнику в поляризованном по кругу излучении не повторяет распределения радиояркости в общей интенсивности в тот же момент времени, но характер распределения остаётся тем же.

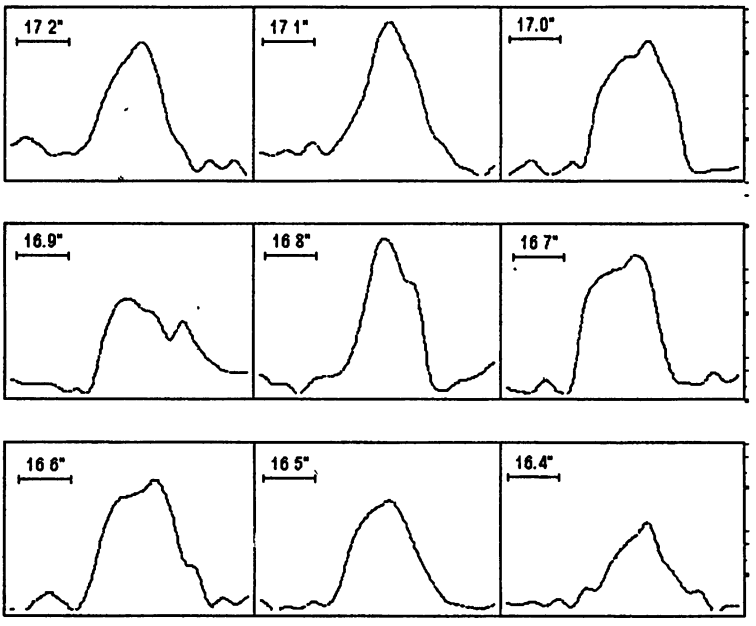


Рис. 2.

3. СОБЫТИЕ 5 АПРЕЛЯ 1994 ГОДА

Согласно "Solar Geophysical Data" в этот день наблюдалась только одна пора площадью 10 м.д.п. вблизи центра диска Солнца (S09 E04). Ни в предыдущие несколько дней, ни в последующие дни на диске Солнца ни групп пятен, ни пор не наблюдалось. По наблюдениям космического аппарата YOHKOH на западном лимбе Солнца вблизи экватора наблюдались две области повышенного мягкого рентгеновского излучения. В линии H_α вспышек зарегистрировано не было. В метровом диапазоне были зарегистрированы два события: одно в 09:53 UT — всплески типа IIIG и второе в 14:55 UT — неклассифицированное необычное кратковременное событие. Можно сказать, что этот день был крайне "спокойным".

Радиоисточники на ССРТ, связанные с областями, излучающими мягкое рентгеновское излучение и видимые на одномерных сканах на западной их стороне, не изменялись в течение дня, но в то же время уже в начале регистрации в 1:10 UT за пределами радиорадиуса Солнца регистрировался источник, который изменял своё положение от скана к скану. В течение примерно пятидесяти минут он удалялся от Солнца и исчез около 2:00 UT. В это же время проводилась регистрация радиоизлучения Солнца с помощью акустооптического приёмника, где так же зарегистрирован данный источник, что показывает присутствие его во всём рабочем диапазоне частот ССРТ.

Проекция траектории источника на диск Солнца показана на рис. 3.

Распределение радиояркости по источнику имело размытую структуру с одним максимумом (см. рис. 4). Характер распределения не изменялся в течение времени видимости объекта, в отличие от события 4 августа 1988 года. Не изменяя видимой структуры источник уменьшался в размерах.

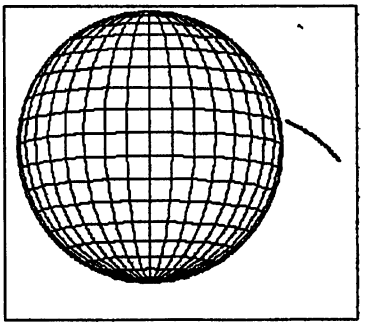


Рис. 3.

В поляризованном излучении объект не был заметен. Средняя скорость передвижения в проекции на картинную плоскость была равна $\sim$ 180 км/сек, что близко к значению скорости для события 4 августа 1988 г.

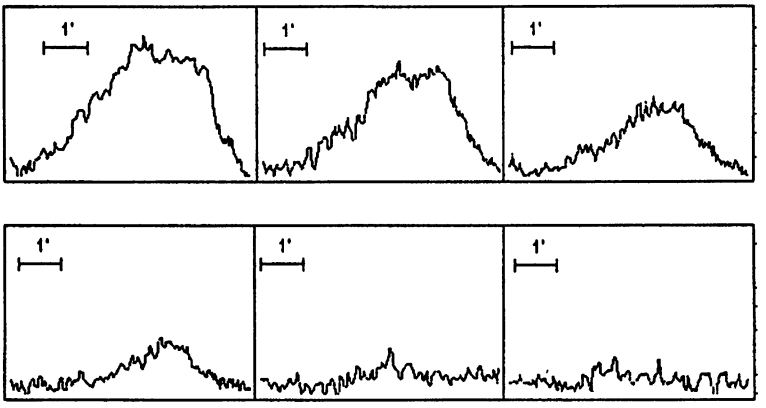


Рис. 4.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Суммируя основные наблюдательные характеристики рассмотренных в работе источников, можно выделить следующие особенности:

1. Источники перемещаются в проекции на диск Солнца со скоростями 180–200 км/сек.

2. Поток радиоизлучения (рис. 5 и 7) и размеры источников (рис. 6 и 8) непрерывно изменяются, притом источник 4 августа 1988 г. имел осцилирующие около среднего уровня изменения, а 5 апреля 1994 г. — квазимонотонное уменьшение потока и размера.

3. Яркостная температура источника 4 августа 1988 г. осциллировала около уровня $1{,}5 \cdot 10^5$ K, а у источника 5 апреля 1994 г. была приблизительно постоянной и равнялась $\sim 1{,}4 \cdot 10^4$ K.

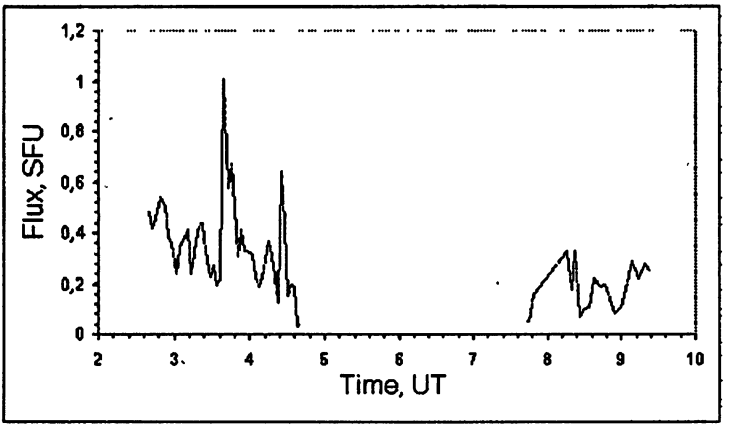


Рис. 5.

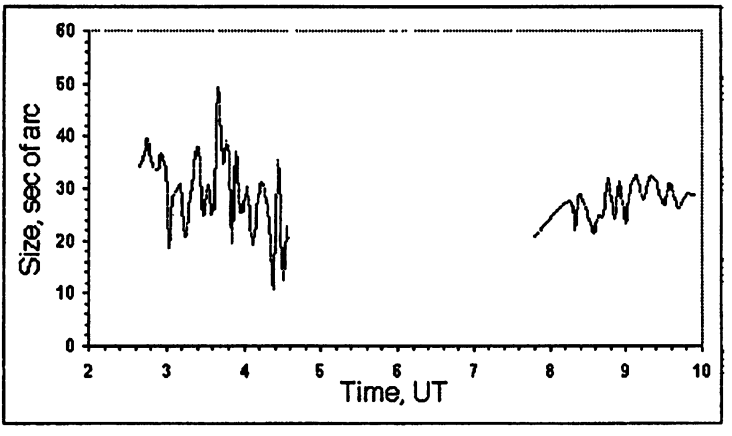


Рис. 6.

4. Излучение источника 4 августа 1988 г. было частично поляризовано по кругу. Степень поляризации составляла $\sim 20 \div 50\%$. Распределение радиояркости поляризованного по кругу излучения по источнику в общих чертах повторяло распределение в общей интенсивности. Знак поляризации не изменялся ни во времени, ни в распределении по источнику. Излучение источника 5 апреля 1994 г. было не поляризовано.

5. Форма распределения радиояркости по источнику 4 августа 1988 г. изменялась со временем. Угловой размер источника 5 апреля 1994 г. непрерывно уменьшался (рис. 8), а интенсивность излучения падала. Форма распределения радиояркости по источнику не изменялась за время наблюдения.

6. Источник 4 августа 1988 г. исчезал с 4:36 по 7:06 UT. После повторного его появления он обладал теми же характерными свойствами, что и

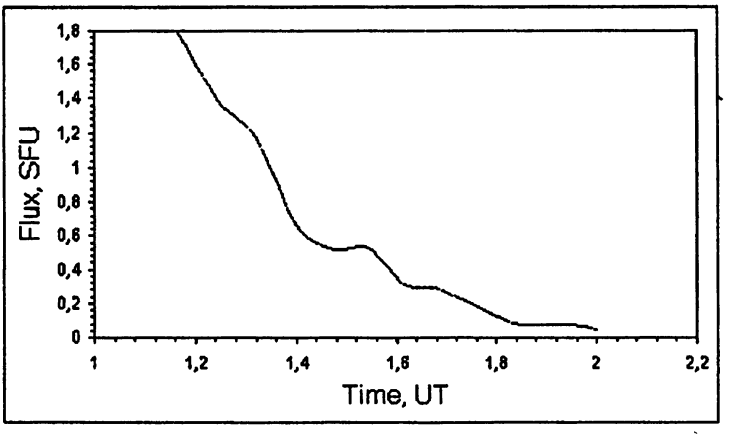


Рис. 7.

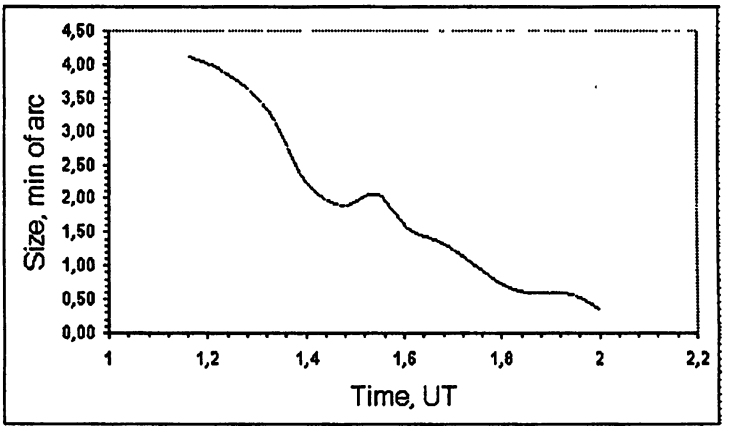


Рис. 8.

до исчезновения.

7. По имеющимся данным оба явления не имели геоэффективных последствий.

Анализ показал, что для данных случаев исключается возможность проявления инструментальных эффектов, искусственных помех или регистрация несолнечных астрономических объектов.

Мы предполагаем, что данные источники имеют солнечное происхождение. Яркостные температуры, скорости движения и траектории источников показывают, что, возможно, с помощью ССРТ были зарегистрированы уединённые волны (солитоны). Другое вероятное предположение — объект может оказаться выбросом плазмы с вмороженным в неё магнитным полем, на это указывает высокая яркостная температура источников, а также поляризованное по кругу излучение, в случае ис-

точника 4 августа 1988 г. Учитывая изменение характера распределения радиояркости по источнику (рис. 2) объект должен вращаться.

Оба источника наблюдаются в периоды пониженной солнечной активности. Возможно, что именно пониженный уровень солнечной активности и способствует появлению этих необычных явлений, когда открываются крупномаштабные магнитные поля на Солнце. Подробный теоретический анализ существования подобных типов источников предполагается сделать позднее, когда будет накоплен более обширный наблюдательный материал.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке фондов "Астрономия" и РФФИ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гельфрейх Г. Б., Корольков Д. В., Смольков Г. Я., Тресков Т. А. — В сб.: Результаты наблюдений и исследований в период МГСС. Сибирь и Дальний восток. — М.: Наука, 1967. Вып. 4. С. 168.
2. Смольков Г. Я., Тресков Т. А., Криссинель Б. Б., Потапов Н. Н. — В сб.: Исследования по геомагнетизму ионосфере и физике Солнца. — 1983. Вып. 64. С. 130.
3. Burkepile J. T., Cyr O. C. St. // NCAR Tecnical Note, NCAR/TN-369+STR. — Boulder: High Altitude Observatory, NCAR, January 1993. P. 1.

Институт солнечно-земной физики, Сиб. отд. РАН, Иркутск, Россия

Поступила в редакцию 20 июля 1996 г.

FAST-MOVING RADIO SOURCES IN THE SOLAR ATMOSPHERE

D. V. Prosovetsky, B. I. Lubyshev, G. Ya. Smolkov, T. A. Treskov, B. B. Krissinel, and V. G. Miller

This paper presents the observations of an unusual phenomenon, namely, fast-moving microwave emission sources, as made at the Siberian solar radio telescope (SSRT). There are two cases, where radio sources have two properties in common: a fast proper regular motion (the average velocity about 180–200 km/s) and long duration existance. By analysing instrumental and artificial interferences, it is assumed, that the sources described herein have a solar origin.

УДК 523.62-726

ДОЛГОВРЕМЕННАЯ ЭВОЛЮЦИЯ ПЕРЕХОДНОЙ ОБЛАСТИ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

Н. А. Лотова, К. В. Владимирский, О. А. Корелов

Представлены результаты наблюдений рассеяния радиоволн на околосолнечной плазме с использованием нескольких естественных источников одновременно. По данным о радиальной зависимости рассеяния восстановлены очертания внутренней и внешней границ переходной области солнечного ветра, построены радиокарты — двумерные отображения переходной области, позволяющие проследить изменения струйной структуры потоков солнечного ветра в ходе 11-летнего цикла солнечной активности. Результаты радиоастрономических наблюдений 1989–1994 гг. в сопоставлении с наблюдениями оптической солнечной короны указывают на основную роль процессов, происходящих в непосредственной близости к поверхности Солнца, в формировании сверхзвукового солнечного ветра.

1. ВВЕДЕНИЕ

Работа посвящена исследованию эволюции структуры течения межпланетной околосолнечной плазмы в области формирования сверхзвукового потока солнечного ветра, на радиальных расстояниях порядка 10–40 солнечных радиусов от Солнца. Необходимость детального исследования этой структуры выяснилась далеко не сразу после самого открытия истечения вещества из верхних слоев атмосферы Солнца в межпланетное пространство. Принятая в ранних теоретических исследованиях [1] картина квазирадиального сферически симметричного течения подверглась значительным изменениям в результате обширных исследований с использованием радиотелескопов и систем космической связи. Выяснилось, что в околосолнечной плазме отклонения от симметрии течения очень велики, неоднородности потока сравнимы со средними величинами, ускорение плазмы и переход через скорость звука происходят в протяжённой области, переходной области солнечного ветра [2–3]. Между дозвуковым потоком вблизи Солнца и сформировавшимся сверхзвуковым потоком лежит протяжённая область смешанного течения [4], в которой сосуществуют и взаимодействуют дозвуковые и сверхзвуковые потоки плазмы. Известная из теории неустойчивость таких течений согласуется с основным результатом измерений, проведённых методом просвечивания — переходная область обнаруживается как область повышенного рассеяния радиоволн.

2. НАБЛЮДЕНИЯ РАССЕЯНИЯ РАДИОВОЛН

На крупных радиотелескопах Физического института им. П. Н. Лебедева РАН, г. Пущино, регулярно проводятся наблюдения рассеяния радиоволн на околосолнечной плазме с использованием естественных источников, квазаров и мазерных источников линии водяного пара. Методика наблюдений и обработки данных опубликована ранее [5–6]. Получаемая в длительных сериях ежедневных наблюдений радиальная зависимость рассеяния позволяет локализовать переходную область, определить внутреннюю и внешнюю её границы. Определение положения внутренней границы переходной области облегчается существованием эффекта предвестника переходной области — узкой области резко сниженного рассеяния, предшествующей возникновению повышенного рассеяния, характеризующего переходную область [7–8]. Наблюдения охватывают область радиальных расстояний 5–60 солнечных радиусов и, таким образом, полностью включают расстояния от 10 до 40 солнечных радиусов, в которых независимо от фазы солнечного цикла сосредоточены основные процессы ускорения солнечного ветра. Начиная с 1987 года проводятся одновременные или в близкие сроки наблюдения нескольких источников, проходящих вблизи Солнца на различных гелиоширотах. Эти наблюдения позволили построить радиокарты переходной области, двумерные отображения её формы, позволяющие изучить изменения крупномасштабной структуры течения околосолнечной плазмы в ходе 11-летнего цикла. На рис. 1(а-е) представлены результаты наблюдений 1989–1994 гг. Использованы наблюдения квазаров 3C2 и 3C5, проходящих вблизи Солнца в марте (треугольники), компактного источника в Крабовидной туманности 3C144 и квазаров 3C133, 3C152, 3C154, 3C162, 3C166, 3C172, 3C192, 3C208, 3C212, 3C215, 3C225, 3C228, проходящих в июне и августе (кружки), квазаров 3C273, 3C275, 3C279, проходящих в октябре (квадраты), мазерных источников GGD4, S252A, – в июне, и W31(2), IRC-20431 – в декабре (ромбы). Заштрихована переходная область.

3. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ НАБЛЮДЕНИЙ

Представленные на рис. 1 результаты наблюдений охватывают год максимума солнечной активности и близкие к нему по уровню активности 1990 и 1991 гг., последующие годы спада и близкий к минимуму активности год 1994. Первые три радиокарты рис. 1(а-в) показывают изрезанную, но в целом близкую к сферически-симметричной форму переходной области. Характерно также для фазы максимума солнечной активности более удалённое от Солнца положение переходной области. В годы спада активности (1992–1994) переходная область приобретает сплюснутую у полюсов, простирающуюся вдоль плоскости экватора форму, одновременно наблюдается уменьшение расстояния переходной области от

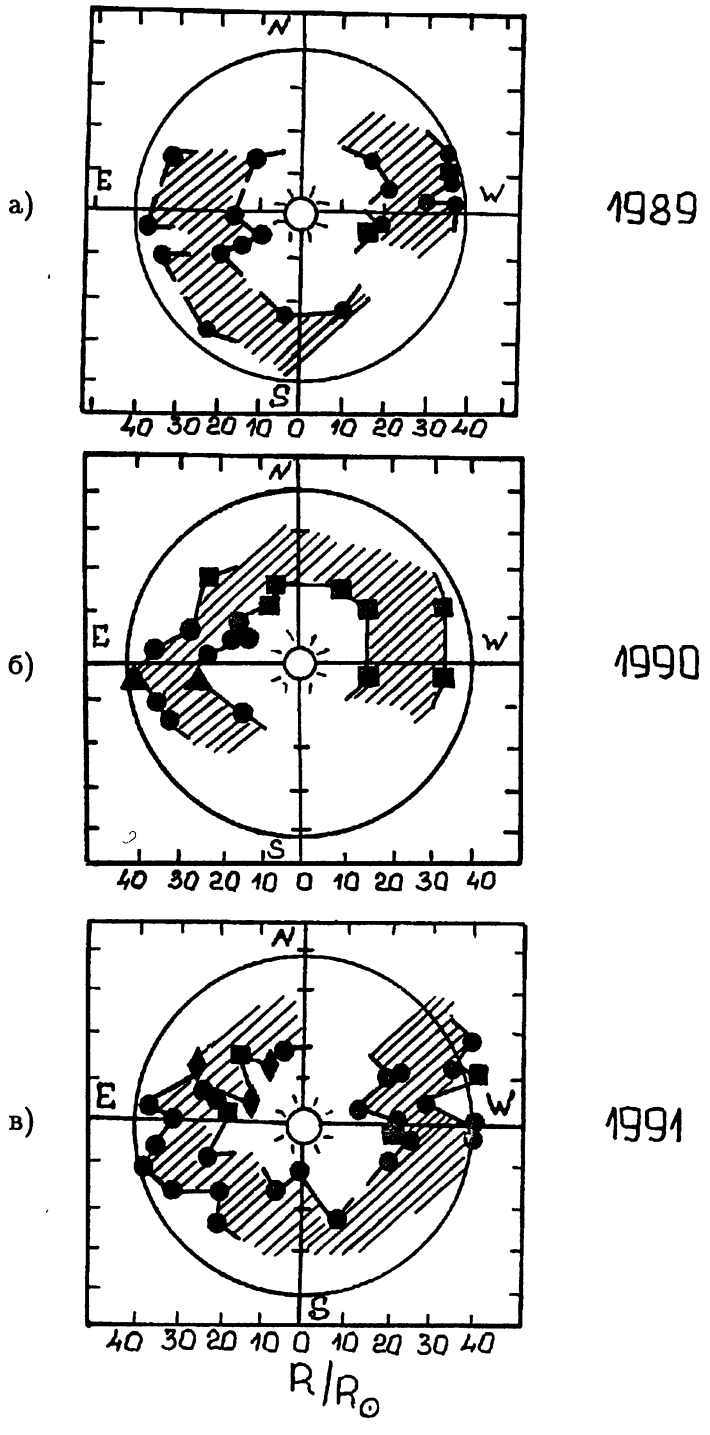


Рис. 1(а–в). Радиокарты переходной области солнечного ветра.

Солнца, она расположена, в основном, в зоне от 10 до 20 солнечных радиусов. Предварительные результаты наблюдений, проведённых в году глубокого минимума солнечной активности (1995), говорят о том, что здесь эти тенденции проявятся в полной мере. Можно отметить также, что приближение переходной области к поверхности Солнца сопровождается уменьшением её ширины; сохраняется приближённое равенство ширин области дозвукового течения и переходной, что, по-видимому, связано с изменениями общей интенсивности процессов ускорения.

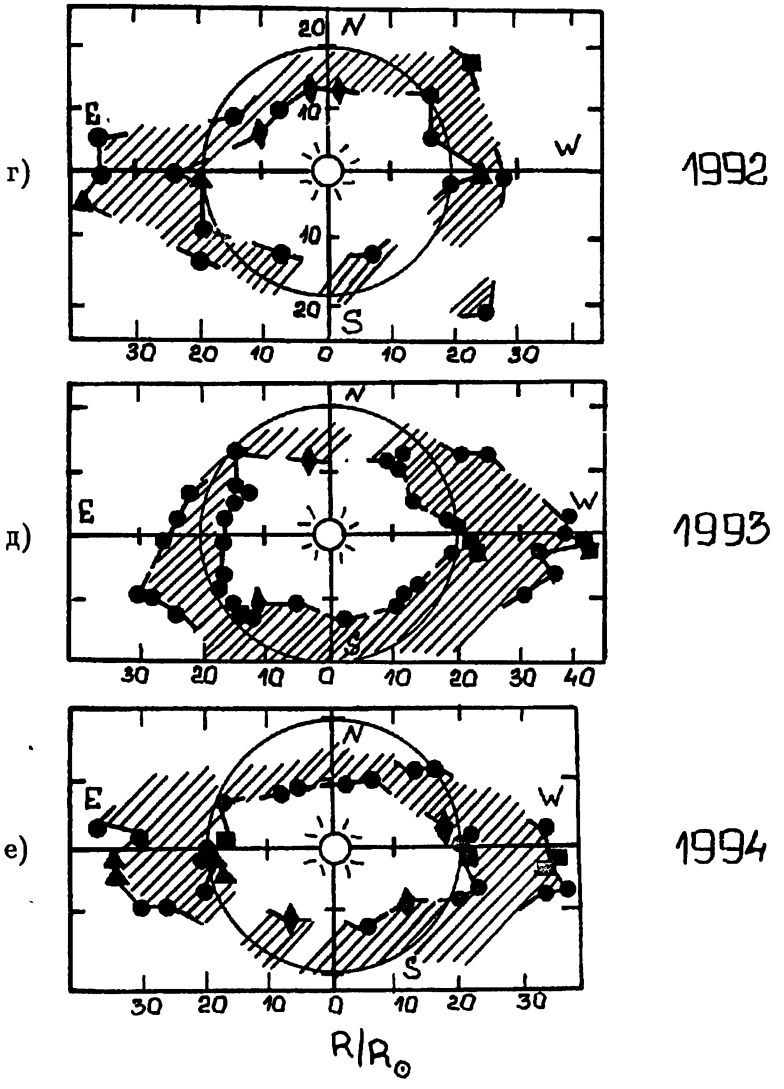


Рис. 1(г–е). Радиокарты переходной области солнечного ветра.

Сравнение радиокарт, рис. 1(а-е), с изменениями формы солнечной короны, наблюдаемой оптическими методами [9–12], позволяет заключить,

что изменения общей конфигурации течения околосолнечной плазмы в ходе 11-летнего цикла происходят одновременно на всём протяжении области, в которой формируется сверхзвуковой поток солнечного ветра, — от дозвукового течения в непосредственной близости от поверхности Солнца до расстояний R порядка 40 солнечных радиусов, где существует уже сформировавшийся сверхзвуковой поток. Результаты наблюдений свидетельствуют, таким образом, о существовании единого механизма ускорения околосолнечной плазмы, действующего в широком диапазоне радиальных расстояний, а также об определяющей роли начальных условий процесса ускорения — параметров плазмы в дозвуковой области, непосредственно примыкающей к поверхности Солнца. Об этом же говорят и обнаруженные ранее корреляционные связи значений параметров околосолнечной плазмы, относящиеся к различным этапам процесса ускорения [13], а также сопоставление долговременных изменений представленных на рис. 1(а-е) результатов радиоастрономических наблюдений с проводившимися в те же годы исследованиями геометрии магнитных полей и токовых слоев в околосолнечном пространстве [14–15]. Наряду с этими изменениями, структура переходной области, представленная радиокартами, рис. 1, сохраняет черты, говорящие о неизменности основных механизмов ускорения солнечного ветра. Очертания внешней границы переходной области в значительной мере повторяют очертания внутренней. Это указывает на существование мощной струйной структуры течения, которая изменяется во времени, но существует постоянно, независимо от фазы 11-летнего цикла — вывод весьма существенный, принимая во внимание, что большая часть теоретических моделей процессов ускорения околосолнечной плазмы основана на предположении о сферической симметрии течения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Государственной программы "Астрономия", грант № 4-151.

ЛИТЕРАТУРА

1. Parker E.N. // Astrophys. Journ., 1958. V.128. P.664.
2. Lotova N.A., Blums D.F., Vladimirskii K.V. // Astron. Astrophys., 1985. V.150. P.266.
3. Лотова Н.А. // Геомагн. и аэрон., 1986. Т.26. № 3. С.369.
4. Чаплыгин С.А. — В кн.: Гидродинамика. Аэродинамика. Собр. соч. — М.–Л.: Гос. изд-во техн.–теорет. литературы, 1948. Т.2. С.19.
5. Лотова Н.А., Юровская И.Ю., Писаренко Я.В., Берд М.К. и др. // Астрон. журн., 1992. Т.69. № 1. С.173.
6. Лотова Н.А., Алексеев Ю.И., Нагелис Я.В. // Кинемат. и физика небесных тел, 1987. Т.3. № 4. С.70.

7. Лотова Н. А., Писаренко Я. В. // Геомагн. и аэроном., 1990. Т. 30. № 4. С. 545.
8. Лотова Н. А., Корелов О. А., Писаренко Я. В. // Геомагн. и аэрон., 1992. Т. 32. № 3. С. 78.
9. Sime D. G., Fisher R. R., Mickey D. L. // Astrophys. Journ., 1988. V. 333. P. L103.
10. Гуляев Р. А., Филиппов Б. П. // ДАН, РАН. 1992. Т. 322. С. 268.
11. Koutchmy S., Altrock R. C., Darvann T. A. et al. // Astron. Astophys. Suppl. Ser., 1992. V. 96. P. 169.
12. Gulyaev R. A., Molodensky M. M. // Rev. Acad. Nac. Cienc. Bolivia, 1995. № 69. P. 11.
13. Лотова Н. А., Владимирский К. В., Юровская И. Ю., Корелов О. А. // Астрон. журн., 1995. Т. 72. № 5. С. 757.
14. Hoeksema J. T. // Space Sciences Rev., 1995. V. 72. № 12. P. 137.
15. Куклин Г. В., Обридко В. Н. // Изв. РАН, сер. физич., 1995. Т. 59. № 7. С. 12.

Институт земного магнетизма,
ионосферы и распространения
радиоволн РАН;
Физический институт
им. П. Н. Лебедева РАН;
Научно–исследовательский
радиофизический институт;
Россия

Поступила в редакцию
1996 г.

LONG-TERM EVOLUTION OF THE SOLAR WIND TRANSITION REGION

N. A. Lotova, K. V. Vladimirskii, O. A. Korelov

The results of the near-solar plasmas radio wave sounding using simultaneously several natural sourses are presented. Outlines of the inner and outer boundaries of the solar wind transition region are derieved from the radial dependence of the scattering. Radio maps, two-dimentional representations of the transition region are constructed, which makes it possible to trace the evolution of the solar wind stream structure in the course of the 11-year cycle. The results of the 1989–1994 radioastronomical observations combined with the optical corona data give an indication of the dominant role of phenomena arising in the immediate vicinity of the solar surface in the subsonic solar wind formation.

УДК 523.98

АНАЛИЗ ПРОТОННЫХ СОБЫТИЙ ОТ ДОЛГОЖИВУЩИХ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ, СОПРОВОЖДАЕМЫХ ВСПЛЕСКАМИ ДЛИННОВОЛНОВОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ

Н. Н. Володичев, В. П. Григорьева, В. С. Прокудина

По данным измерений с ИСЗ "Прогноз-8" анализируются протонные события, сопровождаемые всплесками гектометрового радиоизлучения. Потоки протонов с энергией $E > 100$ МэВ и $E > 500$ МэВ регистрировались от мощных вспышек в апреле–мае 1981 г., развивавшихся в группах пятен большой площади, которые существовали на Солнце в течение двух кэррингтоновских оборотов.

В данной работе приводятся результаты одновременных наблюдений высокоэнергичных протонов и всплесков километрового радиоизлучения, зарегистрированных на ИСЗ "Прогноз-8" в период высокой солнечной активности в апреле-мае 1981 г.

Потоки протонов измерялись в диапазоне энергий $E > 100$ МэВ и $E > 500$ МэВ черенковским и сцинтилляционным счётчиками. Перечень основных событий приводится в Каталоге [1].

Всплески гектометрового радиоизлучения в диапазоне частот 2160–114 кГц солнечного и магнитосферного происхождения регистрировались с помощью 10-канального радиометра.

Почти все мощные протонные события сопровождались всплесками длинноволнового радиоизлучения III и SA типа, которые генерировались во время хромосферных вспышек и детально описаны в работе [2]. Следует отметить, что события с энергией протонов $E > 100$ МэВ и > 500 МэВ наблюдаются реже, чем протонные события с $E > 10$ МэВ, которые обычно приводятся в каталогах [3].

Все анализируемые нами события с высокоэнергичными протонами и гектометровыми радиовсплесками были связаны с мощными вспышками, которые развивались в активных областях (АО) со сложной магнитной структурой и большими площадями пятен [4, 5, 6]. Активные области, в которых наблюдались протонные вспышки, существовали более двух оборотов, т.е. были долгоживущими. Характерные особенности этих групп пятен, выявленные на основе анализа магнитограмм за несколько оборотов, обсуждаются в работе [7].

Как следует из анализа синоптических карт Солнца, на каждом из оборотов существовали протяжённые комплексы активных областей, центры

которых были расположены на активных долготах L = 320°, 236° и 150°.

Данные об активных областях, для которых была характерна высокая хромосферная и корональная активность, приводятся в таблице для каждого из трёх кэррингтоновских оборотов No 1707–1709. Из рассмотрения таблицы следует, что например, мощная группа пятен No 154–157 (ЦМ 8.IV, 7° N, 314° L), в которой развивалась протонная вспышка 10.IV.1981 г. балла 3B/X2 с гамма-всплеском (нумерация приводится по [6]), имела своим продолжением на следующем обороте No 1708 распадающуюся активную область No 196-201 (ЦМ 5.V, 5–15° N, 315° L), с которой было связано мощное протонное событие 10.V.1981 г.

Долгота	№ оборота	№ АО	ЦМ	φ, L	S_{max}	Вспышки балла > 2B	Радиовсплески ($\lambda \sim$ км)
320°	1707	154–157	8.IV.1981	7° N, 314°	1290 м.д.п.	8 и 10.IV	8 и 10.IV
	1708	196–201	5, 3.V	5–15°N, 315°	590 м.д.п.	4, 5 и 10.V	4, 5 и 10.V
	1709	241	1.VI	–	140 м.д.п.	–	–
236°	1707	163–165	14.IV.1981	14° N, 236°	1283 м.д.п.	8.IV	8.IV
	1708	212	11, 8.V		620 м.д.п.	8, 9 и 10.V	8 и 10.V
	1709	–	7.VI		100 м.д.п.	–	–
150°	1707	177–179	20.IV.1981	13° N, 151°	1499 м.д.п.	24, 26, 27, 28 и 30.IV	24, 28 и 30.IV
	1708	221–226	17.V	12–14°N, 150°	1306 м.д.п.	13, 14, 15 и 16.V	13, 14 и 16.V
	1709	251	12.VI		150 м.д.п.	–	–

Аналогичным образом, на активной долготе 150 выделялась группа пятен No 177-179 (ЦМ 20.IV, 13° N, 151° L). В апреле на обороте No 1707 она имела большую площадь и характеризовалась высоким уровнем хромосферной и корональной активности, о чём свидетельствует серия мощных вспышек, наблюдавшихся 24, 26, 27, 28 и 30.IV.1981 г., и среди которых события 24, 28 и 30.IV отмечены как протонные.

На следующем обороте No 1708 в мае в остатках распадающейся активной области No 221-226 (ЦМ 17.V), имеющей ещё достаточно большую площадь, продолжали наблюдаться мощные вспышки 13, 14, 15 и 16.V.1981, некоторые из которых были протонными. Однако энергия протонов, например в событии 16.V.1981 г., по-видимому, не превышала 100 МэВ. Кроме того, все вспышки в области No 221-226 развивались в восточной полусфере, вследствие чего потоки высоко энергичных протонов были ослаблены или не были зарегистрированы вообще. В июне 1981 г. на следующем обороте No 1709 все активные области, в которых ранее, в апреле–мае 1981 г. наблюдались мощные протонные вспышки, распались, и их площадь не превышала 150 м.д.п. Хромосферная активность проявлялась лишь в появлении слабых вспышек [5], а высокоэнергичные протоны не были зарегистрированы.

Что касается всплесков длинноволнового радиоизлучения, наблюдаемых в течение июня 1981 г., то они не были связаны с активностью анализируемых выше распавшихся групп пятен. Их появление было обусловлено возникновением новых групп пятен в южном полушарии (АО No 264, ЦМ 17.VI, 111° L, S_{max} = 530 м.д.п.) и появлением группы пятен большой площади в северном полушарии (АО No 270, ЦМ 25.VI, 50° L, S_{max} = 1830 м.д.п.). Однако от вспышек, наблюдавшихся в этих областях, высокоэнергичные протоны не были зарегистрированы на ИСЗ "Прогноз-8".

Таким образом, протонные события наблюдались только от вспышек, развивавшихся в группах пятен с большой площадью и сложным магнитным полем, существовавших в течение двух кэррингтоновских оборотов (No 1707 и 1708). Однако, когда активные области распались, протоны с энергиями $E > 100$ МэВ и $E > 500$ МэВ не были измерены, т.е. отсутствовали.

Длительность распространения протонов к Земле можно оценить, зная время прихода частиц к Земле и определив момент выхода протонов (электронов) из активной области на Солнце, используя данные наблюдений радиовсплесков в диапазоне частот 2160–114 кГц [8]. Как правило, от западных событий эта величина составляет 20–30 мин. От восточных событий высокоэнергичные протоны не были зарегистрированы.

С долгоживущими активными областями были связаны протяжённые магнитные структуры, которые, по-видимому, существовали более двух оборотов. ИСЗ "Прогноз-8" мог пересекать эти структуры вблизи орбиты Земли. По длительности регистрации потоков протонов порядка нескольких часов можно оценить размеры этой структуры L≅ 2,5 млн. км, масштаб тонкой структуры соответствует величине 25–30 тыс. км [9].

ЛИТЕРАТУРА

1. Братолюбова-Цулукидзе Л. С., Володичев Н. Н., Нечаев О. Ю., Ташлыкова Л. Г., Шаврин П. И. Среднечасовые скорости счёта сцинтилляционно-черенковского детектора в межпланетном пространстве по данным спутника "Прогноз-8" // Материалы Мирового Центра Данных Б. — М.: Межведомственный Геофизический Комитет, 1987.
2. Григорьева В. П., Прокудина В. С. // Космические исслед. 1988. Т. 26. С. 900.
3. Солнечные протонные события. Каталог 1980–1986. Материалы Мирового Центра Данных Б. / Базилевская Г. А., Вашенюк Э. В., Ишков В. Н., Мирошниченко Л. И. и др. — М., 1990.
4. // Космические данные. 1981. № 4–5.
5. // Solar-Geophysical Data. 1981. № 474, 475. — Boulder Colorado.
6. // Солнечные данные. 1981. № 4–6.

7. Головко А. А. // Исслед. геомагн. аэроном. 1982. Т. 85. С. 121.
8. Володичев Н. Н., Григорьева В. П., Прокудина В. С. // Астрон. циркуляр. 1987. № 1481. С. 1.
9. Володичев Н. Н., Григорьева В. П., Прокудина В. С. // Астрон. циркуляр. 1988. № 1526. С. 17.

Научно–исслед. ин-т ядерной физики им. Д. В. Скобельцина МГУ;
Государственный астрономический ин-т им. П. К. Штернберга МГУ;
Россия

Поступила в редакцию
14 мая 1996 г.

THE ANALYSIS OF PROTON EVENTS FROM THE LONG-LIVED ACTIVE REGIONS ACCOMPANIED BY THE HECTOMETRIC RADIO BURSTS

N. N. Volodichev, V. P. Grigorjeva, V. S. Prokudina

Proton events accompanied by the hectometric radio bursts have been analyzed from the data of observations by"Prognoz-8". The proton fluxes with energies $E > 100$ MeV and > 500 MeV have been registered during the April-May 1981 from the power flares, developing at the large sunspot groups which existed on the Sun during two solar rotations.

УДК 523.164:523.7

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЙ СОЛНЦА В СЛУЧАЕ СЛАБОГО ЗАПОЛНЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНОЙ ПЛОСКОСТИ МЕТОДОМ ПРОЕКЦИИ НА ВЫПУКЛЫЕ МНОЖЕСТВА

Б. Б. Криссинель, С. М. Кузнецова, А. Г. Обухов, Г. Я. Смольков

Работа посвящена проблеме восстановления изображения Солнца при синтезе карт радиояркости при неполном заполнении спектральной области (Фурье-данные ограничены конусом с углом значительно меньше 180 град.). Реконструкция изображения проводилась на основе метода проекции на выпуклые множества (ПЗВМ). Приведены краткие теоретические выкладки, послужившие основой данного метода, дана сравнительная характеристика с методом CLEAN. Приведены результаты его работы на модельных данных и на реальных (восстановление радиоизображения Солнца, полученного в режиме ножевых диаграмм работы ССРТ).

Существующие цифровые методы восстановления многомерных сигналов по их проекциям распадаются на два основных класса: восстановление в нормальном пространстве сигналов и восстановление в пространстве Фурье-спектров. Однако, независимо от того, в каком пространстве происходит восстановление, чаще всего используют важную теорему о проекциях и сечениях. Интересно отметить, что впервые проблемы восстановления эту теорему применил Брэйсуэлл для построения радиоизображения Солнца при сканировании радиотелескопа с веерным лучом [1], алгоритм был реализован в пространстве Фурье-спектров. Позднее Бресуэл и Риддл предложили модифицированный алгоритм [2], который, хотя и был основан на той же теореме о проекциях и сечениях, но в основном был реализован в пространстве сигналов.

Ряд интересных подходов к решению проблемы восстановления основано на применёнии итерационных алгебраических методов, реализуемых в сигнальном пространстве, в спектральном [3], а также в той и другой области одновременно. Метод проекций на замкнутые выпуклые множества (ПЗВМ) относится к последним. Этот метод является необычайно успешным, поскольку он позволяет достаточно легко учитывать априорную информацию. Ввод в общую структуру итерационного алгоритма нелинейных ограничений делает его нелинейным, что позволяет экстраполировать спектр. Задача реконструкции изображения по ограниченным данным (в частности, задача с ограниченным углом) тесно связана с задачей восстановления пространственно ограниченного объекта по его частично известному Фурье-образу. Следовательно, эта задача может быть

решена при помощи многочисленных методов экстраполяции в частотной области (метод максимальной энтропии, максимального правдоподобия, минимальной дисперсии и т.п.) [4].

Один из новейших алгоритмов основан на использовании линейных операторов бесконечной размерности и обобщённых скалярных произведений, при этом получают замкнутую форму решения для псевдоинверсного оператора и итерационные алгоритмы, основанные на методах последовательных приближений, скорейшего спуска и сопряжённых градиентов [5]. Близкие подходы к задаче с ограниченными данными основываются на Байесовских методах [6], а также на выпуклом проецировании [7, 8]. Последний является наиболее успешным и общим, который нашёл применение во многих практических задачах [9].

Общая оценка устойчивости решения задачи с незаполненным спектром исследована Ф. Наттерером на основе асимптотических свойств сингулярных чисел [10], который показал, что данная задача является сильно некорректной. В работах же Юлы и Старка было доказано, что введение априорной информации позволяет существенно уменьшить эту некорректность [9]. Исходя из выше изложенного, при построении синтезированной карты Солнца мы остановились на методе ПЗВМ.

Насколько известно, впервые в радиоастрономии создана система математической обработки радиоизображений Солнца на основе этого метода.

При построении радиоизображения Солнца на Сибирском солнечном радиотелескопе [11] (ССРТ) при наблюдениях с ножевой диаграммой направленности на основе метода компьютерной томографии в случае слабого заполнения U–V плоскости, синтезированная диаграмма приобретает сложную многолепестковую структуру [12]. Поэтому полученная карта радиоизображения Солнца существенно искажается.

Для коррекции радиокарты на современных радиоинтерферометрах (например, VLA) в систему обработки радиоастрономической информации (AIPS), как правило, применяются стандартные методы "чистки" или ММЕ (метод максимальной энтропии), которые не лишены недостатков. Метод "чистки" позволяет достаточно простыми итерационными процедурами избавить изображение от боковых лепестков, не расширяя при этом спектральную область. В свою очередь ММЕ, хоть и позволяет производить экстраполяцию, но он очень трудоёмок за счёт нелинейности алгоритма. Предлагаемый метод объединяет достоинства этих двух методов, а именно — простоту реализации и возможность экстраполяции спектра с учётом априорной информации.

Приведём основные выдержки из работ основоположников метода ПЗВМ Л. М. Бергмана [13], Л. Г. Губина [14], Д. Юлы [7], Г. Старка [9].

Пусть нам необходимо найти неизвестную функцию f как лежащую на пересечении $E_0 = \bigcap_{i=1}^{m} E_i$ хорошо обусловленных замкнутых выпуклых множеств E_i, $i = 1, \ldots, m \subset H$, где H — Гильбертово пространство. Пусть $T{:}E \to E{:}T = P_m P_{m-1} \cdots P_1$, где P_i — набор проектирующих операторов на соответствующие множества E_i, $i = 1, \ldots, m$.

Имеет место следующая теорема, которая и даёт необходимые и достаточные условия сходимости метода: любого из двух условий (1) или (2), приведённых ниже, достаточно, чтобы гарантировать сильную сходимость последовательности $\{T^n x\}$ к её слабому пределу x^*:

1. Наименьшее из множеств E_i является однородно-выпуклым и не содержит x^* в своей внутренности.

2. Для некоторого α, $1 \le \alpha \le m$, множество пересечений $E_\alpha \bigcap \left[\bigcap_{i \ne \alpha}^{m} E_i\right]^0$ не пусто.

Данная теорема не перекрывает утверждения о линейных многообразиях: если всякое множество E_i является линейным многообразием, $i = 1, \ldots, m$, если пересечение E_0 этих многообразий не пусто, то последовательность $\{T^n x\}$ сходится сильно к $P_0 x$ для всякого $x \in H$.

Вернёмся теперь в свете этой теории к постановке нашей задачи. Нам необходимо восстановить функцию радиояркости Солнца $f(x)$ такую, что $f(x) \in L_{2\times 2}(\Omega)$ (где $L_{2\times 2}(\Omega)$ — пространство квадратично интегрируемых функций на области $\Omega \subset R^2$) и обладает следующими свойствами:

1. $f(x,y) = \begin{cases} 0, & \rho(x,y) > R_\odot, \\ g(x,y), & \rho(x,y) \le R_\odot, \end{cases}$ $R_\odot$ — радиорадиус Солнца.

Множество таких функций является замкнутым линейным многообразием (ЗЛМ) без внутренности.

2. Функция должна принимать предписанные значения $G(u,v)$ на замкнутой области $Z \subset \Omega$. Область определяется, исходя из неполноты обзора данных радиоизображения, зависящего от времени года. Данное множество функций также является ЗЛМ.

3. $f(x,y) \ge 0$ при $x, y \in \Omega$. Это ограничение на неотрицательность решения вытекает из соображения о положительности интенсивности. В [6] показано, что данное множество функций представляет из себя выпуклый конус.

4. $\iint_\Omega |f(x,y)|^2 \, dx dy \le E = \rho^2$, где ρ^2 — квадрат общего потока интенсивности; данное ограничение справедливо только в случае, когда на Солнце нет быстропротекающих процессов. Выпуклость и замкнутость этого множества функций очевидна.

5. $f(x,y) \ge Q - Q \cdot 10\%$, где Q — приближённая функция спокойного Солнца. Это ограничение основано на том, что в радиодиапазоне работы ССРТ (5,2 см) при наблюдениях интенсивности солнечного излучения отсутствует депрессия больше 10% от уровня спокойного Солнца.

6. $\left\| f(x,y) - \tilde{f}(x,y) \right\| < \sigma$, где σ — дисперсия шума.

Сформируем проекционные операторы к каждому из этих множеств:

1. $P_1 f = \begin{cases} f, & \rho(x,y) \le R_\odot, \\ 0, & \rho(x,y) > R_\odot, \end{cases}$ — оператор ограничения на пространственную протяжённость.

2. $P_2 f \leftrightarrow \begin{cases} G(u,v), & (u,v) \in Z, \\ F(u,v), & (u,v) \notin Z, \end{cases}$ — дуальный к предыдущему оператору, учитывающий ограничения на спектральную протяжённость.

3. $P_3 f = \begin{cases} f, & f_1 \ge 0, \ (f = f_1 + j f_2), \\ 0, & f_1 < 0, \end{cases}$ — оператор проецирует известную функцию на множество положительных функций, приравнивая нулю все отрицательные участки.

4. $P_4 f = \begin{cases} 0, & f_1 \le 0, \\ f_1^+, & E_1^+ \le E, \\ \sqrt{\frac{E}{E_1^+}} f_1^+, & E_1^+ > E, \end{cases}$ — оператор усиливает слабые значения интенсивности радиоизображения до более высокого уровня. Ограничения такого рода используются в методе максимальной энтропии.

5. $P_5 f = \begin{cases} Q, & f(x,y) < Q - Q \cdot 10\%, \\ f(x,y), & f(x,y) > Q - Q \cdot 10\%, \end{cases}$ — оператор поднимает участки депрессии, соответствующие боковым лепесткам диаграммы.

6. $P_6 f \leftrightarrow \begin{cases} F_1, & \left\| \tilde{\chi} F_1 - \tilde{G} \right\| \le \sigma, \\ \tilde{G} + \frac{\tilde{\chi} F_1 - \tilde{G}}{\left\| \tilde{\chi} F_1 - \tilde{G} \right\|} + (1 - \tilde{\chi}) F_1, & \left\| \tilde{\chi} F_1 - \tilde{G} \right\| > \sigma, \end{cases}$

где $\tilde{\chi} \cong \begin{cases} 1, & (u,v) \in Z, \\ 0, & (u,v) \notin Z. \end{cases}$

$\tilde{G}(u,v) = \begin{cases} G(u,v) + n(u,v), & (u,v) \in Z, \\ 0, & (u,v) \notin Z, \end{cases}$ $\left\| \tilde{\chi} H(u,v) - \tilde{G}(u,v) \right\| \le \sigma$ — оператор, позволяющий учитывать параметр шума, который находится непосредственным измерением на однородных участках радиоизображения.

Таким образом, используя вышеупомянутые теоремы, мы можем заключить, что алгоритм, состоящий из чистого проецирования на выпуклые множества и реализованный с помощью итераций $f_{k+1} = P f_k$, $k = 0, 1, \ldots$, где P — композиционный оператор, составленный из проекторов P_i, $i = (1, 2, 3, 4, 5)$, сходится к единственному решению, удовлетворяющему условиям 1–6.

Следует также отметить, что этот алгоритм охватывает ранее предлагавшийся авторами для коррекции радиоизображения алгоритм Гершберга–Папулиса, который может быть записан в компактной форме:

$$f_{k+1} = P_2 P_1 f_k, \quad k = 0, 1, \ldots$$

Этот алгоритм разрабатывался с несколько иных позиций, используя свойства аналитичности спектра ограниченной функции [2], т.е. он затрагивал только условие ограниченности функции и точной определённости её спектра в ограниченной области. Как показали эксперименты, этих ограничений недостаточно, чтобы получить существенное улучшение радиоизображения. Только с введением новых ограничений удалось получить достаточно эффективное повышение качества изображения.

Таким образом, в зависимости от зашумлённости данных используются две схемы алгоритма:

$P_5P_2P_4P_1f_k = f_{k+1}$ (в отсутствии шума),

$P_5P_6P_4P_1f_k = f_{k+1}$ (данные зашумлены).

Особенно существенным оказалось ограничение на полную энергию (оператор P_3). Введение верхней границы для полной энергии дополнительно ко всему является методом регуляризации решения задачи восстановления. Следует отметить: действие операторов (особенно P_6) как регуляризаторов в то же время ограничивает возможность экстраполяции спектров, следовательно, приходится искать компромисс между сглаживанием высоких частот и продолжением спектра. На языке теории выпуклых множеств это означает разумный выбор области "расплывания" точки пересечения множеств.

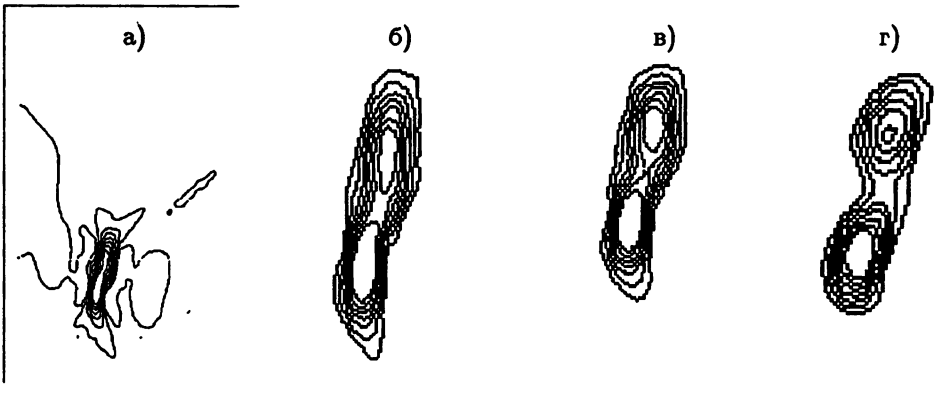


Рис. 1. а — Модель полученная при синтезе (угол заполнения составляет 100°). б — Результат применения ПЗВМ без использования опертора P_3 (ограничения на поток). в — Результат применения ПЗВМ с применением оператора P_3. г — Исходная модель.

Работы с моделями показали, что улучшения разрешения мы вправе ожидать в тех случаях, когда сектор заполнения U–V плоскости не меньше 90°, хотя в плане стабилизации решения (уменьшение боковых лепестков) метод по-прежнему работает хорошо. Наряду со всеми достоинствами данного метода, можно отметить и его недостатки, связанные с увеличением времени вычислений (по сравнению с обычным методом "CLEAN") и довольно большими потребностями в оперативной памяти (нами ис-

пользовалась матрица комплексного типа, превышающая размеры входной матрицы в четыре раза).

Проверка работы данного метода проводилась на моделях (рис. 1), а также на реальных данных (рис. 2).

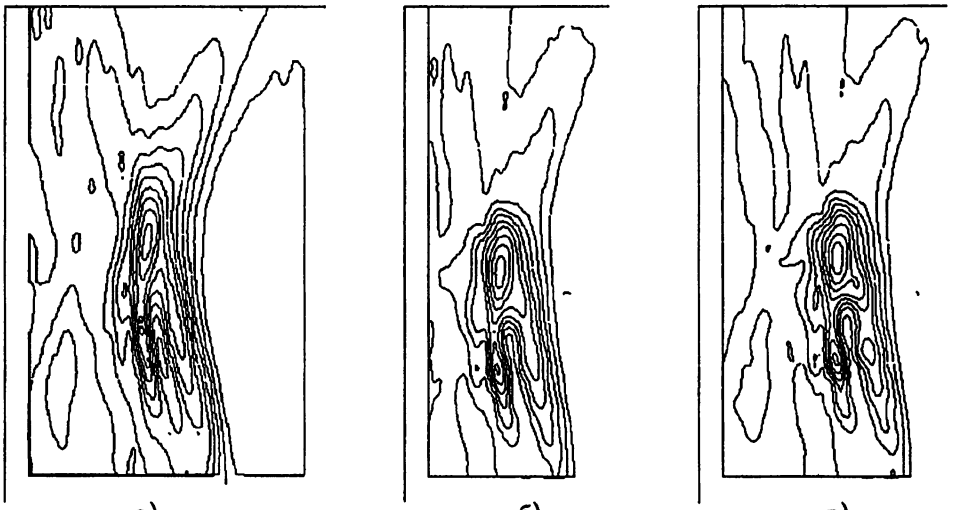


Рис. 2. Восстановление изображения с применением ПЗВМ: а — синтезированное изображение области, полученное при одномерном режиме работы ССРТ за 8 мая 1994 года при неполном заполнении U–V-плоскости (угол заполнения составляет 100°); б — изображение, восстановленное методом ПЗВМ при 20 итерациях; в — изображение восстановленное методом ПЗВМ при 40 итерациях.

Работа выполнена при поддержке ESO C& EE Programme (грант N A-03-049).

ЛИТЕРАТУРА

1. Bracewell R. N. // Aust. J. Phys., 1956. V. 9. P. 198.
2. Bracewell R. N. and Riddle A. Ç. // Astrophys. J., 1967. V. 150. P. 427.
3. Бейтс Р. Х., Гарден К. Л., Петерс Т. М. // ТИИЭР, 1983. Т. 71. № 3. С. 84.
4. Василенко Г. И., Тараторин А. М. Восстановление изображений. — М.: Радио и связь, 1986. — 302 с.
5. Барри П., Медофф Б. — В кн.: Реконструкция изображений /Под ред. Г. Старка: Пер. с англ. —М.: Мир, 1992. — 633 с.
6. Хенсон К. — В кн.: Реконструкция изображений /Под ред. Г. Старка: Пер. с англ. —М.: Мир, 1992. — 633 с.

7. Юла Д. К. — В кн.: Реконструкция изображений /Под ред. Г. Старка : Пер. с англ. —М.: Мир, 1992. — 633 с.
8. Youla D. C. // IEEE Trans., 1982. V. MI-I. №2. P. 81.
9. Сезан М., Старк Г. — В кн.: Реконструкция изображений /Под ред. Г. Старка: Пер. с англ. —М.: Мир, 1992. — 633 с.
10. Наттерер Ф. Математические аспекты компьютерной томографии. — М.: Мир, 1990. — 280 с.
11. Смольков Г. Я., Тресков Т. А., Криссинель Б. Б., Потапов Н. Н. // Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца, 1983. Вып. 64. С. 130.
12. Баландин А. Л., Кузнецова С. М., Обухов А. Г., Смольков Г. Я. // Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца, 1991. Вып. 95. С. 3.
13. Бергман Л. М. // ДАН СССР, 1965. Т. 162. Вып. 3. С. 487.
14. Губин Л. Г., Поляк Б. Т., Райк Е. В. // ЖВМ и МФ, 1967. Вып. 7. С. 1.

Институт солнечно-земной физики, Сиб. отд. РАН, Иркутск, Россия

Поступила в редакцию 21 мая 1996 г.

SOLAR RECONSTRUCTION WITH A WEAK FILLING OF THE SPECTRAL PLANE BY THE METHOD OF PROJECTIONS ONTO CONVEX SETS

B. B. Krissinel, S. M. Kuznetsova, A. A. Obuhov, G. Y. Smolkov

This paper is devoted to the problem of reconstructing the solar image when synthesizing radio brightness maps in the case of an incomplete filling of the spectral region (Fourier-data being bounded by a cone with the angle significantly smaller than 180 degrees). The image was reconstructed by the method of projections onto convex sets (PCCS). Brief theoretical postulates are given, which formed the basis for this method. A comparative characterization with the CLEAN method is given. Presented are the results of its operation with the model data and real data (reconstruction of the solar radio image obtained in the knife-edge beams of the SSRT operation).

УДК 523.98

О РЕЗУЛЬТАТАХ ЭКСПЕРИМЕНТА СОРС НА ИСЗ "КОРОНАС"

В. В. Фомичев, В. Н. Ораевский*, С. А. Пулинец*, И. С. Прутенский*, Р. В. Горгуца*, З. Клос**, А. Кирага**, Х. Роткахл**, А. Крюгер***, Й. Хильдебрандт***, Х. Аурасс***, А. Классен***, Г. Манн***.*

Даётся описание научного эксперимента "СОлнечный РадиоСпектрометр" (СОРС) в составе проекта "КОРОНАС". Целью эксперимента являлось исследование солнечного радиоизлучения и плазменных волн в ионосфере Земли в широкой полосе частот 100 кГц – 300 МГц. Обсуждаются результаты наблюдений за трёхмесячный рабочий период и предлагаются доработки аппаратуры СОРС для будущих полётов по проекту "КОРОНАС".

ВВЕДЕНИЕ

Космический проект "КОРОНАС" направлен на изучение Солнца. Его научные задачи включают в себя многие проблемы солнечной и солнечно–земной физики, такие как внутренняя структура Солнца, различные явления солнечной активности, включая солнечные вспышки, влияние солнечной активности на Землю и околоземную среду. Первый из трёх космических аппаратов программы "КОРОНАС", ИСЗ "КОРОНАС-И", был запущен 2 марта 1994 г. Спутник был выведен на околополярную орбиту высотой около 500 км и наклонением около 83°. Орбита являлась квазисинхронной, что обеспечивало повторение 20-дневных периодов, когда орбита не попадала в тень Земли. Общее описание проекта "КОРОНАС-И", научных задач и отдельных экспериментов было дано Ораевским и др. [1]. Один из них — эксперимент СОРС (СОлнечный РадиоСпектрометр). Целью работы СОРС на ИСЗ "КОРОНАС-И" было обеспечить обзор радиоявлений и явлений, связанных с плазменными волнами в широком диапазоне частот от 100 кГц до 300 МГц. Такие измерения дают информацию как о параметрах солнечной атмосферы и межпланетной среды, так и о возмущениях (энергичные частицы, ударные волны, корональные выбросы массы), распространяющихся через межпланетную среду к Земле. Первые результаты наблюдений солнечных радиовсплесков с помощью СОРСа во время полета "КОРОНАС-И" приведены ниже.

1. АППАРАТУРА

СОРС — комплексный многофункциональный прибор, который позволяет одновременно исследовать как солнечное радиоизлучение, так и ионосферную плазму [2]. Первая задача обеспечивается с помощью двух радиоспектрометров в частотных диапазонах 100 кГц–30 МГц и 20 МГц–300 МГц. Для диагностики ионосферной плазмы используются измерения плазменных шумов и активные методы (возбудитель плазменных резонансов и измерения импеданса). Датчиками являются электрический диполь размахом 15 м и магнитная петлевая антенна диаметром 50 см. Просмотр частотного диапазона осуществляется цифровым способом с шагами 25 кГц и 50 кГц (число шагов определяется величиной шага: для шага 25 кГц — 1200 шагов в диапазоне 100 кГц–30 МГц) за 3 секунды.

Прибор управляется микропроцессором и имеет 33 различных режима активности, в которых с помощью установленных в микропроцессоре программ комбинируются различные типы измерений.

3. НАБЛЮДЕНИЯ И ОБСУЖДЕНИЕ

СОРС регулярно работал в течение трёх месяцев вплоть до 5 июня 1994 г. и только время от времени после этой даты.

За этот период было получено много интересных данных об ионосферной плазме. Эти результаты будут опубликованы.

Что касается солнечных радионаблюдений, то надо учесть три обстоятельства. Во-первых, рабочий период "КОРОНАС-И" пришелся на период низкой активности Солнца. Согласно Solar Geophysikal Data (599-I, 603-II) [3], в это время наблюдались только слабые солнечные вспышки (главным образом, оптического класса SF и балла B и C в мягком рентгене). По данным наземных радионаблюдений этот период также характеризовался слабой активностью на метровых волнах, в основном наблюдались только всплески III типа малой интенсивности. Во-вторых, вследствие такой ситуации с солнечной активностью приоритет в использовании системы телеметрии был отдан другим экспериментам. Это привело к тому, что соседние сканы на динамических спектрах СОРСа отстояли приблизительно на 2,5 минуты друг от друга, несмотря на малый период перестройки частоты прибора (это определялось скоростью передачи телеметрических данных, а не параметрами прибора). Следовательно, в таком случае только продолжительные и интенсивные радиоявления могли быть зарегистрированы со столь низким эффективным временным разрешением. И в-третьих, СОРС не мог вести наблюдения солнечного радиоизлучения полностью весь этот период,

поскольку траектория "КОРОНАС" время от времени проходила внутри земной тени.

Несмотря на всё это, СОРС успешно зарегистрировал несколько радиоявлений на частотах ниже 30 МГц. Так, 12.05.94 в частотном диапазоне 28–26,7 МГц присутствует радиоизлучение общей временной длительностью более 8 минут, начиная с 08:18 UT.

Согласно наземным радиоспектрографическим наблюдениям обсерваторий Тремсдорф и ИЗМИРАН, в этот день на метровых волнах наблюдалось несколько групп всплесков III типа и всплесков V типа, наиболее интенсивные из которых имели место в 07:52–07:54,6 UT и 08:19,4–08:20,7 UT. Первая из этих групп не могла наблюдаться СОРСом, т.к. "КОРОНАС" в это время находился в тени Земли. Однако во время второй группы "КОРОНАС" находился на освещённом Солнцем участке траектории и имел возможность наблюдать солнечное радиоизлучение.

Все эти радиовсплески были, по-видимому, связаны с активной областью AR 7722 вблизи восточного лимба Солнца. Именно здесь в это время наблюдалась слабая вспышечная активность: H_α вспышка класса SF в 07:35 UT и вспышки в мягком рентгене в 07:52 UT (балл B2.4) и в 08:18 UT (балл B2.2). Из этого можно заключить, что структура, наблюдавшаяся СОРСом в частотном диапазоне 28–26,7 МГц, имеет солнечное происхождение и является продолжением солнечных радиовсплесков метрового диапазона в сторону низких частот. Вероятная причина отсутствия радиоизлучения в других частях спектра СОРСа — зависимость параметров антенны СОРСа от частоты.

Необходимо отметить, что несмотря на узкополосность зарегистрированной СОРСом радиоструктуры, существуют некоторые основания предполагать наличие частотного дрейфа вниз по частоте. Вследствие вышеупомянутого низкого временного разрешения СОРСа затруднительно получить численные оценки скорости частотного дрейфа, проанализировать внутреннюю структуру радиоизлучения на частотах ниже 30 МГц и провести детальное сравнение с радионаблюдениями в метровом диапазоне.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Вследствие низкой солнечной активности и низкого эффективного временного разрешения СОРСа за время работы прибора наблюдалось только несколько радиоявлений. Более того, низкое эффективное временное разрешение наблюдений СОРСа не позволило получить количественных характеристик солнечного радиоизлучения на декаметровых волнах. Следовательно, наиболее важной доработкой следующего эксперимента с СОРСом в проекте "КОРОНАС-Ф" (запуск которого намечен на середину 1996 г.) должно быть высокое временное разрешение (1 сек или

менее) и более точное знание антенных параметров. В настоящее время такая работа ведётся.

Авторы благодарят многих людей из солнечных и физических институтов в России, на Украине (особенно конструкторское бюро "Южное"), в Польше, Словакии, Германии, а также в Российском космическом агентстве, участвующих в реализации проекта "Коронас", всех, кто сделал возможным этот полёт.

Эта работа поддерживалась Немецким агентством по космическим исследованиям (DARA) (контракт 50 QL 9209).

ЛИТЕРАТУРА

1. Oraevsky V. N., Fomichev V. V., Zhugzhda Yu. D. — In: Proc. Symposium on Nobeyama Radioheliograph, 1990. P. 132.
2. Васильев Г. В., Климанова Т. А., Пулинец С. А., Чернов Г. П., Кирага А., Клос З., Покитски А., Ткомпа Е. — В сб.: Труды III Международного совещания "КОРОНАС-И" /Под ред. Г. Е. Кочароваю — Л., 1989. С. 112.
3. // Solar Geophysical Data, 1994. 599-I, 603-II.

*ИЗМИРАН, г. Троицк
Московской обл., Россия;
**AIP, Potsdam, Germany;
***SRC Warszawa, Poland

Поступила в редакцию
25 апреля 1996 г.

ON THE RESULTS OF THE SORS EXPERIMENT IN THE "CORONAS-I" PROJECT

V. V. Fomichev, V. N. Oraevsky, S. A. Pulinets, I. S. Prutensky, R. V. Gorgutsa, Z. Klos, A. Kiraga, H. Rothkaehl, A. Krüger, J. Hildebrandt, H. Auraß, A. Klassen, G. Mann

A description of the scientific experiment "Solar Radio Spectrometer" (SORS) of the "CORONAS-I" project is given. The goal of the experiment is the investigation of the solar radio emission and plasma wave phenomena in the Earth's ionosphere in a wide frequency band 100 KHz – 300 MHz. The results of the SORS observations for a three-months working period are discussed, and proposals for an improvement of the SORS equipment for future CORONAS missions are made.

УДК 520.24

КОРОНОГРАФ ОРБИТАЛЬНОЙ СОЛНЕЧНОЙ ОБСЕРВАТОРИИ КОРОНАС–Ф

В. Н. Ораевский, В. Ю. Клепиков*, А. И. Степанов*, Д. Г. Ломинадзе**, Л. А. Геонджян**, З. Г. Капанадзе***

Представлены конструкция и оптическая схема коронографа с внешним затмением, разработанного для орбитальной солнечной обсерватории КОРОНАС–Ф.

1. ВВЕДЕНИЕ

Включение коронографа в состав научной аппаратуры орбитальной солнечной обсерватории КОРОНАС–Ф обусловлено возрастающей актуальностью исследований внешней короны в проблематике солнечной и солнечно–земной физики. До изобретения Лио внезатменного солнечного коронографа [1] единственным источником информации о короне были наблюдения полных солнечных затмений. Изобретение коронографа открыло этап систематических исследований короны, однако области внешней короны оставались недоступными для внезатменных наблюдений. Стремление исследовать внешнюю корону, исключив ограничения, налагаемые на внезатменные наблюдения рассеянием фотосферного излучения в земной атмосфере, стимулировало развитие внеатмосферных исследований короны. Предложенная Эвансом конструкция коронографа с внешним затмением [2] позволяла существенно снизить уровень рассеянного в инструменте фотосферного излучения и успешно решить задачу внезатменного наблюдения внешней короны. Эффективность идеи коронографа с внешним затмением была впервые продемонстрирована ракетными наблюдениями [3]. Коронографы с внешним затмением успешно использовались в космических проектах OSO-7 и P78-1 [4], Skylab [5], SMM [6]. Два коронографа с внешним затмением включены в состав научной аппаратуры космического аппарата SOHO [7].

Наблюдения с орбитальных космических аппаратов открыли новый этап исследований солнечной короны. Концептуально этот этап существенно отличается появившейся возможностью получения длительных, с высоким временным разрешением, наблюдательных рядов, отражающих динамику солнечной короны, обнаружением активных, быстропротекающих корональных явлений — корональных транзиентов, — постановкой

новых задач по исследованию в полном объёме всего комплекса проявлений солнечной активности, связи корональных транзиентов с явлениями и образованиями, наблюдаемыми в фотосфере и хромосфере. Для исследования влияния солнечной активности на межпланетную среду и геофизические процессы актуальной становится задача по осуществлению мониторинга солнечной короны. Коронограф солнечной обсерватории КОРОНАС-Ф предназначен для решения именно этих задач, ими обусловлены конструктивные и технические параметры коронографа.

2. ОПТИЧЕСКАЯ СХЕМА КОРОНОГРАФА

Конструкция и оптическая схема коронографа с внешним затмением достаточно хорошо известны. Коронограф с внешним затмением — это, по сути, коронограф Лио, перед объективом которого на достаточном расстоянии расположен экран, закрывающий объектив коронографа от прямой засветки излучением фотосферы Солнца. Объектив является основным источником рассеяния света. Рассеяние происходит на дефектах его оптических поверхностей, на неоднородностях внутри стекла. Снижение уровня засветки уменьшает уровень рассеянного света. В коронографах с внешним затмением удаётся снизить уровень рассеянного света, в зависимости от поля зрения, от 10^{-7} до 10^{-11} яркости солнечного диска. В схеме коронографа присутствуют все оптические элементы коронографа Лио, а также ряд дополнительных оптических элементов. Каждый из известных коронографов с внешним затмением отличается рядом индивидуальных особенностей, предназначенных для улучшения или оптимизации тех или иных параметров. Очевидно, что требования к рассеянному в коронографе свету экстремальные. Каждый из работавших на орбите коронографов является результатом кропотливой исследовательской работы, значительную часть которой составляет разработка специальных методик исследования и лабораторных измерений оптических параметров инструмента.

Оптическая схема коронографа с внешним затмением изображена на рис. 1. Затмевающий диск 1, расположенный на некотором расстоянии от объектива 2 коронографа, закрывает его от прямого фотосферного излучения. Затмевающий диск и круглая диафрагма 3 определяют поле зрения коронографа. Солнечный свет прошедший сквозь кольцевую апертурную диафрагму, образуемую элементами 1 и 3, собирается теплозащитным сферическим зеркалом 4 и отражается наружу. Фокусное расстояние его равно расстоянию от объектива до апертурной диафрагмы. Зеркало расположено в плоскости объектива коронографа и наклонено к оптической оси. Изображение Солнца строится в плоскости входной диафрагмы между диском и круглой диафрагмой. Объектив коронографа освещён

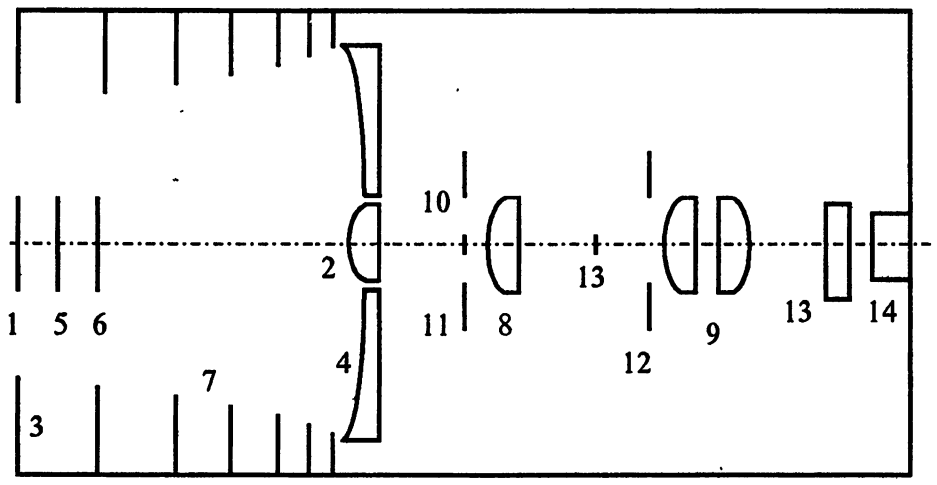


Рис. 1. Оптическая схема коронографа.

светом солнечной короны и паразитной засветкой. Основные её источники — это дифракция и рассеяние на апертурной диафрагме, рассеяние на теплозащитном зеркале. Свет, рассеянный на теплозащитном зеркале, попадает на объектив из-за рассеяния в тубусе и на обратной стороне элементов, образующих апертурную диафрагму.

В результате дифракции на затмевающем диске часть фотосферного излучения попадает в зону тени, то есть на объектив коронографа. Располагая за затмевающим диском дополнительные диски меньшего диаметра, можно существенно подавить засветку объектива, вызванную дифракцией. Расположенный за затмевающим диском дополнительный диск закрывает объектив от света, дифрагировавшего на нём. Ещё одним, вторым дополнительным диском можно подавить дифракцию на первом дополнительном диске. Обычно ограничиваются двумя дополнительными дисками, так как дальнейшее увеличение их количества не приводит к существенному снижению паразитной засветки. Доминирующую роль начинает играть рассеяние в тубусе света, рассеянного на теплозащитном зеркале. Два дополнительных диска обозначены на оптической схеме номерами 5 и 6. Диски 1, 5 и 6 составляют блок соосных дисков, от правильного выбора геометрических размеров и тщательности изготовления которого существенным образом зависит эффективность подавления рассеянного света.

Вклад рассеяния света на теплозащитном зеркале зависит от качества его изготовления и мер, принимаемых для подавления рассеяния в тубусе и на обращённой к объективу стороне блока соосных дисков и диафрагмы поля зрения. Рассеяние в тубусе подавляется диафрагмами 7 и глубоким чернением тубуса и диафрагм.

За объективом коронографа расположены линза поля 8 и перекидываю-

щий объектив 9. В этой части оптическая схема коронографа аналогична схеме коронографа Лио. Отличие состоит в том, что экран 10, аналог искусственной Луны, расположен не в фокальной плоскости объектива, а в плоскости, где строится изображение апертурной диафрагмы. Экран 10 и диафрагма 11 закрывают изображение апертурной диафрагмы, то есть блокируют рассеянный на ней свет. Все описанные выше меры предназначаются для снижения уровня паразитной засветки объектива. Элементы 10 и 11 блокируют изображения основных источников засветки, исключают наложение их внефокальных изображений на изображение короны. Линза поля строит изображение объектива на диафрагме Лио 12. Диафрагма Лио блокирует свет, дифрагировавший на оправе объектива. Экраном 13 блокируется изображение блика от объектива. Перекидывающий объектив 9 проецирует изображение короны на фотоприёмник 14. Перед фотоприёмником расположен светофильтр 15. Обычно в коронографах Лио в плоскости диафрагмы Лио располагают несколько экранов, закрывающих наиболее крупные дефекты объектива. Отличительная особенность схемы нашего коронографа состоит в том, что изображение объектива в плоскости диафрагмы Лио строится с увеличением. Будет предпринята попытка снизить рассеянный на дефектах объектива свет, поместив в плоскость диафрагмы Лио экран, представляющий собой копию изображения объектива, изготовленную на прозрачной подложке. Лабораторные опыты показывают эффективность такого экрана.

В заключение этого раздела следует отметить одну характерную особенность коронографов с внешним затмением — низкое пространственное разрешение центральной области изображения, вызванное виньетированием поля зрения блоком соосных дисков.

3. КОНСТРУКЦИЯ КОРОНОГРАФА

Успешность работы коронографа во многом зависит от жёсткости и стабильности механической конструкции, от точности установки и юстировки оптических элементов, от точности наведения коронографа на Солнце. Механическая конструкция коронографа предусматривает возможность тонкой юстировки и последующего жёсткого закрепления оптических элементов. Специально разработан ряд оптических и механических вспомогательных устройств для оптического контроля и юстировки коронографа в лабораторных условиях. При работе коронографа на борту космического аппарата, необходимо контролировать и, при необходимости, корректировать положение изображения. Для этой цели коронограф снабжён фотогидом. Карданная подвеска и сервопривод позволяют изменять положение коронографа в пределах рабочего диапазона системы ориентации космического аппарата на Солнце. Управление фотогидом и

фотоприёмником коронографа, а также сбор и первичная обработка информации осуществляются при помощи блока электроники, связанного с Системой сбора научной информации спутника.

4. ТЕХНИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ

Исходными данными, определяющими параметры оптической схемы и технические параметры коронографа, являются необходимые для решения поставленных задач поле зрения и пространственное разрешение. Ими и размерами выбранного фотоприёмника определяется масштаб изображения и далее все геометрические размеры. Размеры фотоприёмника и значение углового поля зрения однозначно определяют фокусные расстояния главного объектива и перекидывающего объектива коронографа. Значение требуемого пространственного разрешения определяет допустимую величину аберраций, то есть относительное отверстие однолинзового объектива или его диаметр. Диаметром объектива определяется расстояние до затмевающего диска и его размеры, а также размеры диафрагмы, ограничивающей поле зрения. В таблице приведены основные параметры коронографа. Выбранные значения поля зрения и пространственного разрешения являются оптимальными для наблюдения корональных транзиентов. На расстояниях до $2R_\odot$ корона может наблюдаться наземными обсерваториями. В качестве фотоприёмника в коронографе будет использована матрица ПЗС 512 × 512 элементов.

Поле зрения коронографа	$2 - 6R_\odot$
Пространственное разрешение	$1'$
Ширина спектрального интервала	1000 Å
Фокусное расстояние объектива	100 мм
Диаметр объектива	6 мм
Уровень рассеянного света на расстоянии $6R_\odot$	10^{-10}
Расстояние от объектива до затмевающего диска	500 мм
Ожидаемые экспозиции	0.5 сек

Важнейшим параметром является уровень рассеянного света. Измерение уровня рассеянного света в коронографе сопряжено со значительными методическими трудностями. В известных конструкциях коронографов с внешним затмением уровень рассеянного света определялся расчётами на основе измерений рассеяния для каждого оптического элемента. Например, определённый таким образом уровень рассеянного света для коронографа C2 проекта SOHO составляет $0{,}5 \cdot 10^{-10}$. При столь малой величине и жёстких требованиях не исключены ошибки и

промахи при оценке уровня рассеянного света в инструменте вцелом, на выходе его, в плоскости фотоприёмника. В подобных случаях необходим контроль всей системы по входу, с имитацией входного оптического сигнала и измерением сигналов на выходе инструмента. Для коронографа орбитальной солнечной обсерватории разработана методика контроля по входу как всего инструмента вцелом, так и измерения вклада в рассеяние каждого оптического элемента. Эксперименты и измерения рассеяния на элементах входной апертуры, в тубусе и на зеркале свидетельствуют, что уровень рассеянного света на выходе ожидается не хуже 10^{-10}.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lyot B. // C.R. Acad. Sci. Paris, 1930. V. 191. P. 834.
2. Evans J. W. // J.O.S.A., 1948. V. 38. P. 1038.
3. Tousey R. // Ann. Astrophys., 1965. V. 28. P. 600.
4. Koomen M. J., Detwiler C. R., Brueckner G. E., Cooper H. W., Tousey R. // Appl. Opt., V. 14. P. 743.
5. MacQueen R. M., Gosling J. T., Hildner E., Munro R. H., Poland A. I., Ross C. L. // Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng., 1974. V. 44. P. 207.
6. MacQueen R. M., Csoeke-Poeckh A., Hildner E., House L., Reynolds R., Stanger A., Tepoel H., Wagner W. // Solar Phys., 1980. V. 65. P. 91.
7. Brueckner G. E., Howard R. A., Koomen M. J., Korendyke C., Michels D. J., Moses D., Socker D. G., Lamy P., Liebaria A., Maucherat J., Schwenn R., Bedford D. K., Eyles C. J. // ESA SP-348, 1992. November. P. 47.

*ИЗМИРАН, г. Троицк
Московской обл., Россия;
**Абастуманская
астрофизическая обсерватория
АН Грузии

Поступила в редакцию
25 апреля 1996 г.

THE CORONOGRAPH FOR THE SPACE SOLAR OBSERVATORY KORONAS-F

*V. N. Oraevsky**, *V. Yu. Klepikov**, *A. I. Stepanov**, *D. G. Lominadze***, *L. A. Gheonjian***, *Z. G. Kapanadze****

A construction and optical scheme are given of a coronograph for the space orbital observatory KORONAS-F.

УДК 520.24

РЕНТГЕНОВСКИЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ (CdTe) СПЕКТРОМЕТР ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК И ИХ ПРЕДВЕСТНИКОВ

В. М. Панков, В. Л. Прохин*, Ю. Г. Шкуркин*, Б. А. Яковлев*, А. С. Гляненко**, Ю. Д. Котов**, В. Ю. Ковалень***

Статья описывает основные параметры прибора для измерений рентгеновских потоков и регистрации спектров солнечных вспышек и предвестников. Полупроводниковый детектор CdTe был использован в патрульных наблюдениях и имеет следующие характеристики: чувствительность — 0,5 см^2, рентгеновский диапазон — 3–30 кеВ, разрешение $\sim$ 1,3 кеВ при 5,9 кеВ и $\sim$ 10% при 22,1 кеВ.

Готовящийся эксперимент "КОРОНАС-Ф", как и проводимый в настоящее время эксперимент "КОРОНАС-И" [1], направлен на проведение фундаментальных исследований по физике Солнца. Первоочередными целями эксперимента являются исследования в широком диапазоне энергий излучений вспышек, изучение солнечно–земных связей и проблема прогноза солнечной активности. В связи с этим важное значение имеет исследование спектральных и временных характеристик рентгеновского излучения вспышек и их предвестников. В [2] для этой цели было предложено использовать спектрометр РПС–1 с нетрадиционным полупроводниковым детектором (ППД) из теллурида кадмия. ППД из CdTe для получения достаточно высокого энергетического разрешения не требуют глубокого охлаждения (всего до $\sim -30°$C), обладают высокой эффективностью регистрации и радиационной стойкостью, а также другими достоинствами, присущими ППД. Работают они при невысоких значениях напряжения питания. На наш взгляд, данный детектор является наиболее предпочтительным для использования в патрульных наблюдениях за активностью Солнца в рентгеновском диапазоне 3–30 кэВ. С его помощью может быть зарегистрирована во вспышке линия железа 5,9 кэВ, уточнена нижняя граница нетеплового излучения, измерены спектры предвестников, которые были обнаружены во временном интервале минуты – сутки.

Спектрометр РПС–1 состоит из двух основных частей: а) детектирующей части и б) блока обрабатывающей электроники прибора АВС [3], входящего в состав научной аппаратуры эксперимента "КОРОНАС-Ф".

Детектирующая часть РПС–1 (см. рис. 1) состоит из отдельных функциональных блоков: 1 — детектора с полупроводниковым термоэлектрическим микроохладителем (ТЭМО) и зарядочувствительным предусилите-

лем (ЗЧПУ) импульсов; 2 — усилителя–формирователя (УФ); 3 — источников питания; 4 — терморегулятора ТЭМО; 5 — радиатора для сброса тепла.

На рис. 2 показан внешний вид блока детектора (три таких блока были изготовлены в бывшем РНИИРП (г. Рига) в 1990–1991 гг.). Собственно ППД типа M-CdTe-p-M площадью $\sim 0{,}5$ см^2 и головной каскад ЗЧПУ (2), наклеенные на сапфировую прокладку, расположены на холодном спае ТЭМО (3), который напаян на основание (4), имеющее площадку (5) для отвода тепла с горячего спая ТЭМО. С помощью терморезистора, расположенного на холодном спае микроохладителя, и блока терморегулятора на нём поддерживается температура -27°C. При этой температуре достигается наилучшее значение энергетического разрешения.

Головная часть блока детектора (БД) закрыта крышкой (6), которая имеет бериллиевое окно (7) с технологической заглушкой (8). Основная секция ЗЧПУ (9) расположена в корпусе (10). Соединение БД с внешними устройствами осуществляется через разъём РС10А (11). Напряжение (~ 100 В) на ППД подаётся через отдельный ввод (12) от блока источников питания. В корпусе БД предусмотрено отверстие для быстрого вывода воздуха из внутренних полостей, которое закрыто штифтом (13). Штифт удаляется до начала эксплуатации БД в вакууме.

Токовый импульс, возникающий в детекторе при взаимодействии излучения с чувствительным объёмом БД (энергия, необходимая на образование пары носителей, около 4,6 кэВ) поступает на ЗЧПУ. Максимальная рабочая загрузка детектора 20 кГц. Далее импульсы с ЗЧПУ поступают в блок усилителя–формирователя (УФ), где происходит дальнейшее их усиление и формирование. С выхода УФ они поступают на прибор АВС, где происходит их регистрация и амплитудный анализ.

С помощью АВС при проведении эксперимента планируется осуществить следующую программу:

1) Накапливать и выводить энергетические спектры фона с периодичностью 1 раз в 20 сек. Число каналов амплитудного анализатора — 1024 с последующим сжатием информации. Ёмкость канала — 65535.

2) При выделении солнечной вспышки время накопления и вывода энергетических спектров производится 1 раз в 2 сек. Для исследования эволюции вспышки последовательно снимается 32 (64) энергетических спектра. Число каналов амплитудного анализатора — 1024 с последующим сжатием информации. Ёмкость канала — 65535.

3) Регистрация информации о потоках рентгеновского излучения в 4 различных энергетических диапазонах (3–30 кэВ, > 5, > 10, > 20 кэВ) с периодичностью 1 раз в 5 сек.

Наиболее важной характеристикой любого спектрометра является энергетическое разрешение ΔE (полная ширина на половине высоты пика полного поглощения). Для изготовленных ППД ΔE на линии $E = 5{,}9$ кэВ

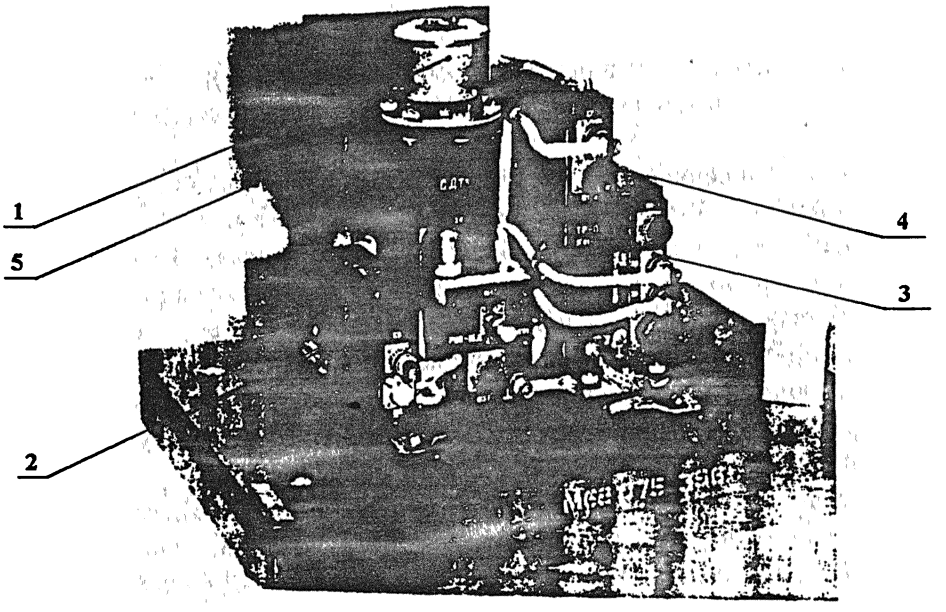


Рис. 1. Общий вид детектирующей системы прибора РПС-1.

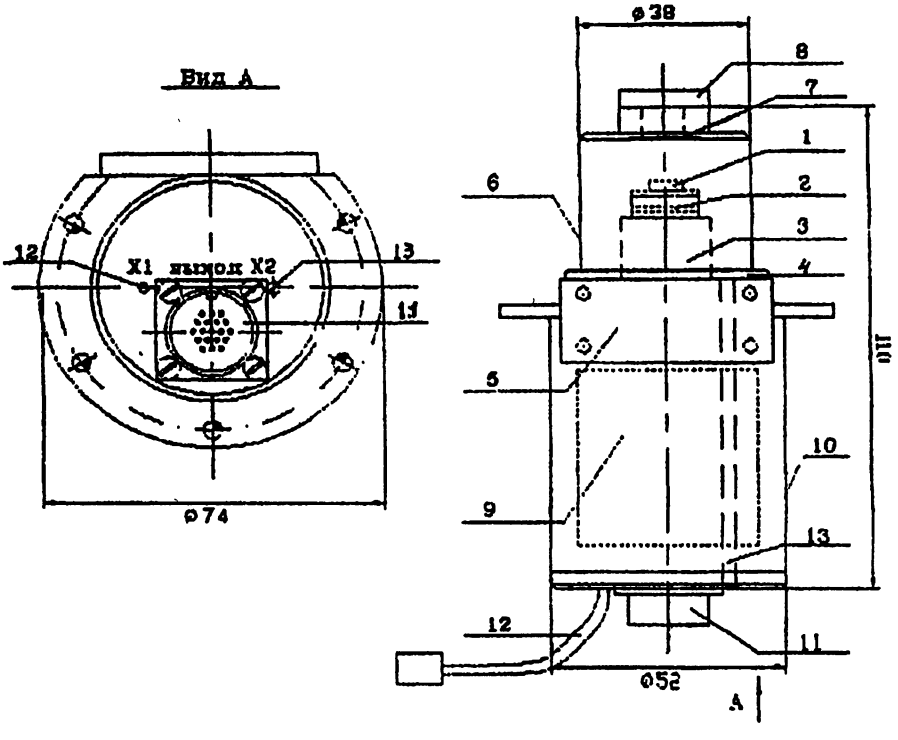


Рис. 2. Внешний вид блока детектирования РПС-1.

Fe^{55} составляли: $\Delta E_1 = 1{,}39$ кэВ, $\Delta E_2 = 1{,}45$ кэВ, $\Delta E_3 = 1{,}68$ кэВ. При этом средний энергетический уровень шумов электроники (в основном — это шумы ЗЧПУ), в которой использовалась отечественная элементная база, составлял $\sim 1{,}3$ кэВ, т.е. они вносили основной вклад в величину ΔE. Поскольку $\Delta E/E$ уменьшается с ростом энергии квантов, то уже при $E = 22{,}1$ кэВ (Cd^{109}) относительное энергетическое разрешение детекторов было на уровне $\sim 10\%$). При использовании малошумящей современной базы на данном типе ППД могут быть достигнуты значения $\Delta E < 1$ кэВ на линии 5,9 кэВ и $\Delta E < 2$ кэВ при $E = 22{,}1$ кэВ.

Эффективность регистрации квантов (η) при их полном поглощении в детекторе при $E = 5{,}9$ кэВ составляла $\eta_1 = 0{,}85$; $\eta_2 = 0{,}59$; $\eta_3 = 0{,}70$. Величина η зависит от толщины бериллиевого окна (~ 100 мк), контактов и метрового слоя (~ 200 мк) ППД и растёт с увеличением E. Чем меньше вещества над чувствительной областью ППД, тем выше может быть η, а также меньше нижняя граница рабочего диапазона энергий. Это, в свою очередь, ведёт к увеличению чувствительности и информативности прибора. Нижняя граница измеряемых энергий ППД лежала в пределах 3–4 кэВ и может быть понижена.

В диапазоне энергий 4–30 кэВ градуировочные характеристики (преобразования) ППД имели интегральную нелинейность не более 0,4%. Блок детектора — основа спектрометра, как и другие блоки выдержал все термовакуумные и механические испытания, которые приняты в научном космическом приборостроении. Этим было показано, что данный ППД способен работать в космических условиях.

На рис. 3 показан спектр радиоактивного источника Am^{241}, снятый после сборки технологического образца РПС-1. Из рис. 3 видно, что энергетическое разрешение ППД существенно не изменилось за примерно 5 лет после его изготовления, и спектрометр может быть использован для тонкой спектрометрии рентгеновского излучения солнечных вспышек в диапазоне 3–30 кэВ.

Вес детектирующей части прибора вместе с установочной плитой (870 г) составляет 2,65 кг. Вес блока детектора — 380 г. Потребляемая мощность — 8,5 Вт, примерно 80% из которой приходится на долю ТЭМО.

Использование разработанного полупроводникового спектрометра на основе теллурида кадмия предполагается в проекте "КОРОНАС-Ф", что будет являться первым опытом по применению в космосе подобных детекторов.

Часть исследований по данной работе были выполнены при поддержке по грантам N MK4000 Международного научного фонда МНФ и MK4300 МНФ и Правительства России.

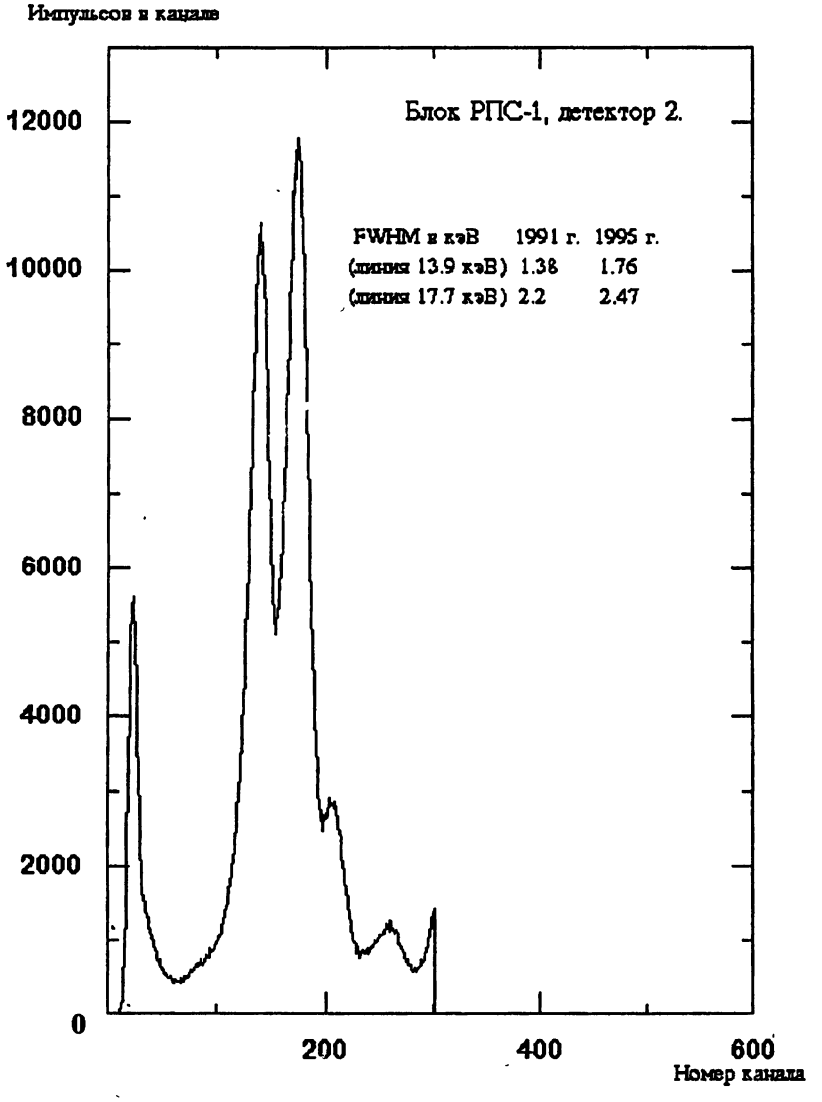


Рис. 3. Энергетический спектр источника Am^{241}.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ораевский В. Н., Жугжда Ю. Д. — В сб.: Комплексное исследование Солнца и солнечно–земных связей. — Л.: ЛФТИ, 1989. С. 8.
2. Панков В. М., Прохин В. Л. и др. — В сб.: Космическое излучение высоких энергий. — Л.: ЛФТИ, 1989. С. 196.
3. Котов Ю. Д., Боговалов С. В., Гляненко А. С. и др. — В сб.: Комплексное исследование Солнца и солнечно–земных связей. — Л.: ЛФТИ, 1989. С. 130.

*Институт космических исследований РАН,
**Московский инженерно–физический институт; Москва, Россия

Поступила в редакцию
25 марта 1996 г.

THE X-RAY SEMICONDUCTER (CdTe) SPECTROMETER FOR SOLAR FLARES AND PREFLARES INVESTIGATIONS

V.M.Pankov, V.L.Prokhin, U.G.Shkurkin, B.A.Yakovlev, A.S.Glianenko, U.D.Kotov, V.U.Kovalen'

The paper describes main parameters of the device for X-ray fluxes measurements and spectra registrations of solar flares and preflares. The untraditional CdTe semiconductor detector was space qualified and had next characteristics: sensitive area — 0.5 cm^2; energy region — 3–30 keV; energy resolution $\sim$ 1.3 keV at 5.9 keV and $\sim$ 10% at 22.1 keV.

УДК 523.9-7-355; 523.945; 520.6.07

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕХОДНОГО СЛОЯ И КОРОНЫ СОЛНЦА МЕТОДОМ ИЗОБРАЖАЮЩЕЙ XUV-СПЕКТРОСКОПИИ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ "ТЕРЕК" И "РЕС" НА СПУТНИКЕ "КОРОНАС-И"

И. А. Житник, А. П. Игнатьев, В. Ю. Клепиков, В. В. Корнеев, В. В. Крутов, С. В. Кузин, В. М. Ломкова, А. В. Митрофанов, С. Н. Опарин, В. Н. Ораевский, А. А. Перцов, В. А. Слемзин, И. И. Собельман, А. И. Степанов, И. П. Тиндо

Рассматривается применение метода изображающей XUV-спектроскопии для исследования плазмы переходного слоя и короны Солнца с температурой 10^5–10^7 К в экспериментах "ТЕРЕК" и "РЕС" на спутнике "КОРОНАС-И". Наблюдения проводились в период с 12 марта по 5 июля 1994 г. Полученные спектральные изображения и их сопоставление с данными спутника "YOHKOH" и наземными наблюдениями важны для изучения физических условий и моделирования объёмных процессов в плазме спокойного Солнца, включая активные области, корональные дыры, надлимбовые структуры.

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы был достигнут значительный прогресс в разработке рентгеновской оптики и детекторов изображений на основе ПЗС-матриц, что позволило развить новые методы регистрации рентгеновских изображений и спектров Солнца с высоким пространственным и спектральным разрешением [1–4].

Метод изображающей XUV-спектроскопии Солнца основан на одновременном получении изображений и спектров в нескольких участках XUV-диапазона, содержащих спектральные линии ионов, максимум излучения которых соответствует узким температурным слоям плазмы переходного слоя и внутренней короны в интервале 10^5–10^7 К. Сопоставление этих изображений друг с другом и с данными наблюдений в других диапазонах даёт возможность построить трёхмерную структуру плазмы переходного слоя и внутренней короны Солнца, играющей особую роль в передаче энергии в горячую внешнюю корону, генерации солнечного ветра и других активных процессах. Указанный метод был применён в экспериментах "ТЕРЕК" и "РЕС" на спутнике "КОРОНАС-И", в которых проводились наблюдения Солнца в нескольких участках спектрального интервала 0,8–30,4 нм в период с 12 марта по 5 июля 1994 г. Полученные

данные характеризуют структуру переходного слоя и внутренней короны Солнца с разрешением до нескольких угловых секунд и её изменения во временных масштабах от десятков секунд до нескольких солнечных оборотов.

1. ХАРАКТЕРИСТИКИ АППАРАТУРЫ

Изображения и спектры Солнца в XUV-диапазоне на спутнике "КОРОНАС-И" регистрировались с помощью двух приборов — рентгеновского телескопа "ТЕРЕК-К" и рентгеновского спектрогелиометра "РЕС-К". В таблице приведён перечень спектральных каналов приборов "ТЕРЕК" и "РЕС", регистрируемых ими наиболее ярких спектральных линий и температур их возбуждения по данным Ландини [5].

Спектральные диапазоны телескопа "ТЕРЕК-К" и спектрогелиометра "РЕС-К" и соответствующие им линии ионов в спектре Солнца

Прибор	Диапазон, нм	Ион	Температура, К
"РЕС-К"	0,185–0,188	FeXXIV-XXV	$(1-3)\cdot 10^7$
	0,841–0,843	MgXII	$(6-10)\cdot 10^6$
	18,0–20,9	FeVIII-XIII, SIX, OVI, FeXXIV	$(1-3)\cdot 10^6$ $2\cdot 10^7$
"ТЕРЕК-К"	13,2	FeXXI-XXIII	$(1-2)\cdot 10^7$
	17,5	FeIX-XI	$(1-2)\cdot 10^6$
	30,4	HeII*)	10^5

*) Блендирована линией SiXI 30,3 нм с температурой возбуждения $(1-2)\cdot 10^6$ К.

Телескоп "ТЕРЕК-К" является модернизированной версией телескопа "ТЕРЕК", запущенного на борту межпланетной станции "ФОБОС-1" в 1988 г. [6]. Телескоп имеет два рентгеновских канала — МХ и ВР, собранных по схеме Гершеля.

В канале МХ изображения Солнца создаются с помощью одного из трёх сферических зеркал диаметром 30 мм, фокусным расстоянием 800 мм с многослойными интерференционными покрытиями Mo-Si на диапазоны $13{,}2 \pm 0{,}25$ нм, $17{,}5 \pm 0{,}5$ нм и $30{,}4 \pm 1{,}0$ нм. В общем фокусе зеркал установлен детектор, состоящий из открытого ЭОПа и охлаждаемой ПЗС-матрицы 1024 × 1152 ячеек. Угловой масштаб в фокальной плоскости без сжатия изображения составляет 4,7 угл. сек (использовалось также сжатие в 2 и 4 раза). Спектральная фильтрация рентгеновского потока обеспечивается узкополосным отражением от зеркал и тонкоплёночными

фильтрами, установленными на входных отверстиях каналов и перед детектором (Al-пленки толщиной 0,2–0,15 мкм на поддерживающих сетках).

В канале ВР установлены четыре асферических (тороидальных) зеркала с многослойным покрытием Mo-Si на длину волны 17,5 нм, что обеспечивает снижение аберраций и повышение теоретического разрешения до 1" [7]. Каждое из зеркал создаёт в общей фокальной плоскости изображение части солнечного диска размерами $20' \times 22'$, суммарное поле зрения в результате последовательного экспонирования всеми зеркалами составляет $35' \times 35'$. Изображение в канале ВР регистрируется детектором, состоящим из люминесцентного преобразователя рентгеновского излучения в видимое, волоконно-оптического фокона с двукратным увеличением изображения, ЭОПа закрытого типа и ПЗС-матрицы форматом 1024×1152. Фильтры в канале ВР аналогичны установленным в канале МХ.

Полный динамический диапазон регистрируемых интенсивностей с учётом динамического диапазона ПЗС, усиления ЭОПа (30 – 30000) и возможности задания времени экспозиции (0,1 – 100 с) составил порядка 10^6.

Рентгеновский спектрогелиометр "РЕС-К" предназначен для получения монохроматических изображений Солнца и имеет пять каналов: 18,0–20,9 нм (каналы "XUV-0", "XUV-1", линии FeVIII-XIII, FeXXIV, SIX, OVI), 0,841–0,843 нм (каналы "MgXII-0", "MgXII-1", линии MgXII) и 0,184–0,188 нм (канал "FeXXV", линии Fe XXIV-XXV). Два канала "XUV" построены по схеме спектрометра с объективной дифракционной решёткой, работающей при скользящем угле падения около 1 град, и фокусирующим многослойным зеркалом. В каналах "FeXXV" и "MgXII" использованы кристаллические сферические зеркала на основе кристаллов кварца [8]. Два канала "MgXII" и два "XUV" имеют ортогональные плоскости дисперсии, что обеспечивает получение высокого пространственного (до 6") и спектрального (до 0,03 нм) разрешения по двум координатам. Для фильтрации излучения и защиты от видимой части спектра в каналах спектрогелиометра "РЕС-К" используются следующие фильтры: в каналах "XUV" — предфильтр из 0,2 мкм Al на сетке; в каналах "MgXII" — предфильтр и фильтр из 0,2 мкм Al на плёнке лавсана 3,8 мкм каждый; в канале "FeXXV" — предфильтр из лавсана толщиной 150 мкм с Al-покрытием толщиной 0,25 мкм и фильтр из 10 мкм лавсана с 0,2 мкм Al.

Для управления и передачи информации в приборах "ТЕРЕК-К" и "РЕС-К" используются микропроцессорные электронные устройства, обеспечивающие высокую гибкость задания рабочих циклограмм наблюдений, кодировку и сжатие данных на борту. Перед полётом в ОЗУ были зашиты начальные циклограммы наблюдений, включающие временные последовательности включения каналов, изменение чувствительности и времени экспозиции. В течение первых двух месяцев работы с учётом по-

лученных результатов было построено ещё более 20 циклограмм для проведения наблюдений во всех спектральных диапазонах продолжительностью от 10 мин до 6 часов. Типичные времена экспозиции составляли: в телескопе "ТЕРЕК-К" — 0,1–10 с, в спектрогелиометре "РЕС-К" — 1–500 с. Минимальные интервалы между соседними кадрами со сменой подканала с записью в ОЗУ составляли (в зависимости от режима сжатия информации и без учёта времени экспозиции) от 12 до 30 с. Накопление информации на борту и передача её на Землю обеспечивались системой сбора научной информации (ССНИ). Более детальную информацию о конструкции приборов "ТЕРЕК-К" и "РЕС-К" и особенностях их работы на спутнике "КОРОНАС-И" можно найти в статье [9].

2. АНАЛИЗ ДАННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

Спутник "КОРОНАС-И" был запущен 2 марта 1994 г. на почти круговую орбиту высотой около 500 км с наклонением 82,5 град. Каждые 3 месяца в течение 20 дней орбиты были бестеневыми. Ориентация на Солнце обеспечивалась двухосной системой наведения с точностями ориентации порядка 1–3 угловых минут и скоростями дрейфа, не превышавшими нескольких десятых угловой секунды в секунду.

Регулярные сеансы наблюдений с приборами "ТЕРЕК-К" и "РЕС-К" начались с 12 марта 1994 г. и продолжались до 5 июля 1994 г. За это время с каждым из приборов было проведено более 200 сеансов наблюдений (от одного до четырёх сеансов в сутки) по различным циклограммам. Всего за период наблюдений в экспериментах "ТЕРЕК-К" и "РЕС-К" на спутнике "КОРОНАС-И" было получено более 2000 изображений и спектров Солнца во всех рентгеновских спектральных каналах, за исключением канала "FeXXV" прибора "РЕС-К" (этот канал оказался слишком "жёстким" для наблюдений спокойного Солнца в отсутствие сильных вспышек). Полученный в эксперименте массив данных включает измерения с различными пространственным (от 1 до 16 угл. сек), временным (от нескольких секунд до десятков суток) и спектральным разрешениями, а также чувствительностью и является уникальным для XUV-диапазона.

На рис.1–3 даны примеры изображений и спектров Солнца, полученных в каналах телескопа "ТЕРЕК-К" и спектрометра "РЕС-К" (изображения на рис. 1 и 2 — негативные, на рис. 3 — позитивное). На рис. 1 показаны изображения полного Солнца в каналах 30,4 нм (a), 17,5 нм (b) и 13,2 нм (c), полученные 22 апреля 1994 г. Для сравнения на этом же рисунке показано аналогичное изображение в более жёстком рентгеновском диапазоне 0,3–4,5 нм, полученное телескопом SXT на японском спутнике "YOHKOH" [10]. Отметим, что канал 13,2 нм, настроенный на линии ионов FeXXI-XXIII, в отсутствие вспышки регистрирует также более "холодное" излучение (в частности, линию FeIX 17,1 нм).

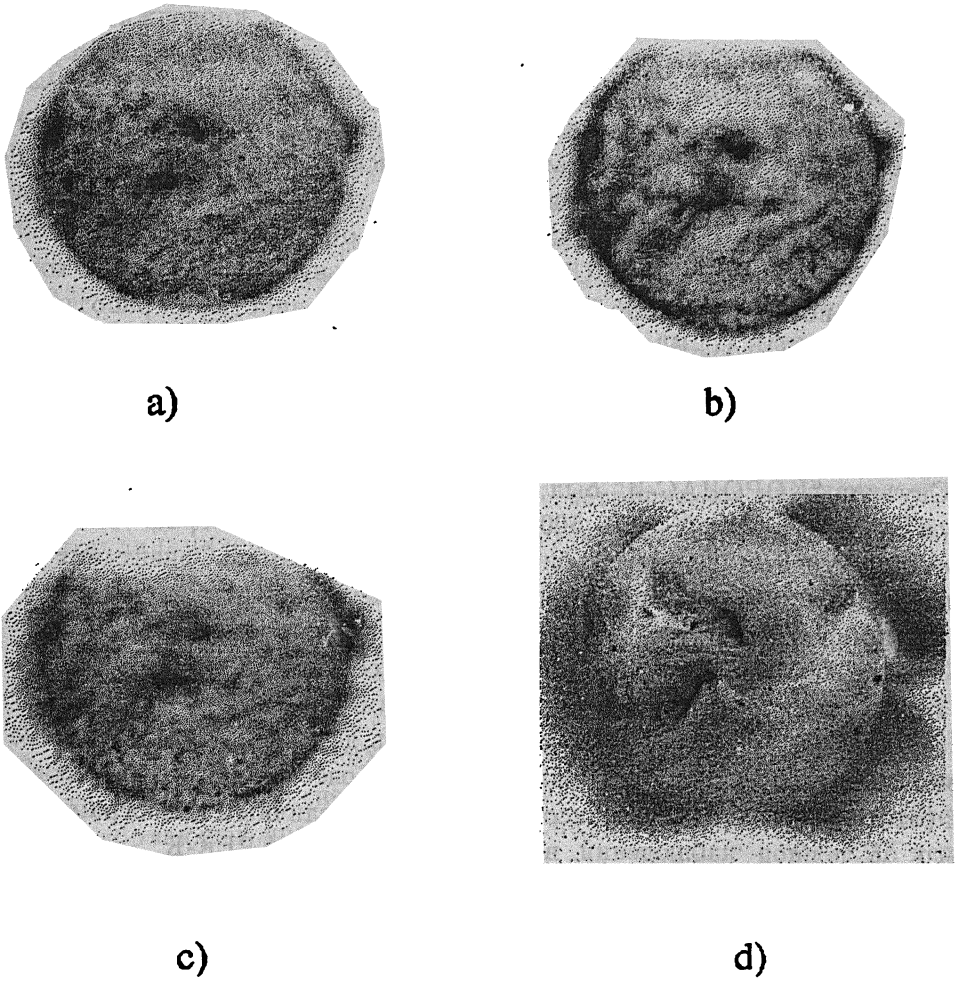


Рис. 1. Изображения Солнца, полученные 22 апреля 1994 г.: в каналах 30,4 нм (a), 17,5 нм (b), 13,2 нм (c) телескопа "ТЕРЕК" и в телескопе SXT "ЙОНКОН" (d).

На рис. 2 представлены впервые полученные в фазе спокойного Солнца гелиограммы полного диска в линейчатом излучении двух важнейших диапазонов спектра: (a) — в "горячей" L-линии иона MgXII 0,841–0,843 нм (12 июня 1994 г.), и (c) — в наиболее интенсивных линиях ионов FeVII – FeXIII 18,0–20,9 нм (1 мая 1994 г.). Для сравнения на рис. 2 (b,d) приведены одновременные изображения в канале 17,5 нм ("ТЕРЕК"). Впервые в отсутствие вспышки зарегистрировано излучение плазмы с температурой до 10^7 К. На участке 18,0–20,9 нм зарегистрировано около 40 линий ионов Fe, O, S и др. элементов (часть из них ещё не идентифицирована).

На рис. 3 приведено сравнение изображений "корональной дыры" в

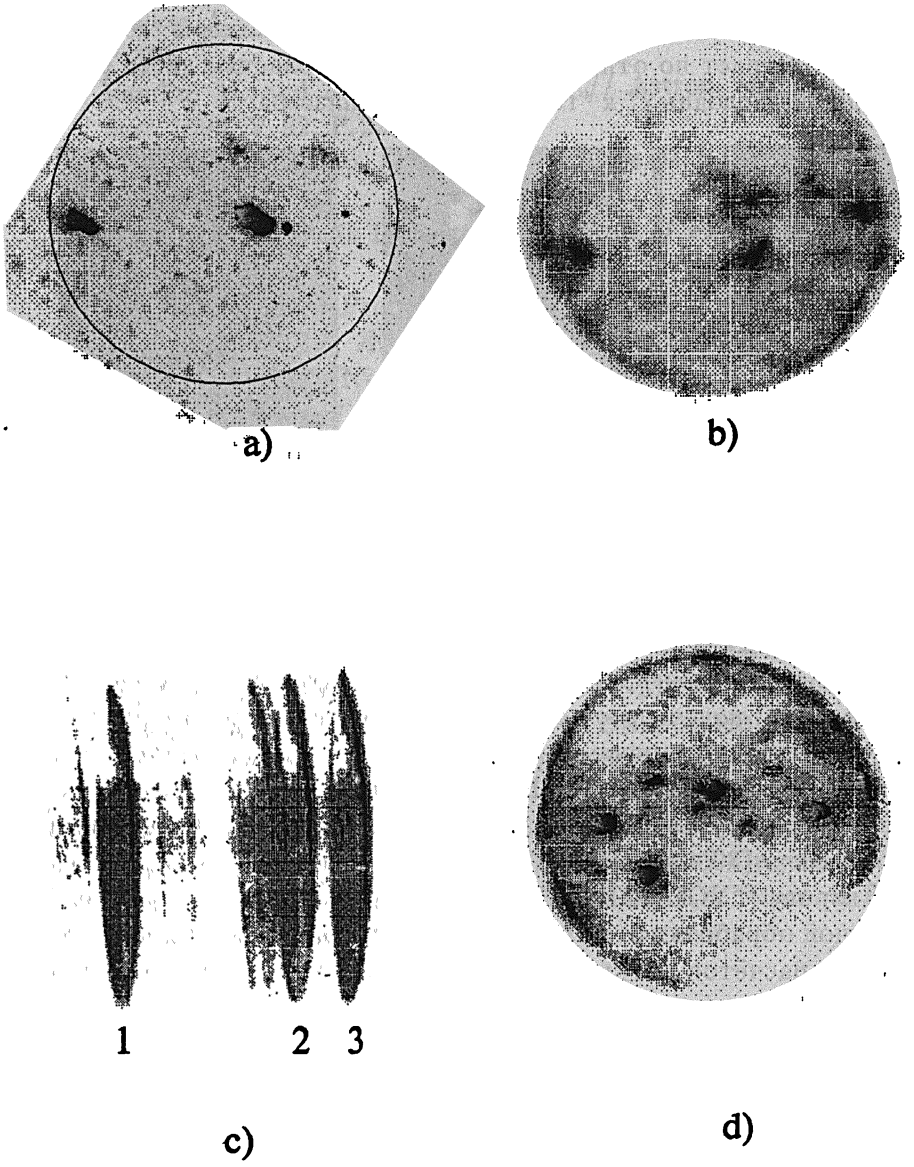
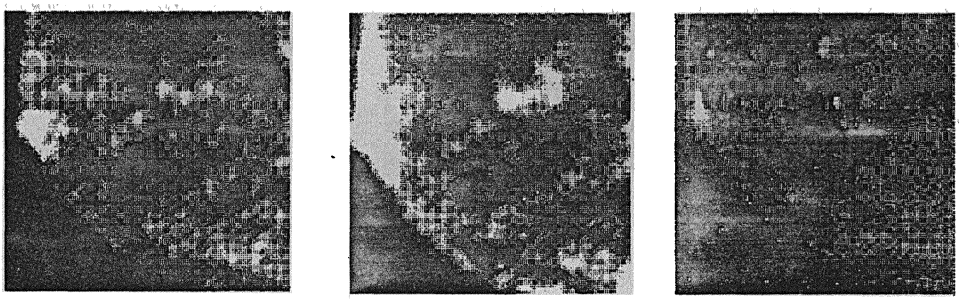


Рис. 2. Гелиограммы спокойного Солнца, полученные в спектрометре "РЕС" и телескопе "ТЕРЕК": в канале MgXII 0,841–0,843 нм спектрометра "РЕС" (a) и канале 17,5 нм телескопа "ТЕРЕК" (b) (12 июня 1994 г.); спектр Солнца в канале XUV 18–21 нм спектрометра "РЕС" (c) (1 мая 1994 г.) и изображение в канале 17,5 нм телескопа "ТЕРЕК" (d) (2 мая 1994 г.). Отмечены спектральные линии: 1 — FeXI 18,82 нм, 2 — Fe XII 19,35 нм, 3 — Fe XII 19,51 нм.

юго–восточной части диска Солнца, полученных 27 апреля 1994 г. телескопом "ТЕРЕК" в диапазонах 30,4 нм (a), 17,5 нм (b) и диапазоне 0,3–4,5 нм (c) ("YOHKOH"). Как видно из сравнения, размеры "корональной дыры" и контраст по отношению к соседним областям диска растут при переходе от "холодных" к "горячим" слоям плазмы.



a) b) c)

Рис. 3. Изображения "корональной дыры" на диске Солнца, полученные 26 апреля 1994 г.: в каналах 30,4 нм (a) и 17,5 нм (b) телескопа "ТЕРЕК" и в телескопе SXT "YOHKOH" (c).

Предварительный анализ полученных изображений и спектров и их сопоставление друг с другом и данными других наблюдений (Геофизические данные, 1994) показывают существенные различия в изображениях активных областей и "корональных дыр", наблюдаемые в различных спектральных диапазонах приборов "ТЕРЕК" и "РЕС", что очевидно, связано с изменением структуры плазмы в температурных слоях, относящихся к переходному слою (30,4 нм, HeII), внутренней короне (17,5 нм, FeIX-XI) и внешней короне ("YOHKOH"). В дальнейшем предполагается проведение совместной обработки этих данных с привлечением данных наземных наблюдений и расчётов магнитных полей на различных расстояниях от фотосферы и сопоставление с теоретическими моделями.

Рентгеновские изображения Солнца со спутника "YOHKOH", представленные в настоящей работе, получены с помощью телескопа SXT, разработанного Исследовательской Лабораторией Локхид (Пало Альто, США), Национальной Астрономической Обсерваторией и Токийским Университетом (Япония).

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 93-02-2874).

ЛИТЕРАТУРА

1. Sobelman I., Zhitnik I., Ignatiev A. et al. // Adv. Space Res., 1991. V. 11. № 1. P. 99.

2. Golub L. // Phys. Scripta, 1990. V. T31. P. 208.
3. Barbee T. W. // Proc. SPIE, 1992. V. 1742. P. 515.
4. Walker A., Hoover R., Spiller E. et al. // Proc. SPIE, 1994. V. 2011. P. 391.
5. Landini M. and Monsignori B. Fossi // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 1990. V. 82. P. 229.
6. Житник И. А. и др. // Труды ФИАН им. П. Н. Лебедева, 1989. Т. 195. С. 19.
7. Slemzin V., Zhitnik I., Ragozin E. et. al. // Proc. SPIE, 1994. V. 2279. P. 234.
8. Kuzin S. et al. // Proc. SPIE, 1994. V. 2283. P. 242.
9. Собельман И. И., Житник И. А., Игнатьев А. П. и др. // Письма в АЖ, 1996. Т. 22. № 8. С. 605.
10. Tsuneta S. et al. // Solar Phys., 1991. V. 136. P. 67.

Физический институт им.
П. Н. Лебедева РАН, г. Москва,
Россия

Поступила в редакцию
20 июля 1996 г.

INVESTIGATION OF THE SOLAR TRANSITION LAYER AND CORONA BY THE METHOD OF IMAGING XUV-SPECTROSCOPY IN THE "TEREK" AND "RES" EXPERIMENTS ON-BOARD THE "CORONAS-I" SATELLITE

I. A. Zhitnik, A. P. Ignat'iev, V. Ju. Klepikov, V. V. Korneev, V. V. Krutov, S. V. Kuzin, V. M. Lomkova, A. V. Mitrofanov, S. N. Oparin, V. N. Oraevsky, A. A. Pertsov, V. A. Slemzin, I. I. Sobleman, A. I. Stepanov, I. P. Tindo

The method of imaging XUV-spectroscopy was applied to investigation of plasma in the transition layer and inner corona of the Sun in the TEREK and RES experiments on- board the Coronas-I satellite. Observations were carried out in the period of March 12 to July 5, 1994. Shown are some examples of the spectral images obtained, their comparison with the "YOHKOH" X-ray images with the preliminary analysis of the data.

УДК 523.94:523.9-739

ИЗМЕРЕНИЯ ПОТОКА И СПЕКТРА КОРОТКОВОЛНОВОГО УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА НА СПУТНИКЕ "КОРОНАС-И"

Т. В. Казачевская, С. И. Авдюшин, Д. А. Гонюх**, А. И. Ломовский*, А. А. Нусинов*, П. М. Свидский*, Ю. Н. Цигельницкий*, В. Н. Ораевский***, И. М. Копаев***, С. И. Болдырев***, Е. Д. Мищенко*****

Приводятся данные об аппаратуре и измерениях потока и спектра коротковолнового ($\lambda < 130$ нм) ультрафиолетового излучения Солнца, установленной на спутнике КОРОНАС-И. В аппаратуре СУФР использовался термолюминесцентный метод. Для измерения спектра в области 30,4 нм испытывалась аппаратура ВУСС, использующая метод фотоэлектронной спектрометрии. В период низкой солнечной активности с марта по июнь 1994 г. поток излучения Солнца в области $\lambda < 130$ нм составлял в среднем 7,5 эрг·см$^{-2}$с$^{-1}$, интенсивность излучения в линии H L_α $(3{,}3-3{,}7)\cdot 10^{11}$ квант·см$^{-2}$с$^{-1}$. С 4 по 7 марта интенсивность излучения линии 30,4 нм (He II) изменялась в пределах $(6{,}0-7{,}5)\cdot 10^9$ квант·см$^{-2}$с$^{-1}$. Сильных вспышек в период измерений не наблюдалось. Во время вспышки рентгеновского класса B4.5 (30 июня 1994 г., 01^h08^m UT) в области спектра $\lambda < 130$ нм наблюдалось увеличение потока излучения на $\sim 15\%$.

Известно, что Солнце является переменной звездой при наблюдении в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах длин волн. Знание характеристик переменности (амплитуды вариаций с различными временными масштабами) важно как для понимания процессов в солнечной хромосфере и короне, так и для использования в расчётах ионосферы, верхней атмосферы и при решении некоторых задач средней атмосферы, в первую очередь — проблемы озона. Несмотря на довольно длинную историю исследования вариаций ультрафиолетового и рентгеновского излучений, представления о масштабах и временных характеристиках вариаций излучения противоречивы. Это связано, прежде всего, с трудностями создания аппаратуры для этой области спектра, невысокой точностью и нерегулярностью измерений.

Спутник КОРОНАС-И (комплексные орбитальные околоземные наблюдения активности Солнца) был выведен на орбиту с космодрома "Плесецк" 2 марта 1994 г. В число основных научных задач проекта входило исследование нестационарных явлений, динамических процессов и гелиосейсмологии. На борту спутника установлена аппаратура, регистрирующая излучение в диапазоне от радио- до рентгеновского и

гамма-излучения. Высокая точность ориентации спутника — $3 \div 10$ угловых минут — позволяла проводить прецизионные измерения как всего Солнца, так и отдельных солнечных структур.

1. ИЗМЕРЕНИЕ ПОТОКА ИОНИЗУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА

Для проведения регулярных измерений интенсивности ионизующего излучения Солнца в крайней ультрафиолетовой области спектра на борту спутника КОРОНАС-И был установлен солнечный ультрафиолетовый радиометр (СУФР), который производил измерения в области длин волн $\lambda < 130$ нм, а также линии водорода L_α (121,6 нм) [1].

Для регистрации солнечного ультрафиолетового излучения в СУФР используется термолюминесцентный метод. Энергия коротковолнового излучения запасается в детекторе — термолюминесцентном фосфоре $CaSO_4(Mn)$, нанесённом на керамическую пластинку. После экспонирования на Солнце в течение 19,5 с детекторная пластина перемещается и устанавливается перед ФЭУ. При последующем нагревании пластинки фосфор переизлучает запасённую энергию в зелёной области спектра ($\lambda = 500$ нм).

Световой поток термолюминесценции с помощью фотоэлектронного умножителя и электронной схемы преобразуется в сигнал, поступающий на телеметрию.

Выделение отдельных участков спектра при измерении интенсивности ультрафиолетового излучения осуществляется различными фильтрами, расположенными перед детекторами.

Внутренний цикл работы прибора состоит из опроса 24 детекторов, в число которых входят детекторы без фильтров и детекторы с фильтрами. Одновременно экспонируются, а затем опрашиваются 4 детектора: детектор без фильтра, измеряющий полный поток ультрафиолетового излучения с $\lambda < 130$ нм, и детекторы с фильтрами: MgF_2, выделяющий излучение в линии водорода L_α (121,6 нм), тонкая фольга алюминия и тонкая плёнка из майлара, выделяющие участки спектра $\lambda < 10$ нм и $\lambda < 12$ нм соответственно. Для калибровки измерительного тракта в полёте имеется специальный эталон постоянного свечения на основе ZnS, активированный изотопом C^{14}.

Регистрируемые прибором величины зависят как от интенсивности излучения, так и от ориентации прибора. Для учёта угловой зависимости в приборе установлен специальный датчик — ЭОС, сигнал которого пропорционален освещённости входного окна прибора от Солнца в видимом свете.

Телеметрическая информация с аппаратуры СУФР получена за период с 4 марта по 30 июня 1994 г.

По данным обработки в рассматриваемый период времени интенсивность излучения Солнца в линии L_α составляла 5,5 ÷ 6,1 эрг·см$^{-2}$с$^{-1}$, поток излучения для $\lambda < 130$ нм в среднем был ~ 7,5 эрг·см$^{-2}$с$^{-1}$. Больших вариаций интенсивности излучения не зарегистрировано.

В начальный период работы на орбите наблюдалось снижение чувствительности аппаратуры. С использованием сигналов от встроенных эталонов была проведена коррекция измеренных величин. На рис. 1 для периода с марта по июнь 1994 г. показаны измеренные и исправленные из-за изменения чувствительности величины потока излучения для $\lambda < 130$ нм (нижняя и средняя кривые, соответственно), а также вариации потока радиоизлучения на волне 10,7 см ($F_{10,7}$ — верхняя кривая).

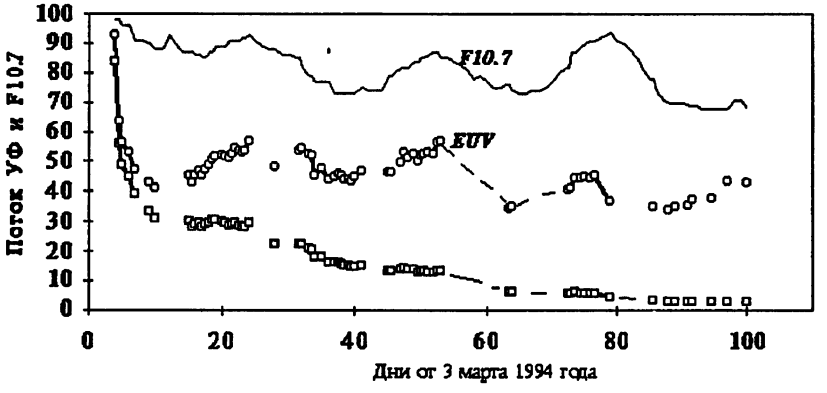


Рис. 1. Полный поток излучения Солнца с $\lambda < 130$ нм.

Период измерений оказался достаточно спокойным: сильных вспышек не наблюдалось. Радиометр СУФР зарегистрировал единственную вспышку рентгеновского класса B4.5, которая произошла 30.06 в 01^h08^m UT. К сожалению, из-за ухода спутника в тень не удалось наблюдать вспышку полностью, однако главная фаза произошла в период наблюдений. По нашим измерениям во время вспышки поток излучения от всего Солнца (как звезды) увеличился для $\lambda < 130$ нм на ~ 1 эрг·см$^{-2}$с$^{-1}$, т.е. на 15% от полного потока.

2. ОПЫТ АБСОЛЮТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА В ЛИНИИ He II "НЕОПТИЧЕСКИМ" СПЕКТРОМЕТРОМ ВУСС

Использование методов оптической спектрометрии в наблюдениях ионизующего излучения выявило ряд недостатков традиционных оптических спектрометров, которые функционально включают в себя систему сбора светового потока, систему монохроматизации и приёмник.

Для выполнения измерений в абсолютных энергетических единицах все эти составляющие должны быть откалиброваны по многим параметрам (коэффициенты отражения, пропускания, чувствительность и др.). Необходимо также исследовать временную стабильность этих параметров в зависимости от внешних условий. В ряде случаев не только поддержание этой стабильности, но и знание её изменения со временем становится очень сложной проблемой.

Вакуумный ультрафиолетовый спектрометр ВУСС, установленный на спутнике КОРОНАС-И, основан на методе столкновительной фотоионизационной спектроскопии [2] и свободен от ряда недостатков, присущих классическим спектрометрам. Регистрация излучения при этом производится по фотоионизации инертных газов. Для анализа спектрального состава излучения используется энергетический спектр фотоэлектронов.

Упрощённая схема спектрометра ВУСС показана на рис. 2.

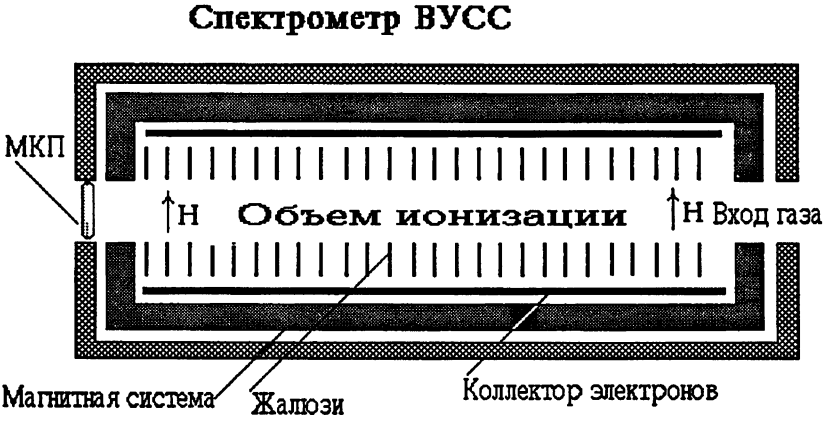


Рис. 2. Схема устройства ультрафиолетового спектрометра ВУСС.

Спектрометр представляет собой заполненный протекающим одноатомным рабочим газом ограниченный объём с установленными в нём двумя электронными зеркалами, каждое из которых состоит из задерживающего и экранирующего электродов, конструктивно выполненных в виде жалюзи. Система помещена в однородное магнитное поле, перпендикулярное электронным зеркалам, за которыми расположены коллекторы электронов. Исследуемое излучение попадает в ионизационную камеру через микроканальную пластину, регулирующую также расход рабочего газа, в объём между электронными зеркалами. Энергия электронов, высвободившихся при фотоионизации атомов рабочего газа, однозначно связана с энергией квантов излучения, а скорость их образования пропорциональна числу квантов и сечению фотоионизации. Образующиеся в объёме ионизации электроны блуждают вдоль магнитных силовых линий в пространстве между электронными зеркалами. Анализ спектраль-

ного состава излучения осуществляется сканированием задерживающего потенциала U, подаваемого на электроды. Попасть на пластину коллектора могут электроны, обладающие кинетической энергией, достаточной для преодоления потенциального барьера. Экранирующий электрод, имеющий нулевой потенциал, при этом не допускает проникновение электростатического поля от электрода в область ионизации.

Конструктивно спектрометр ВУСС представляет собой блок детектора, описанный выше, блок электроники и систему подачи газа, состоящую из баллона с неоном при давлении 150 атмосфер и "натекателя".

Спектрометр калибровался на вакуумном стенде НИИФ ЛГУ с помощью специально созданной ионизационной камеры–спектрометра. Абсолютная квантовая чувствительность спектрометра составила $5 \cdot 10^{-3}$ электрон·см$^{-2}$квант$^{-1}$ при погрешности проведённых измерений не выше 10%.

Основные характеристики спектрометра ВУСС следующие: спектральная область — λ28–50 нм, разрешающая способность — $\lambda/\Delta\lambda = 400$, временное разрешение — 10 минут, потребляемая мощность — 20 Вт, вес — 15 кг.

В первые дни после выведения на орбиту наблюдалось резкое уменьшение чувствительности спектрометра, которое может быть связано с недостаточным заполнением объёма камеры рабочим газом. Одной из возможных причин этого эффекта может быть нештатная работа газонапускной системы вследствие снижения температуры на борту спутника. Из-за понижения чувствительности удалось в рассматриваемом диапазоне длин волн выделить лишь линию 30,4 нм, принадлежащую He II.

За период с 4 по 7 марта, характеризующийся низкой солнечной активностью ($F_{10,7} \sim 89$–80), поток в этой линии, измеряемый с точностью не хуже 15%, менялся в пределах от $6{,}0 \cdot 10^9$ до $7{,}5 \cdot 10^9$ квант·см$^{-2}$с$^{-1}$. Результаты наблюдений представлены на рис. 3, где изображены сглаженные по трём точкам значения потока в линии He II 30,4 нм, а также их средние значения по имеющимся данным в пределах суток.

Сопоставление этих величин с приведёнными здесь же значениями индекса радиоизлучения Солнца $F_{10,7}$ по данным станции в Боулдере и Москве показывает одинаковую тенденцию с изменением этого индекса солнечной активности.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Сравним результаты измерений с современными моделями излучения в ультрафиолетовой области.

Расчёты по моделям [3–4] дают для области длин волн короче 130 нм оценки потока энергии от 6,7 до 7,9 эрг·см$^{-2}$с$^{-1}$.

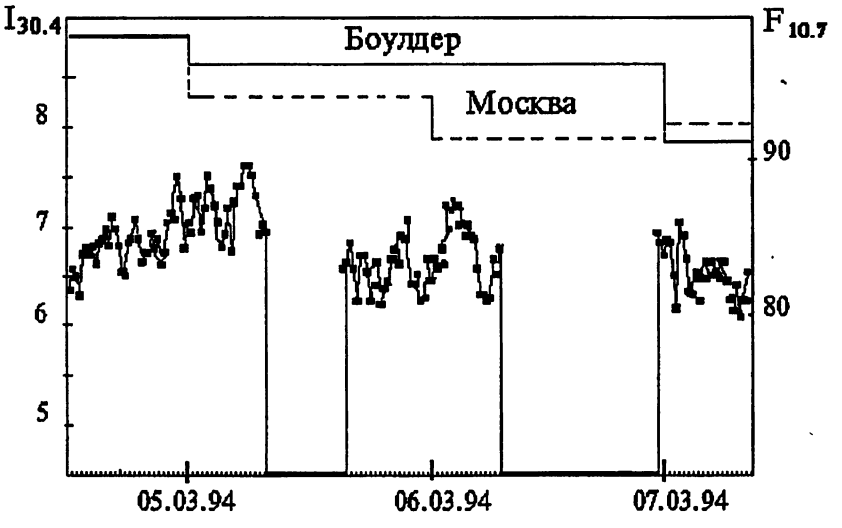


Рис. 3. Поток излучения в линии гелия 30,4 нм.

По измерениям спектрометром СУФР средний поток за этот период составил около 7,5 эрг·см$^{-2}$с$^{-1}$, что согласуется с результатами расчётов по моделям, обобщающим измерения в предыдущих циклах солнечной активности.

Результаты измерений линии 30,4 нм спектрометром ВУСС оказываются несколько ниже величин, получаемых из модели [3]. Модельные расчёты дают величину $9 \cdot 10^9$ квант·см$^{-2}$с$^{-1}$, измеренные величины не превышают $7{,}5 \cdot 10^9$ квант·см$^{-2}$с$^{-1}$. Это различие послужит предметом дальнейшего исследования, поскольку (если оно не обусловлено неточностью измерений) может указывать или на необходимость корректировки моделей излучения, или на аномальное поведение потоков ультрафиолетового излучения вблизи минимума 22-го цикла солнечной активности.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 96-02-18320.

ЛИТЕРАТУРА

1. Казачевская Т. В., Иванов–Холодный Г. М. и Гонюх Д. А. // Геомагнетизм и аэрономия, 1985. Т. 25. С. 995.
2. Мищенко Е. Д., Абдуллаев А. М., Казачевская Т. В. и Кваттер Г. С. // Оптика и спектроскопия, 1978. Т. 44. Вып. 6. С. 1076.
3. Бруевич Е. А., Нусинов А. А. // Геомагнетизм и аэрономия, 1984. Т. 24. № 4. С. 581.

4. Катюшина В.В., Красинец М.В., Нусинов А.А., Барт Ч.А., Роттман Г.Ж. // Геомагнетизм и аэрономия, 1991. Т.31. № 1. С.40.

*ИПГ им. академика
Е.К. Фёдорова Роскомгидромета,
**ЦКБ ГМП Роскомгидромета,
***ИЗМИРАН, ****НИИФ ЛГУ;
Россия

Поступила в редакцию
14 мая 1996 г.

SOLAR FLUX AND SPECTRUM MEASUREMENTS IN EUV SPECTRAL REGION ON BOARD OF CORONAS-I SATELLITE

T. V. Kazachevskaya, S. I. Avdyshin, D. A. Gonykh**, A. I. Lomovsky*, A. A. Nusinov*, P. M. Svidsky*, Yu. N. Tsigelnitsky*, V. N. Oraevsky***, I. M. Kopaev***, S. I. Boldirev***, E. D. Mischenko****.*

Data are presented on solar emission variations in the extreme ultraviolet range ($\lambda < 130$ nm) which were obtained on board of the CORONAS-I satellite during solar activity minimum epoch in 1994-1995. Based on thermoluminescent technique, the measurements were performed using the SUFR (Solar Ultraviolet Radiometer) equipment for recording the solar emission flux at $\lambda < 130$ nm. The technique provides absolute measurements. The intensity of the He II 30.4 nm line emission was also measured on board of the CORONAS by means of Vacuum Ultraviolet Solar Spectrometer (VUSS), which uses gas-photoelectron energy and intensity analysis for registration of the spectrum. The characteristics of both devices are given, as well as calibration methods and the main results. The observation period can be characterised by a very low activity level. The solar flux in the region $\lambda < 130$ nm was $7.5 - 8$ erg$\cdot$cm^{-2}s^{-1}, the Lyman alpha line intensity was $\sim (3.3 - 3.7)\cdot 10^{11}$ cm^{-2}s^{-1} and the He II (30.4 nm) line intensity was $(6 - 7.5)\cdot 10^{9}$ cm^{-2}s^{-1}. Intensive solar flares were not registered during the period of observation. During the flare of B4.5 X-ray class (June 30, 1994, 01^h08^m UT) an increase of flux of $\sim 15\%$ was registered in the range of $\lambda < 130$ nm.

УДК 523.98+550.388

ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА В МАРТЕ И АПРЕЛЕ 1994 г. ПО ДАННЫМ ЭКСПЕРИМЕНТА "ИРИС", ВЫПОЛНЕННОГО НА БОРТУ АУОС-СМ "КОРОНАС-И"

*В. Н. Ораевский**, Г. Е. Кочаров*, С. И. Болдырев**, П. Б. Дмитриев*, В. Н. Ишков**, В. П. Лазутков*, Г. А. Матвеев*, Ю. Н. Ницора*, М. И. Савченко*, Д. В. Скородумов*, Ю. Е. Чариков**

Эксперимент "ИРИС" по исследованию временных и спектральных характеристик солнечного рентгеновского излучения в энергетическом диапазоне 2–200 кэВ подготовлен в рамках международного проекта "КОРОНАС-И" в ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН [1, 2].

ОСНОВНЫЕ ЗАДАЧИ ЭКСПЕРИМЕНТА:

1. Исследование всплесков мягкого рентгеновского излучения малой интенсивности.
2. Исследование динамики энергетических спектров солнечного рентгеновского излучения.
3. Исследование тонкой временной структуры потоков жёсткого рентгеновского излучения солнечных вспышек.

ЦЕЛЬ ИССЛЕДОВАНИЙ, частью которых является эксперимент "ИРИС", состоит в разработке физических моделей вспышек и их предвестников и в накоплении экспериментальных данных, необходимых для развития методик прогнозирования солнечных вспышек.

ПРИБОР "ИРИС" представляет собой рентгеновский спектрометр, созданный на основе пропорциональных и сцинтилляционных счётчиков. Временное разрешение прибора, количество энергетических каналов и чувствительность в мягком рентгеновском диапазоне автоматически изменяются в зависимости от параметров регистрируемого излучения. Основные характеристики прибора приведены в табл. 1.

РЕГИСТРАЦИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА с помощью прибора "ИРИС" производилась на борту станции "КОРОНАС-И" с 5 марта по 4 июля 1994 г. В дальнейшем кратковременные включения прибора без ориентации на Солнце позволяли лишь оценить его работоспособность.

Таблица 1

Основные физические характеристики аппаратуры "ИРИС"

Характеристика	Мягкое рентгеновское излучение	Жесткое рентгеновское излучение
Диапазон энергий, кэВ	2 - 15	15 - 200
Детекторы	Два 4-секционных проп. счетчика	Два сцинтилляционных счетчика (CsI(Na))
Площадь окон, $см^2$	10; 0,1	100
Временное разрешение,с	2,5; 1,0	2,5; 1,0; 0,01
Кол-во энерг. каналов	6; 32	6; 32; 4

В настоящем докладе приводятся данные о рентгеновском излучении Солнца, полученные в результате обработки переданной нам к настоящему времени телеметрической информации за 1200 часов работы прибора. При этом пропуски в измерениях рентгеновского излучения Солнца, связанные с прохождением станции сквозь радиационные пояса Земли в высоких широтах и в районе южно–атлантической аномалии, составляли от 30 до 60% времени (см. рис. 1, где приведён пример временного хода интенсивности фона в двух каналах прибора).

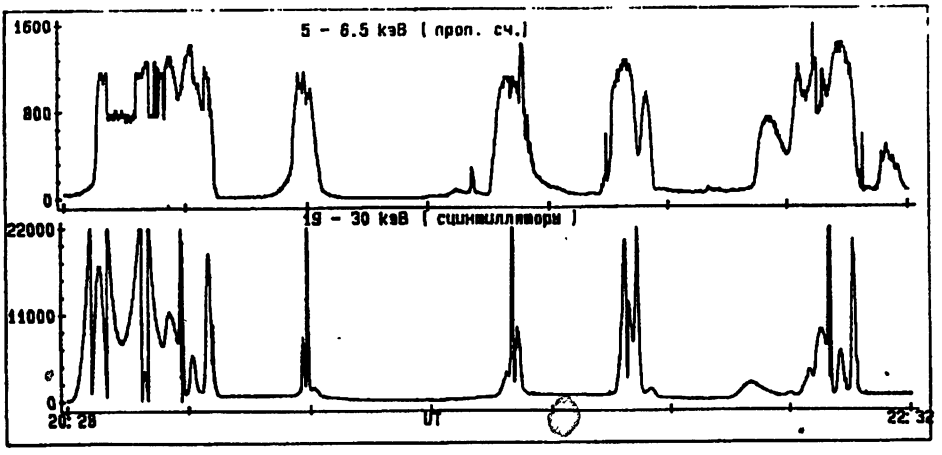


Рис. 1. Временной ход скорости счёта детекторов прибора ИРИС 5 марта 1994 г.

Уровень фона в мягком рентгеновском диапазоне прибора "ИРИС" составлял ~ 5 нВт/м^2 (для диапазона энергий $E > 2{,}5$ кэВ). При заходе станции в тень Земли скорость счёта фона снижалась на порядок. Это

означает, что основной вклад в фон в этом диапазоне даёт рентгеновское излучение Солнца. Этот вывод подтверждается результатами расчёта параметров спектра фона, который хорошо описывается выражением для теплового тормозного излучения плазмы [3] с температурой $\sim 0{,}25$ кэВ.

Чувствительность прибора в мягком рентгеновском диапазоне, с учётом реального фона, составила ~ 1 нВт/м^2 ($E > 2{,}5$ кэВ), что примерно соответствует рентгеновскому баллу вспышки A1.0 и позволяет исследовать излучение от слабых вспышек и предвестников.

В жёстком рентгеновском диапазоне на орбите станции "КОРОНАС-И" наблюдается повышенный фон и чувствительность прибора составляет $\sim 0{,}01$ нВт/м^2. За время наблюдений не обнаружено вспышек, в которых интенсивность жёсткого рентгеновского излучения превышала бы этот уровень.

ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК, по данным прибора "ИРИС" за период 5.03–22.04.94 г., анализ которого был начат в первую очередь, а также параметры этих вспышек по SGD [4] приведены в табл. 2.

Таблица 2

Солнечные вспышки, зарегистрированные аппаратурой "ИРИС" в мягком рентгеновском диапазоне в период с 5.03 по 22.04.94 г.

N	Дата	Время макс., UT		Длит.,мин.		Балл (SGD)		Тепл. модель	
		X(ИРИС)	SGD	ИРИС	SGD	X	H_α	T, кэВ	EM
1	05.03	18:51.5	18:51	5,1	5	B2.7	-	0.8	240
2	05.03	22:29.0	22:30	7,3	6	-	sF	1.0	56
3	05.03	23:03.8	23:04	> 2	5	B1.4	-	1.3	70
4	06.03	06:56.1	06:56	> 7	12	B3.6	sF	1.0	160
5	02.04	12:17.0	12:17	15	15	B2.3	-	0.7	250
6	19.04	16:50.3	16:47	> 20	21	C2.1	2N	0.4	7400
7	19.04	16:59.2	16:59	?	15		sF	0.4	6900
8	20.04	21:25.5	21:26	6,2	9	B1.4	-	0.3	3200
9	21.04	00:26.0	00:28	7,0	13	B1.3	-	0.9	0.4
10	21.04	20:37.0	20:37	> 2	7	C1.1	sF	-	-
11	21.04	22:14.2	22:14	> 7	11	C2.3	-	0.8	370
12	22.04	00:19.7	00:19	> 4	11	C5.2	sN	1.1	170

Примечание: Значения T и EM приведены для максимумов интенсивности излучения вспышек; значения EM домножить на 10^{45} (1/см^3).

Расчёт параметров рентгеновского излучения вспышек проводился итерационным методом для двух моделей генерации излучения: для теплового тормозного излучения плазмы [3] и для тормозного излучения ускоренных электронов. В качестве критерия совпадения теоретического и экспериментального спектров в каждой точке использовалось значение "хи-квадрат", которое минимизировалось в процессе расчёта. Лучшее совпадение для зарегистрированных вспышек получено для тепловой модели (см. сравнение временного хода значений "хи-квадрат" для двух моделей спектров, приведённое на рис. 3).

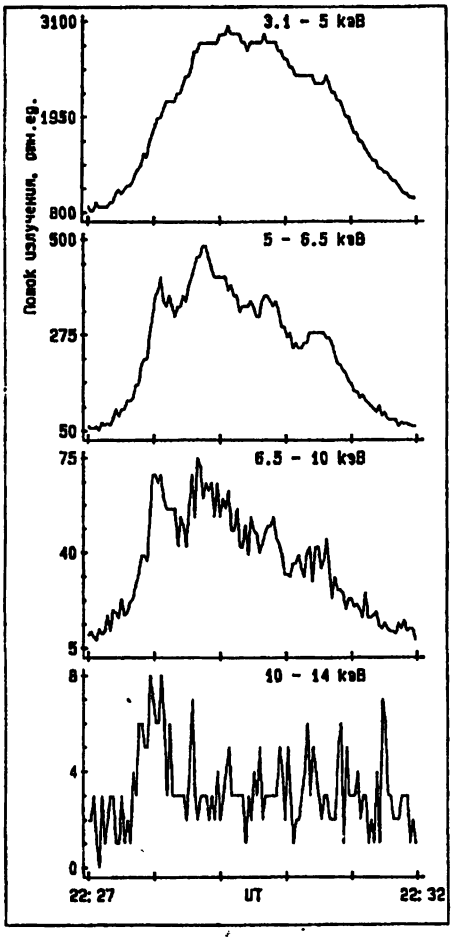


Рис. 2. Временной ход интенсивности рентгеновского излучения для вспышки, наблюдавшейся 5 марта 1994 г.

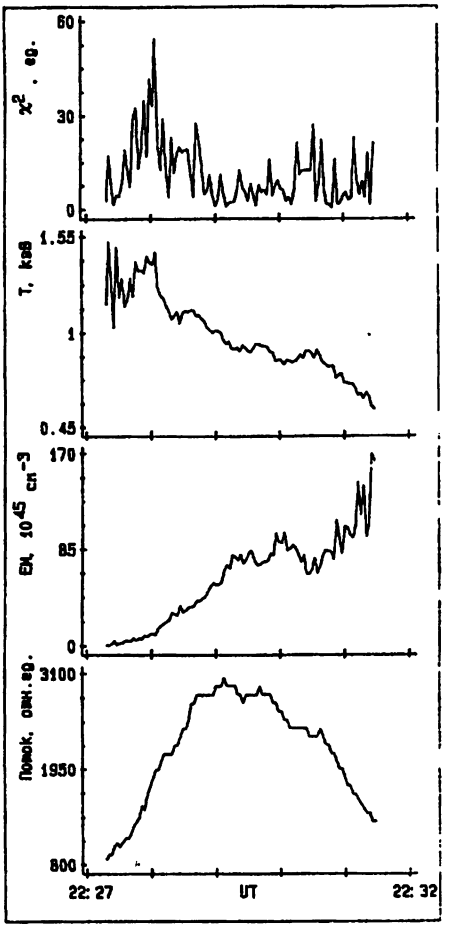


Рис. 3. Результаты расчёта температуры и меры эмиссии в мягком рентгеновском диапазоне для вспышки, показанной на рис. 2.

По результатам расчёта построены временные профили температуры и меры эмиссии излучающей плазмы с шагом по времени 2,5 и 1 с. Для

всех рассмотренных вспышек температура принимает максимальные значения на переднем фронте или в максимуме рентгеновских всплесков, а мера эмиссии ведёт себя противоположным образом, что указывает на неадиабатический характер нагрева. В трёх случаях максимальная температура, наблюдавшаяся на переднем фронте, значительно превосходила температуру в максимуме интенсивности. В качестве примера, на рис. 2 и 3 приводятся временной ход интенсивности рентгеновского излучения, температуры и меры эмиссии для вспышки, наблюдавшейся 5 марта 1994 г. в 22^h29^m UT.

Энергетические спектры, полученные с помощью прибора "ИРИС" позволяют исследовать динамику изменения меры эмиссии и температуры. В результате на временных профилях некоторых из зарегистрированных вспышек выделены всплески, особенно хорошо проявляющиеся на профиле температуры. При этом, по критерию "хи-квадрат" обнаружены отклонения от однотемпературной модели на передних фронтах этих всплесков. Пример 32-канального спектра и полученных из последовательности таких спектров временных профилей интенсивности излучения и температуры приведён на рис. 4.

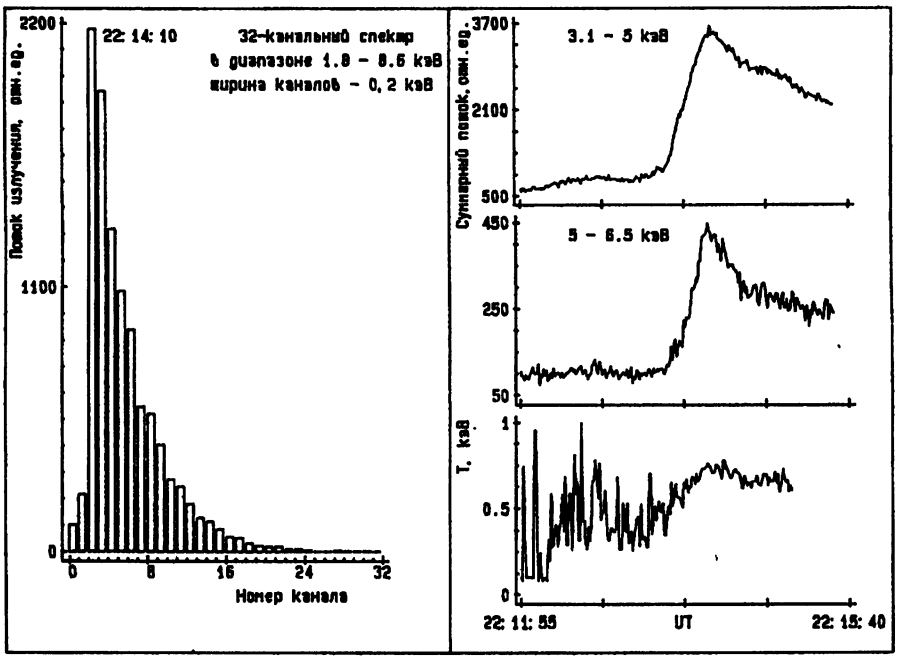


Рис. 4. 32-канальный спектр в максимуме, поведение суммарной по каналам интенсивности излучения и вычисленной температуры во вспышке 21.04.94.

В заключение авторы выражают искреннюю признательность за содействие в подготовке и проведении эксперимента "ИРИС" заместителю научного руководителя проекта "КОРОНАС-И" И. М. Копаеву, техниче-

ским руководителям А. М. Попелю и А. А. Карапетьянцу, а также всем участникам подготовки этого космического проекта, в первую очередь, В. Ю. Клепикову, Б. А. Прохорову, А. И. Степанову, П. И. Лягину, Е. Г. Панкову, Л. В. Рудневской, А. Д. Рябовой и Т. В. Фомичевой. Авторы благодарят участников работ по созданию аппаратуры "ИРИС": В. Т. Афанасьеву, В. И. Бояринцева, Л. Г. Денисову, А. Д. Дудрову, А. Г. Еникеева, В. Г. Журавлёва, В. П. Исакову, Л. Ф. Кузьмину, Н. В. Карганову, В. Л. Колызаева, Е. М. Лотвинова, В. Н. Макогоненко, А. П. Фёдорова и Ю. В. Чичагова.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кочаров Г. Е., Лазутков В. П., Матвеев Г. А. и др. — В кн.: Космическое излучение высокой энергии. — Л.: ЛИЯФ, 1989. С. 29.
2. Charikov Yu. E., Dmitriev P. B., Kocharov G. E., et al. — In: Dynamics of Solar Flares, Chantilly, France, 1990. /Eds. B. Shmieder and E. Priest. — P. 217.
3. Crannell C. J., Frost K. J., Matzler C., Ohki K., Saba J. L. // Astrophys. J., 1978. V. 223. P. 620.
4. // Solar Geophysical Data (NOAA, Boulder), 1994. No 601. Part II; No 602. Part II.

*ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН,
г. С.-Петербург;
**ИЗМИРАН, г. Троицк
Московской области; Россия

Поступила в редакцию
24 марта 1996 г.

CHARACTERISTICS OF X-RAY RADIATION OF THE SUN IN MARCH AND APRIL 1994 OBTAINED IN THE IRIS EXPERIMENT ON BOARD OF THE CORONAS-1 AUTOMATIC ORBITAL STATION

V. N. Oraevsky, G. E. Kocharov, S. I. Boldyrev, P. B. Dmitriev, V. N. Ishkov, V. L. Kolysaev, V. P. Lazutkov, E. M. Lotvinov, G. A. Matveev, Yu. N. Nitsora, M. I. Savchenko, D. V. Skorodumov, S. V. Stepanov, Yu. E. Charikov

The first brief report is given of the results obtained in the IRIS experiment. The IRIS device is an X-ray spectrometr based on proportional and scintillation counters designed for measurements of solar X-ray radiation in the 2–200 keV energy range. Data are presented of 12 flares observed in March and April, 1994, as well as examples of the obtained spectra.

УДК 528.165

РЕКУРРЕНТНЫЕ ВОЗРАСТАНИЯ ЭНЕРГИЧНЫХ ЧАСТИЦ ПО ДАННЫМ "КОРОНАС-И"

И. С. Веселовский, Ю. В. Гоцелюк, Ю. И. Денисов, А. В. Дмитриев, С. Н. Кузнецов, В. Г. Курт, В. Н. Ораевский, М. И. Панасюк, С. П. Рюмин

В период с марта по июнь 1994 г. на ИСЗ КОРОНАС-И были зарегистрированы возрастания протонов с $E_p = 1$–4,5 МэВ, представляющие собой часть длинной серии коротирующих возрастаний, зарегистрированной на КА ULYSSIS вне плоскости эклиптики. Обнаружен приблизительно постоянный сдвиг порядка 5 дней между временами максимумов, зарегистрированными на двух КА. Обсуждаются предположения о локализации областей ускорения и условиях распространения энергичных протонов в гелиосфере, сделанные на основании совместного анализа этих результатов и других экспериментальных данных.

1. ВВЕДЕНИЕ

ИСЗ КОРОНАС-И был запущен на полярную орбиту 2 марта 1994 г. Описание научной аппаратуры для измерения энергичных заряженных частиц приведено в [1, 2]. В настоящем сообщении используются данные о потоках протонов с энергиями 1–5 МэВ, полученные в результате измерений полупроводниковым детектором толщиной 50 мкм. В работе приведены данные о потоках протонов таких энергий, измеренных в полярных шапках Земли за период март–июнь 1994 г., а также возможная интерпретация результатов измерений.

За этот период времени в эксперименте были зарегистрированы серия коротирующих возрастаний частиц и одно солнечное энергичное событие 14–17 апреля 1994 г. Коротирующие возрастания частиц в этот период также наблюдались на КА Ulysses (вне плоскости эклиптики) [3–6].

2. НАБЛЮДЕНИЯ КОРОТИРУЮЩИХ ВОЗРАСТАНИЙ ЧАСТИЦ

Потоки протонов с энергиями 0,5–10 МэВ и электронов с энергиями 40–200 кэВ, превышающие на несколько порядков фон космических лучей, неоднократно наблюдались в гелиосфере [7]. Такие события были названы коротирующими возрастаниями частиц (CPE). Была найдена связь между

этими потоками и коротирующими областями взаимодействия разноскоростных потоков солнечного ветра (CIR). Анализ результатов различных экспериментов показал, что CPE регистрируются, в основном, внутри потоков быстрого солнечного ветра [8, 9]. Одновременно с CPE, как правило, наблюдают небольшое уменьшение потоков первичных (галактических) космических лучей с энергией более 40 МэВ [10]. Продолжительная серия (около 20 событий) рекуррентных потоков быстрого солнечного ветра и CPE наблюдалась в течение минимумов 20-го и 21-го циклов солнечной активности [3, 11, 12].

Серия возрастаний потоков протонов с энергией 1–5 МэВ, зарегистрированных на ИСЗ КОРОНАС-И в период март–июнь 1994 года, представлена на нижней части рис. 1 сплошной линией. Солнечное событие 14 апреля 1994 г. отмечено стрелкой. Мы не выявили анизотропии (< 10%) в потоках протонов, приходящих в северную и южную полярные шапки земной магнитосферы.

Информация о скорости солнечного ветра и полярности межпланетного магнитного поля в данный период времени по данным ИСЗ IMP-8, полученная при помощи программы прямой связи (OMNI) в Годдаровском национальном центре данных космических исследований, представлена на верхней части рис. 1. Из рис. 1 видно, что мы наблюдаем возрастания потоков протонов вблизи передних фронтов потока быстрого солнечного ветра. Такое поведение временной структуры возрастаний потоков низкоэнергетичных протонов и скорости солнечного ветра доказывают, что на ИСЗ КОРОНАС-И наблюдалась часть серии CPE, типичной для периода минимума солнечной активности. Анизотропия потоков протонов в таких сериях CPE обычно невелика и не превышает 5–7%. Наши наблюдения этому не противоречат.

Было проведено также сопоставление наших данных с секторной структурой солнечного и межпланетного магнитных полей. Стабильная коротирующая двухсекторная структура в марте–июне 1994 г. хорошо видна на синоптических картах солнечного магнитного поля для 1880–1882 оборотов [14], а также из данных по межпланетному магнитному полю, полученных на ИСЗ IMP-8 и приведённых на рис. 1. Из рис. 1 видно, что в начале рассматриваемого периода существует различие между положительными и отрицательными секторами, называемое обычно асимметрией. В большом положительном секторе с магнитным полем, направленным в сторону Солнца, наблюдаются наибольшие скорости солнечного ветра истекающего из южной корональной дыры; в отрицательном секторе (магнитное поле направлено от Солнца) в марте–апреле наблюдается медленный солнечный ветер (350–400 км/с) из экваториальной области. Однако в мае–июне в плоскость эклиптики начинают вторгаться быстрые потоки солнечного ветра из северной корональной дыры и асимметрия нарушается, причём в конце июня двухсекторная структура солнечного

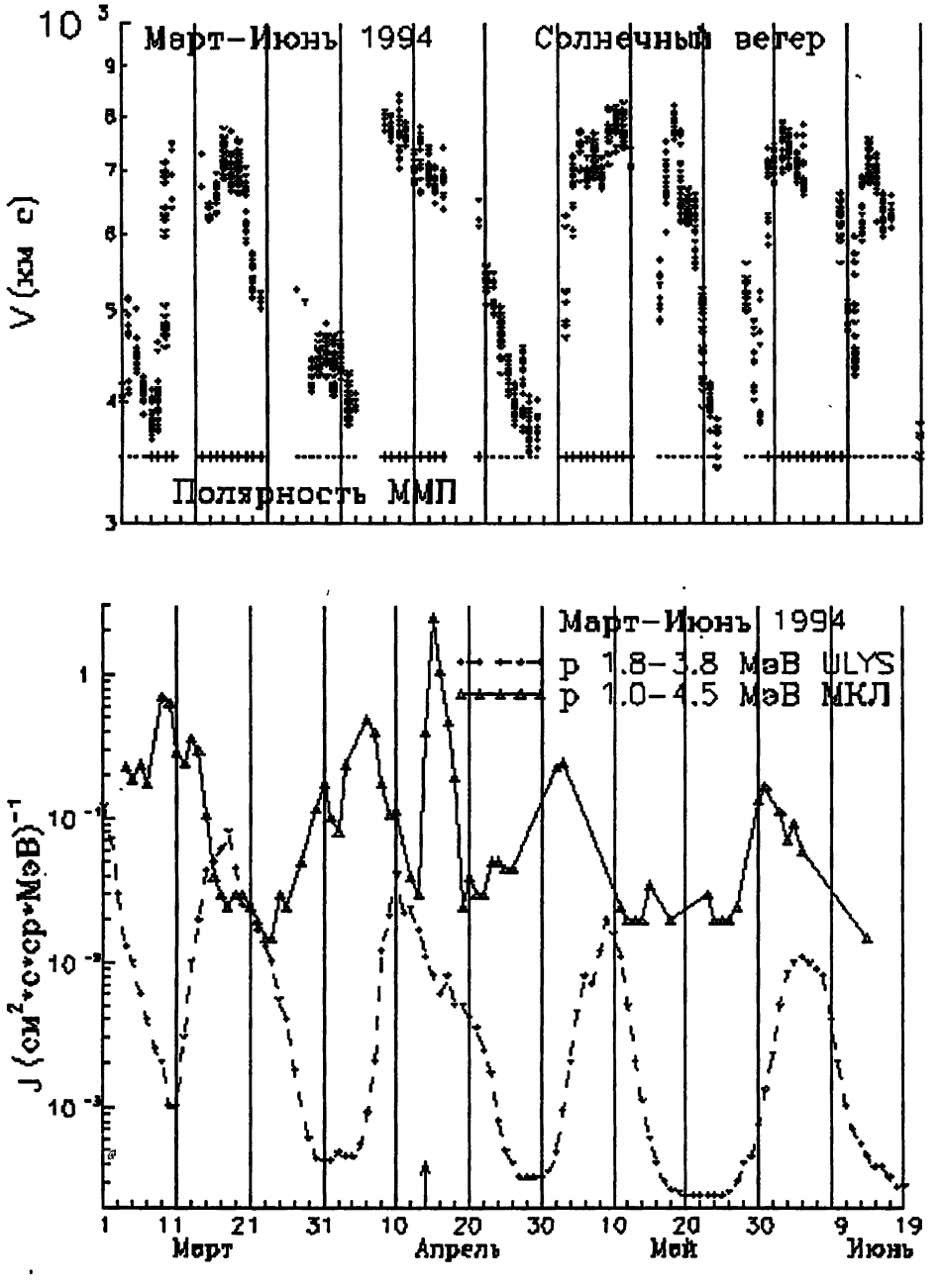


Рис. 1. Усреднённые за день значения скорости солнечного ветра и направления межпланетного магнитного поля (+ — положительный сектор, точки — отрицательный сектор) (верхняя панель).
Усреднённые за день потоки протонов с E_p = 1–5 МэВ, измеренные на ИСЗ КОРОНАС-И (сплошная линия) и с E_p = 1,8–3,8 МэВ, измеренные на Ulysses (штриховая линия) (нижняя панель). Стрелкой помечено солнечное энергичное событие.

ветра превращается в четырёхсекторную, вследствие чего нарушается также последовательность максимумов коротирующих потоков ускоренных частиц.

Представленные выше результаты измерений коротирующих потоков на ИСЗ КОРОНАС-И наглядно подтверждают отмеченную северно–южную асимметрию в условиях на Солнце и в гелиосфере в указанный период времени: максимальные интенсивности энергичных протонов в отрицательном секторе около 0,03 1/(см^2·с·ср·МэВ), что приблизительно в десять раз меньше соответствующей величины в положительном секторе.

Заметная коротирующая двухсекторная структура солнечного ветра на средних широтах южной гелиосферы наблюдалась в 1993–1994 гг. на КА Ulysses. В этот период приборами, установленными на КА Ulysses, были зарегистрированы долгоживущие рекуррентные потоки протонов с энергией 1–5 МэВ, а именно, в январе 1994 г. пиковые потоки протонов, измеренные на КА Ulysses, резко возросли, и серия из этих СРЕ наблюдалась до июня 1994 г. Необходимо отметить, что измеренные на КА Ulysses возрастания потоков протонов в 1994 году не сопровождались значительными вариациями потоков солнечного ветра, так как в этот период КА Ulysses находился на высоких гелиоширотах в области быстрого солнечного ветра из южной корональной дыры.

По данным о коротирующих возрастаниях потоков протонов, измеренных на КА Ulysses [5] и приведённых в [6], нами были вычислены среднесуточные значения потока протонов за рассматриваемый период. Результаты вычислений показаны на нижней части рис. 1 штриховой линией.

При сравнении СРЕ, наблюдавшихся на ИСЗ КОРОНАС-И и на КА Ulysses в период с марта по июнь 1994 г., мы получили практически постоянный временной сдвиг между моментами максимумов интенсивностей протонов, регистрируемых двумя космическими аппаратами (около 6 суток задержки для Ulysses).

В течение указанного периода времени наблюдений Земля находилась вблизи солнечного экватора, её гелиоширота составляла около 3°S, и по высокоскоростному потоку солнечного ветра (примерно 750 км/с) она была связана с гелиодолготой 31°W. КА Ulysses находился на гелиоширотах 56°S–67°S и был связан с гелиодолготами 100°W в марте и 18°W в июне.

Если бы источник рекуррентных потоков протонов находился на одном и том же солнечном меридиане, то в марте эти рекуррентные потоки протонов по измерениям на КА Ulysses опаздывали бы примерно на 5 дней, а в июне бы опережали на 1 день потоки, измеренные у Земли. Постоянная величина запаздывания потоков протонов на КА Ulysses показывает, что источник коротирующих потоков протонов находится одинаково далеко

и от Земли и от КА Ulysses, в результате чего изменение их взаимного расположения не влияет на запаздывание.

Само запаздывание, скорее всего, является следствием структуры геомагнитного поля.

Искривленная геометрия фронта коротирующих ударных волн на больших расстояниях [15] и связь космического аппарата коническими спиральными линиями магнитного поля с различными точками этой удалённой области ускорения, как ожидается, будут важны при количественном объяснении наблюдаемого сдвига.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kuznetsov S.N., Gotselyuk Yu.V., Podorolsky A.N., Ryumin S.P., Fisher S., and Kudela K. Scientific Goals and Specific Devices of the "Solar Cosmic Rays" (SCR) Scientific Set of Instruments in the "CORONAS" Project. // Coronas Information. 1991. № 3. P. 80.
2. Kuznetsov, S.N., A.V. Bogomolov, Yu.P. Gordeev, et al. "Preliminary results of the solar cosmic ray experiment on KORONAS-I satellite" Izvestia A.N. Ser. Phys. 1995. V. 59. № 4. P. 2.
3. Simnett, G.M., K.A. Sale, S.J. Tappin, and E.C. Roelof, Co- rotating particle enhancements out of the ecliptic plane, Space Sci. Rev. 1995. V. 72. P. 327.
4. Simnett, G.M., and E.C. Roelof, Reverse shock acceleration of electrons and protons at mid-heliolatitudes from 5. 3-3.8 AU, Preprint JHU/APL, S1G-94-07. 1994. P. 26.
5. Sanderson, T.R., et al., Ulysses energetic ion observations during the declining phase of solar cycle 22, Adv. Space Res. 1995 (in press).
6. Wenzel, K.-P., The Ulysses Mission - A Voyage to the Poles of the Sun, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.). 1995. V. 39A. P. 59.
7. Mc Donald, F.B., B.J. Telegarden, J.H. Trainor, T.T. von Rosenvinge, and W.K. Webber, The Interplanetary Acceleration of energetic nucleons. Astrophys J. 1976. V. L149. P. 203.
8. Barnes, C.W., and J.A. Simpson. Evidence for interplanetarey acceleration of nucleons in co-rotating interaction regions. Astrophys. J. 1976. V. L91. P. 210.
9. Tsurutani, B.T., E.J. Smith , K.R. Pyle , J.A. Simpson. Energetic Protons Accelerated at corotating Shocks: Pioneer 10 and 11 Observations From 1 to 6 AU. J. Geophys. Res. 1982. V. 87. № A9. P. 7389.
10. Kahler, S.W., E.W. Cliver, H.V. Cane, R.E. Mc Guire, R.G. Stone, and N.R. Sheeley Jr. Solar filament eruption and energetic particle events. Astrophys. J. 1986. V. 302. P. 504.
11. Logachev, Yu.I., V.G. Stolpovskii, M.A. Zeldovich. Recurrent enhancements of energetic particle intensity during the decreasing phase of 21th

solar activity cycle in Proc 21th Intern. Cosmic Ray Conf. 1990. V.5. P.320.
12. Zeldovich, M.A., Yu.I. Logachev, Recurrent particle ehhancements with small energies: Prognoz-3 measurements. Kosmich. Issledovania. 1981. V.19. № 1. P.53.
13. Neugebauer, M., Observations of the solar wind from coronal holes, Space Sci. Rev. 1994. V.70. P.319.
14. Solar Geophysical Data. Comprehensive Reports. 1994. № 596. Part II. P.48.
15. Veselovsky, I.S., Large-scale solar wind stream structure at high heliolatitudes. Space Sci. Rev. 1995a. V.72. P.87.

Научно–исследовательский
институт ядерной физики МГУ,
Москва, Россия

Поступила в редакцию
21 июня 1996 г.

PARTICLE ENHANCEMENTS OBSERVED ON BOARD of KORONAS-I

I. S. Veselovsky, Yu. V. Gotseluk, A. V. Dmitriev, S. N. Kuznetsov, V. G. Kurt, I. S. Oraevsky, M. I. Panasyuk, A. N. Podorolsky, S. P. Ryumin

Energetic particle enhancements of the heliospheric origin have been observed by CORONAS-I satellite. We observed a part of the long-duration serie of corotating particle enhancements with proton energy $E_p = 1-4{,}5$ MeV. Corotating particle enhancements during this period of time had been observed out of the ecliptic by ULYSSIS Spacecraft. We discuss the data together with relevant additional information.

УДК 528.165

БЕЗВСПЫШЕЧНОЕ ВОЗРАСТАНИЕ СОЛНЕЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ 14–17 АПРЕЛЯ 1994 г.

И. С. Веселовский, Ю. В. Гоцелюк, А. В. Дмитриев, С. Н. Кузнецов, В. Г. Курт, И. Н. Мягкова, В. Н. Ораевский, М. И. Панасюк, А. Н. Подорольский, С. П. Рюмин

В работе приведены результаты измерений потоков частиц СКЛ, полученных в полярных шапках Земли с помощью аппаратуры, установленной на борту ИСЗ "КОРОНАС-И" 14 апреля 1994 г. Максимальная энергия протонов 12 МэВ, электронов — 1,3 МэВ. Асимметрия потоков Север-Юг наблюдалась в течение нескольких часов после максимума интенсивности. Определены характеристики распространения частиц в модели изотропной диффузии. Возрастание СКЛ не удалось связать с вспышечным событием на Солнце. Однако его генетическая связь с одним из самых крупномасштабных динамических событий на Солнце, измеренным на ИСЗ "YOHKOH", не вызывает сомнений. Обсуждаются воможные источники ускорения частиц.

1. ВВЕДЕНИЕ

ИСЗ "КОРОНАС-И" был запущен на полярную орбиту 2 марта 1994 г. Данные, используемые в исследовании, получены с детекторов СКИ-3 и МКЛ, установленных на борту ИСЗ "КОРОНАС-И". Описание аппаратуры приведено в [1].

С помощью прибора МКЛ были получены данные о потоках протонов с энергией 1–5 МэВ, 5–65 МэВ, 12–65 МэВ и электронов с энергией 0,5–1,3 МэВ и $> 1{,}3$ МэВ. Прибор СКИ-3 позволил регистрировать протоны и альфа-частицы в энергетическом диапазоне 1,5–3,5 МэВ/нуклон.

Крупномасштабная коронарная арка, наблюдавшаяся в мягком рентгеновском излучении на Yohkoh 14 апреля 1994 г. вызвала извержение коронарных масс, которое началось, вероятно, около 02^h00^m UT 14 апреля в области с гелиокоординатами 25°S, 45°E [2–4] и привело к перестройке магнитного поля в гелиосфере, наблюдавшейся на Ulysses [5].

2. СОЛНЕЧНОЕ ЭНЕРГИЧНОЕ СОБЫТИЕ 14 АПРЕЛЯ 1994 г.

Ускорение частиц на Солнце до десятков МэВ часто предполагается происходящим только во время солнечных вспышек в активных областях,

которые характеризуются сильными и сложными магнитными полями. Во многих вспышках импульсное жёсткое рентгеновское, гамма-излучение и микроволновые всплески указывают на быстрое ускорение электронов, протонов и ядер. Часть ускоренных частиц при определённых условиях выходит в межпланетное пространство. Потоки этих частиц могут быть зарегистрированы на КА и ИСЗ, именно они носят название "солнечные космические лучи" — СКЛ. Иногда даже сравнительно большие солнечные энергичные ($E_p > 10$ МэВ, $E_e > 0{,}5$ МэВ) события наблюдают в межпланетной среде без этих характерных электромагнитных проявлений солнечной вспышки.

Сейчас мы обсуждаем аналогичное событие SOLTIP Int6. Мы наблюдали его на околоземной орбите как возрастание в области полярных шапок Земли потоков протонов с энергией > 12 МэВ и электронов с энергией > 0,5 и > 1,3 МэВ, начавшееся 14 апреля 1994 г. Мы не нашли сведений о вспышках в H_α излучении, в тепловом рентгеновском излучении и в более жёстком электромагнитном излучении. Мы не обнаружили также сведений о радиовсплесках III и IV типов, которые могли бы свидетельствовать о движении электронов в короне Солнца. Это событие сопровождалось только одной особеностью — постепенным нарастанием интенсивности мягкого рентгеновского излучения, измеренного детектором SXT на ИСЗ "Yohkoh" [5].

На рис. 1 показаны временные профили мягкого рентгеновского излучения Солнца и потоков электронов с энергией 0,5 МэВ. Начало возрастания энергичных электронов на ИСЗ "КОРОНАС-И" показало хорошее общее временное соответствие с максимумом в мягком рентгеновском излучении и с активацией волокна в H_α излучении, начавшемся в 12:12 UT на диске 8°N, 0°E [6]. Это время помечено на рисунке стрелкой. В работе [3] указано, что после 11:00 UT 14 апреля активная область достигла долгот, связанных по магнитной силовой линии с Землей.

Временные профили потоков частиц различных энергий представлены на рис. 2.

Трудно разделить характеристики ускорения и распространения, анализируя только временные профили частиц СКЛ. Тем не менее, некоторые качественные выводы были получены в предположении диффузионного режима распространения частиц в межпланетной среде и кратковременной инжекции. Измеренные временные профили потоков энергичных протонов с различной энергией, в основном, соответствуют стандартной диффузионной модели с величиной свободного пробега порядка 0,1 а.е. Протоны меньшей энергии могут начать ускоряться и выходить из короны Солнца в более раннее время, чем протоны больших энергий. Результаты анализа приведены в таблице.

Интегральный энергетический спектр, полученный в максимумах интенсивности протонов различных энергий, может быть представлен сте-

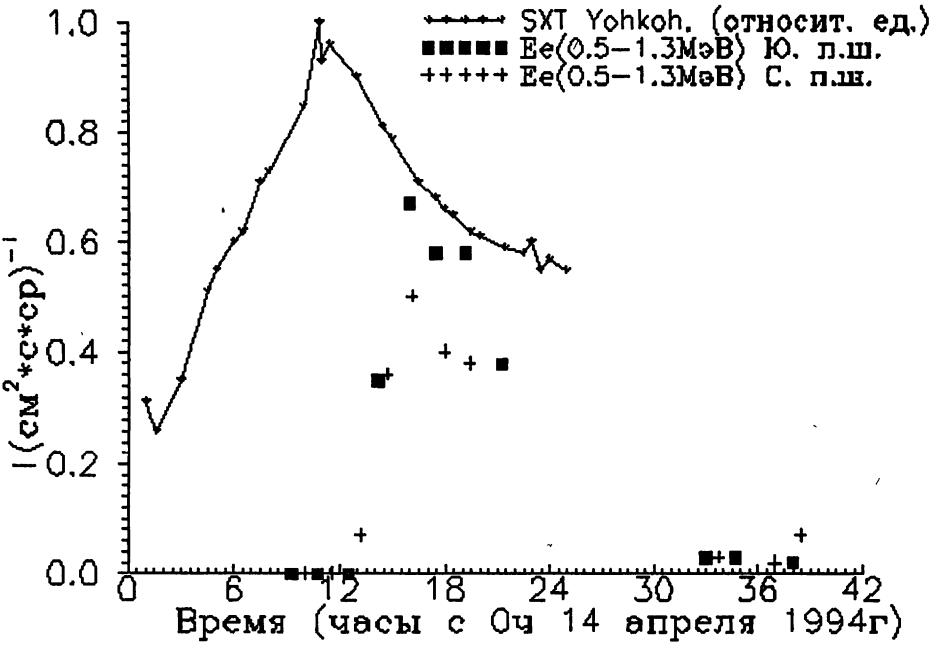


Рис. 1. Временной профиль мягкого рентгеновского излучения, зарегистрированного на Yohkoh (SXT) (кривая) и потоков электронов с энергией 0,5–1,3 МэВ, регистрируемых на ИСЗ КОРОНАС-И в южной (квадраты) и северной (кресты) полярных шапках.

пенной зависимостью с показателем $2{,}3 \pm 0{,}2$.

Тип частиц	Время инжекции, UT 14 апреля 1994 г. (часы)	Время от инжекции до максимума потока
p+ 1–4,5 MeV	$5{,}8 \pm 0{,}8$	27 ± 1
p+ 1,5–3,6 MeV	$6{,}0 \pm 0{,}8$	21 ± 1
p+ 4,5–65 MeV	$5{,}8 \pm 0{,}8$	17 ± 1
p+ 12–65 MeV	$8{,}9 \pm 0{,}8$	$8{,}7 \pm 1$
α 1,5–3,6 MeV/n	$4{,}4 \pm 0{,}8$	$24{,}6 \pm 1$
e- 0,5–1,3 MeV	$10{,}5 \pm 0{,}8$	$5{,}9 \pm 1$
e- 0,5–1,5 MeV	$11{,}1 \pm 0{,}8$	$5{,}2 \pm 1$

Медленное возрастание потока электронов (около 3 часов) и существование в течение шести часов после максимума анизотропии потоков частиц, проникающих в северную и южную полярные шапки Земли, указывают на большую продолжительность инжекции частиц.

Отсутствие измеримых потоков оптического и радиоизлучения, а также жёсткого рентгеновского излучения 14 апреля может указывать на существование длительного процесса ускорения. Это позволяет нам сделать

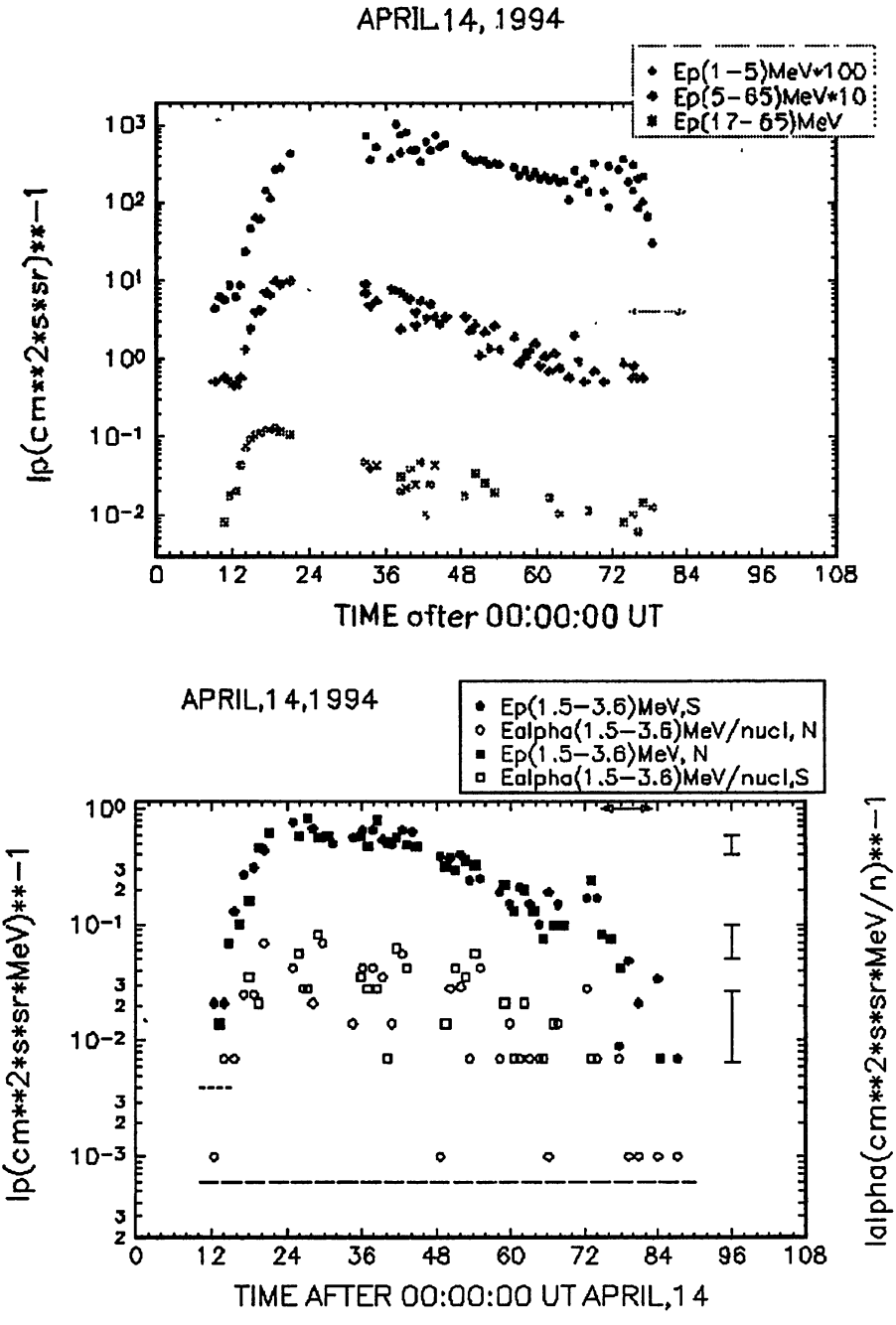


Рис. 2. Временные профили потоков частиц СКЛ, ускоренных в солнечном событии 14 апреля 1994 г., по данным ИСЗ КОРОНАС-И: a) протоны, регистрируемые детектором МКЛ, b) протоны и альфа-частицы, регистрируемые детектором СКИ-3.

некоторые предварительные выводы об области ускорения на Солнце. Мы не нашли поддержки идее быстрого ускорения в компактном источнике с плотной плазмой и сильным магнитным полем или присутствия достаточно интенсивных пучков ускоренных частиц, направленных из солнечной короны в плотную солнечную атмосферу. Мы показали, что ускорение частиц происходило в интервале времени 5–12 UT 14 апреля 1994 г. Наши наблюдения не противоречат также ускорению частиц высоко в короне, в области, соединённой с Землёй магнитной силовой трубкой.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы интерпретируем события, связанные с энергичными частицами, наблюдавшимися на ИСЗ "КОРОНАС-И", как демонстрацию ускорительных процессов на Солнце в период уярчения в мягком рентгеновском излучении большой корональной арки 14 апреля и ускорения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kuznetsov S.N., Gotselyuk Yu.V., Podorolsky A.N., Ryumin S.P., Fisher S., and Kudela K. // Coronas Information. 1991. № 3. P. 80.
2. Alexander D., Slater D.L., Hudson H.S., McAllister A.H., and Harvey K.L. — In: Proc. of the Third SOHO Workshop. Solar Dynamic Phenomena and Solar Wind Consequences, ESA SP-373, 1994. P. 187.
3. McAllister A.H., Dryer M., McIntosh P., Singer H., and Weiss L. — In: Proc. of the Third SOHO Workshop. Solar Dynamic Phenomena and Solar Wind Consequences, ESA SP-373, 1994. P. 315.
4. Gosling J.T. — In: Proc. of the Third SOHO Workshop. Solar Dynamic Phenomena and Solar Wind Consequences, ESA SP-373, 1994. P. 275.
5. Hudson H., Haisch B., and Strong K.T. // J. Geophys. Res., 1995. V. 100. P. 3473.
6. // Solar Geophysical Data. Comprehensive Reports, 1994. No 596. Part II. P. 48.

Научно–исследовательский
институт ядерной физики МГУ,
Москва, Россия

Поступила в редакцию
21 июня 1996 г.

THE SOLAR PARTICLE ENHANCEMENT OF APRIL 14-17, 1994 OBSERVED WITHOUT FLARE SIGNATURE

I. S. Veselovsky, Yu. V. Gotseluk, A. V. Dmitriev, S. N. Kuznetsov, V. G. Kurt, I. N. Myagkova, I. S. Oraevsky, M. I. Panasyuk, A. N. Podoro!sky, S. P. Ryumin

We discuss an April 14-17, 1994 energetic ($E_p > 30$ MeV, $E_e > 1.3$ MeV) event observed at the Earth Polar Caps onboard "CORONAS-I". It occurred well away from any active region and was not associated with the impulsive flare manifestations, indicating, that these solar flare features are not required for the production of a solar energetic particle (SEP) event. We discuss the SEP propagation characteristics.

The Solar Polar Crown event of April 14, 1994 is one of the largest scale eruptive events observed by the Yohkoh/SXT. The relationship between the coronal and interplanetary signatures of this phenomena is important in the different aspects. We proposed, that particle acceleration has been connected with the eruptive event.

УДК 523.98:629.78

ЭКСПЕРИМЕНТ "ГРИФ-1" НА МОДУЛЕ "СПЕКТР" ОКС "МИР": ИССЛЕДОВАНИЕ РЕНТГЕНОВСКОГО, ГАММА- И НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЙ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК, А ТАКЖЕ СВЯЗИ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ С ДИНАМИКОЙ ПОТОКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В МАГНИТОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

*М. И. Кудрявцев**, *В. М. Панков**, *А. В. Богомолов***, *Ю. И. Денисов***, *Г. Я. Колесов***, *Ю. И. Логачев***, *С. И. Свертилов***

В мае 1995 г. осуществлён запуск модуля "Спектр" ОКС "Мир", на котором проводится многоцелевой эксперимент с комплексом научной аппаратуры "Гриф-1", включающим: направленный рентгеновский спектрометр, спектрометр гамма-квантов и нейтронов, спектрометр электронов и протонов с большим геометрическим фактором и спектрометр электронов, протонов и ядер с малым геометрическим фактором. Солнечно-геофизический аспект эксперимента охватывает измерение спектральных и временных характеристик жёсткого электромагнитного (0,01–50 МэВ) и нейтронного (> 20 МэВ) излучений Солнца; исследование спектральных, временных и пространственных характеристик потоков энергичных электронов (0,04–1,5 МэВ), протонов и ядер (1–200 МэВ/нуклон) в околоземном космическом пространстве, а также связи динамики потоков этих частиц с различными проявлениями солнечной активности.

Начиная с 5 октября 1995 г. на модуле "Спектр" орбитальной станции "Мир" проводится эксперимент с научной аппаратурой "Гриф-1" [1]. Эксперимент "Гриф-1" является многоцелевым по направлениям исследований и комплексным по составу аппаратуры. В задачи эксперимента входят:

– мониторные наблюдения в диапазонах рентгеновского и гамма-излучений астрофизических объектов (космические гамма-всплески, рентгеновские двойные и пульсары) [2];

– изучение высокоэнергичных нейтральных излучений солнечных вспышек;

– исследование пространственных распределений и вариаций потоков заряженных частиц в околоземном космическом пространстве.

Особенностью эксперимента является возможность одновременной и непосредственной регистрации различных типов космических излучений, включая как нейтральные (рентгеновские и гамма-кванты, нейтроны), так

и заряженные (электроны, протоны и ядра) компоненты космической радиации.

Аппаратура "Гриф-1" включает в себя 4 прибора:

– Направленный сцинтилляционный спектрометр жёсткого рентгеновского и гамма-излучения РХ-2 (диапазон энергий регистрируемых фотонов 10–300 кэВ, эффективная площадь ~ 300 см^2, поле зрения ~ 1 ср). Прибор состит из 7 детекторных блоков, оси которых разнесены в пространстве таким образом, что имеется возможность по показаниям отдельных детекторов определять угловые координаты источников регистрируемых квантов. Прибор предназначен в основном для астрофизических наблюдений, включая патруль вспышечной активности Солнца.

– Спектрометр гамма-излучения и нейтронов высоких энергий НЕГА-1 (диапазон энергий регистрируемых фотонов — 0,05–50 МэВ, нейтронов > 20 МэВ, эффективная площадь для гамма-квантов ~ 250 см^2, для нейтронов ~ 20 см^2, поле зрения — 4π ср). Прибор содержит 4 детекторных блока, основу каждого из которых составляет "фосфич", выполненный из сцинтилляционного кристалла CsI(Tl) цилиндрической формы (высотой 10 см, диаметром 10 см), окружённого со всех сторон пластмассовым сцинтиллятором. Оба сцинтиллятора просматриваются одним фотоэлектронным умножителем. Разделение нейтронов и гамма-квантов в приборе осуществляется на основе известной зависимости интенсивности различных компонентов световой вспышки в CsI(Tl) от ионизирующей способности регистрируемых частиц.

– Спектрометр заряженных частиц с большим геометрическим фактором ФОН–1 (диапазон энергий регистрируемых электронов — 40–500 кэВ, протонов — 1–3 МэВ, ядер > 3 МэВ/нуклон, геометрический фактор ~ 80 см^{2}ср). Прибор предназначен для патрульных измерений потоков заряженных частиц малой интенсивности, главным образом вне радиационных поясов Земли. Он состоит из 2 детекторов, выполненных на основе тонкослойного (толщиной 50 мкм) сцинтиллятора CsI(Tl), напылённого на пластмассовый сцинтиллятор.

– Спектрометр заряженных частиц с малым геометрическим фактором ФОН–2 (диапазон энергий регистрируемых электронов — 0,04–1,5 МэВ, протонов — 2–200 МэВ, геометрический фактор $\sim 0{,}5$ см^{2}ср). Прибор предназначен для измерений больших потоков заряженных частиц в радиационных поясах. Он состоит из 2-х телескопов полупроводниковых детекторов и 4-х счётчиков Гейгера.

Детекторы прибора НЕГА-1 расположены внутри гермоотсека модуля, детекторы остальных приборов — на его внешней панели.

В ходе эксперимента осуществляются практически непрерывные (за исключением интервала с 6 по 25 октября 1995 г., в течение которого по техническим причинам запись данных не производилась) измерения с временным разрешением 2,5 с (определяется частотой записи показаний

приборов на телеметрическую систему модуля). В некоторых сеансах наблюдений может обеспечиваться временное разрешение $\sim 0{,}4$ с.

Предварительный анализ получаемой информации позволяет сделать вывод о нормальной работе аппаратуры и осуществить прогноз возможностей эксперимента.

Среди задач эксперимента в плане исследования высокоэнергичных солнечных излучений следует особо отметить его возможности по наблюдениям Солнца в период минимума активности и оценить её с точки зрения фоновой обстановки и достигаемой чувствительности.

На рис. 1 приведены зависимости, представляющие часть информации (в величинах скорости счёта, нормированной на геометрический фактор приборов), полученной за один виток во время сеанса наблюдений 5 октября 1995 г. ($17^h20^m - 18^h55^m$ UT). Зависимость 1 показывает результат измерения потока электронов с энергиями $> 0{,}2$ МэВ прибором ФОН-1. Зависимости 2, 3 представляют временной ход показаний прибора РХ-2 в каналах 10–50 кэВ и 0,1–0,2 МэВ соотвественно. Зависимость 4 иллюстрирует временной ход скорости счёта в канале 0,5–1,5 МэВ прибора НЕГА-1.

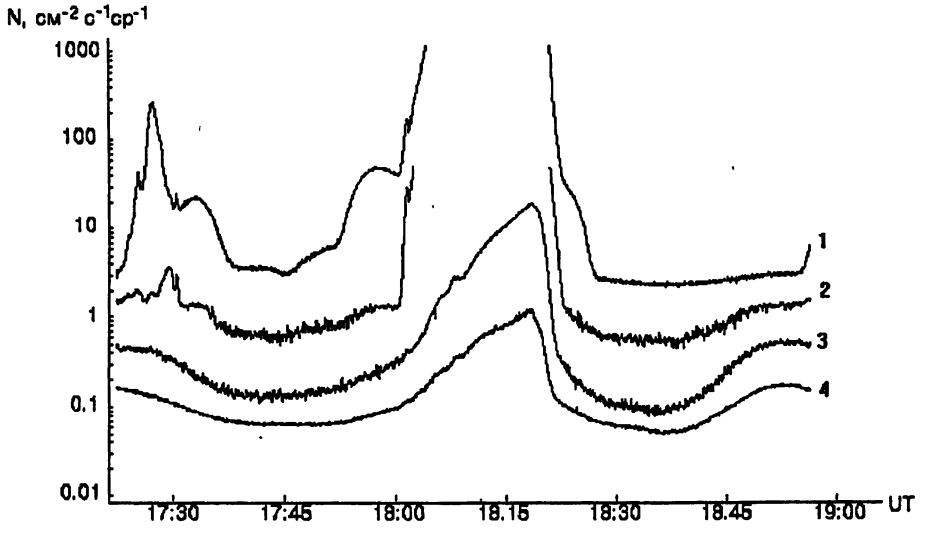


Рис. 1.

Как следует из приведённых на рисунке кривых, зарегистрированные временные вариации скорости счёта прибора РХ-2 представляют собой суперпозицию трёх составляющих: обусловленного первичным космическим излучением широтного хода (более ярко выражен в канале 100–200 кэВ) возрастания при пересечении радиационного пояса и возрастаний на относительно низком уровне фонового счёта. Наиболее существенно последние проявляются в канале 10–50 кэВ, т.е. при относи-

тельно малых энергиях, при этом временной ход скорости счёта в этом канале коррелирован с показаниями в каналах регистрации электронов (см. зависимости 1 и 2 на рис. 1). Это позволяет заключить, что подобные возрастания связаны с регистрацией тормозного излучения энергичных магнитосферных электронов. Подобные вариации прослеживаются вблизи геомагнитного экватора, что свидетельствует о существовании в этих областях относительно долгоживущих образований с повышенной концентрацией энергичных электронов, высыпающихся из радиационных поясов Земли.

Одновременная регистрация различных типов излучений в эксперименте позволяет идентифицировать имитации рентгеновских событий локальными возрастаниями потоков электронов и выделять истинные всплески рентгеновского и гамма-излучения (солнечные вспышки, космические гамма-всплески).

Особо следует отметить возможности прибора РХ-2 по регистрации слабых всплесков рентгеновского и гамма-излучения. Благодаря использованию относительно тонкого регистрирующего кристалла, а также многослойной защите, этот прибор характеризуется низким фоном, особенно в диапазоне энергий 10–100 кэВ (в области минимума широтного хода и в отсутствие возрастаний потоков электронов уровень фона определяется только внегалактическим рентгеновским излучением). Это делает его привлекательным именно в плане регистрации относительно мягких всплесков, характеризуемых эффективными температурами $kT \sim 10 - -50$ кэВ (типа солнечных рентгеновских всплесков, всплесков от "мягких гамма-репитеров" — SGR и т. п.). Как показывают оценки фоновых условий в эксперименте, интенсивность наиболее слабых событий, которые можно зарегистрировать, составляет $\sim 5 \cdot 10^{-9}$ эрг/см^2 (для всплеска стандартной длительности 10 с). Поскольку по условиям ориентации Солнце находится в поле зрения прибора РХ-2 значительную часть всего времени наблюдений, в эксперименте имеется возможность осуществлять длительное патрулирование Солнца в жёстком рентгеновском диапазоне. В период минимума активности это позволяет рассчитывать на регистрацию микровспышек [3–5], а также событий, связанных с невспышечными механизмами ускорения частиц — в частности, тормозного излучения электронов, ускоренных на фронте ударной волны, образующейся в результате коронального транзиента [6–8].

Так как предполагается, что эксперимент с аппаратурой "Гриф-1" должен продолжаться в течение длительного времени, необходимо также оценить его возможности и по регистрации высокоэнергичных излучений солнечных вспышек. (Как известно, подъём вспышечной активности Солнца ожидается к концу 1996 – началу 1997 гг.). В этом плане, по-видимому, наибольший интерес представляют возможности эксперимента по наблюдению нейтронов солнечных вспышек.

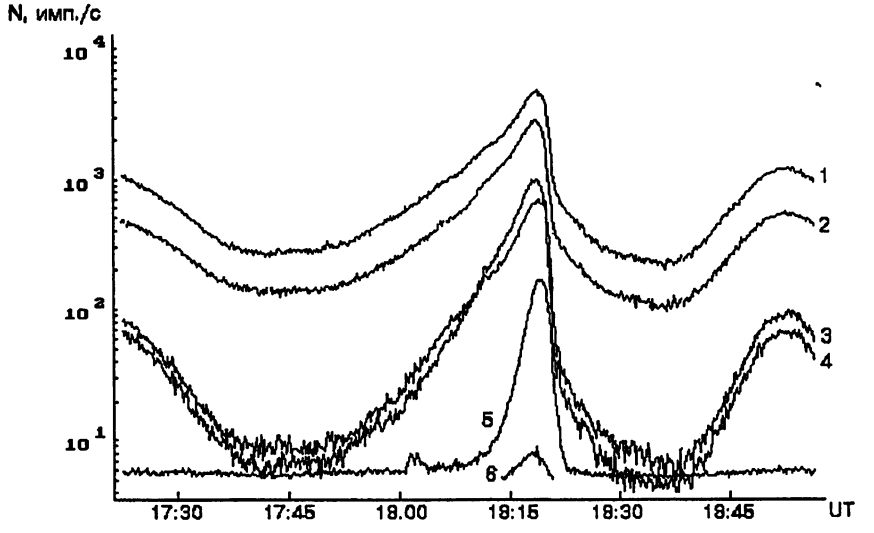


Рис. 2.

На рис. 2 приведены зависимости, представляющие временной ход скоростей счёта в каналах регистрации гамма-излучения (5–15 МэВ — зависимость 1; 15–50 МэВ — зависимость 2) и нейтронов (5–15 МэВ — зависимость 3; 15–50 МэВ — зависимость 4) прибора НЕГА-1, а также электронов (0,5–1,5 МэВ — зависимость 5) и протонов (5–20 МэВ — зависимость 6) прибора ФОН-2.

Наблюдающийся временной ход скоростей счёта в каналах прибора НЕГА-1 можно представить как суперпозицию широтного хода, обусловленного регистрацией локального гамма-излучения, образующегося при взаимодействиях галактических космических лучей в веществе прибора и станции, а также дополнительного возрастания счёта гамма-квантов, совпадающего по времени с повышенным счётом энергичных электронов прибором ФОН-2 при пересечении станцией области внутреннего электронного пояса. Количества зарегистрированных при этом протонов явно недостаточно для того, чтобы обеспечить наблюдающийся повышенный счёт в каналах регистрации гамма-квантов через механизмы их генерации, связанные с ядерными взаимодействиями. Поэтому можно заключить, что этот повышенный счёт обусловлен регистрацией тормозного излучения энергичных электронов. Так как повышенный счёт гамма-квантов прослеживается в том числе и в канале 15–50 МэВ, это может служить косвенным указанием на то, что во внутреннем радиационном поясе Земли могут существовать электроны с энергиями вплоть до сотен МэВ.

Наблюдающийся во время пересечения внутреннего радиационного пояса повышенный счёт в нейтронных каналах также частично связан с

дополнительной регистрацией тормозных гамма-квантов, поскольку интенсивность счёта энергичных протонов не может обеспечить наблюдающиеся загрузки. В то же время следует отметить, что широтный ход в каналах регистрации гамма-квантов и нейтронов имеет различный характер — в частности, вблизи геомагнитного экватора и на высоких широтах. Это указывает на то, что фонообразующие факторы в этих каналах имеют различную природу.

Измеренные уровни фонового счёта в нейтронных каналах прибора НЕГА-1 позволяют оценить возможности эксперимента по регистрации энергичных нейтронов солнечных вспышек. Проведённые оценки показывают, что "стандартное" возрастание длительностью ~ 30 мин характеризуется значениями минимального регистрируемого флюенса на уровне $\sim 1{,}5 \cdot 10^{-2}$ см$^{-2}$с$^{-1}$. Эта величина примерно в 2 раза меньше соответствующей характеристики чувствительности, достигнутой в эксперименте на спутнике SMM [9].

Можно ожидать, что в ходе эксперимента с аппаратурой "Гриф-1" на модуле "Спектр" орбитальной станции "Мир" будет получена новая информация о высокоэнергичных нейтральных солнечных излучениях как для эпохи минимума активности, так и для периода подъёма вспышечной активности Солнца.

ЛИТЕРАТУРА

1. Панков В.М., Кудрявцев М.И., Шкуркин Ю.Г. и др. — В сб.: Труды IV Международного семинара "Научное космическое приборостроение". — М., 1990. Т.3. С.42.
2. Kudryavtsev M.I., Pankov V.M., Bogomolov A.V. et. al. // Proc. 24-th ICRC, 1995. V.3. P.567.
3. Lin R.P, Schwartz R.A., Pelling R.M. and Hurley K.C. // Astrophys. J. (Letters), 1981. V.251. P.L109.
4. Lin R.P., Schwartz R.A., Kane S.R. et. al. // Astrophys. J., 1984. V.283. P.421.
5. Parker E.N. // Solar Phys., 1987. V.111. P.297.
6. Kahler S.W., Cliver E.W., Cane H.V. et. al. // Astrophys. J., 1987. V.302. P.504.
7. Kahler S.W., Cliver E.W., Kane S.R. et. al. // Astrophys. J., 1988. V.328. P.824.
8. Kahler S.W., Daibog E.I., Kurt V.G., and Stolpovskii V.G. // Astrophys. J., 1994. V.422. P.394.

9. Chupp E.L., Forrest D.J., Ryan J.M. et. al. // Astrophys. J. (Letters), 1982. V.263. P.L95.

*Институт космических исследований РАН;
**Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ; Россия

Поступила в редакцию
25 апреля 1996 г.

"GRIF-1" EXPERIMENT ON-BOARD OF "MIR-SPECTR" ORBITAL COMPLEX: RESEARCH OF SOLAR FLARE X-, GAMMA- AND NEUTRON RADIATION AS WELL AS MAGNETOSPHERE CHARGED PARTICLES FLUXES DYNAMICS CORRELATIONS WITH SOLAR ACTIVITY

*M. I. Kudryavtsev**, *V. M. Pankov**, *A. V. Bogomolov***, *V. V. Bogomolov***, *Yu. I. Denisov***, *Yu. I. Logachev***, *S. I. Svertilov***

The "Spectr" module of "Mir" orbital station was lunched in May, 1995. The multipurpose experiment with a complex of scientific instruments "Grif-1" including: oriented X-ray spectrometer, spectrometer of gamma–quanta and neutrons, spectrometer of electrons and protons with large geometrical factor and spectrometer of electrons, protons and nucleas with small geometrical factor are realized on-board of "Spectr" module. The solar-geophysical aspects of the experiment include: measurements of spectral and temporal parameters of solar hard electromagnetic (0.01–50 MeV) and neutron (> 20 MeV) radiation; study of near-Earth energetic electrons (0.04–1.5 MeV), protons and nuclei (1–200 MeV/nucleon) fluxes spectral, temporal and spatial parameters as well as correlations of these parameters with different solar activity phenomena.

УДК 523.98:629.78

ПРОЕКТ СОЛНЕЧНО–ГЕОФИЗИЧЕСКОГО ЭКСПЕРИМЕНТА "ГРИФ-2" НА МЕЖДУНАРОДНОЙ КОСМИЧЕСКОЙ СТАНЦИИ "АЛЬФА"

*Ю. И. Логачев**, *Ю. И. Денисов**, *С. И. Свертилов**, *А. В. Богомолов**, *В. В. Богомолов**, *М. И. Кудрявцев***, *В. М. Панков***

Основной целью проекта солнечно–геофизического эксперимента "Гриф-2" на МКС "Альфа" является комплексное изучение временных и спектральных характеристик потоков высокоэнергичных нейтральных излучений (гамма-кванты, нейтроны), возникающих во время солнечных вспышек. Другой важной частью эксперимента являются исследования динамики потоков энергичных заряженных частиц (электроны, протоны) в околоземном космическом пространстве во взаимосвязи с различными проявлениями солнечной активности. В состав комплекса приборов входят: высокочувствительный направленный спектрометр гамма-квантов и нейтронов, направленный спектрометр электронов и рентгеновского излучения с большим геометрическим фактором и спектрометр электронов и протонов с малым геометрическим фактором. Спектрометр гамма-квантов и нейтронов обеспечивает измерение потоков и спектров в диапазонах гамма-квантов 0,1–10 МэВ, нейтронов — более 10 МэВ. Спектрометр электронов и рентгеновского излучения предназначен как для постоянного патруля высыпаний магнитосферных электронов, так и для патруля рентгеновской активности Солнца в диапазоне 10–100 кэВ. Спектрометр заряженных частиц с малым геометрическим фактором предназначен для измерений больших потоков заряженных частиц в зонах захваченной радиации в магнитосфере Земли.

В рамках эксперимента с аппаратурой "Гриф-2" на международной космической станции "Альфа" предполагается проводить исследования по следующим основным направлениям:

– изучение спектральных и временных характеристик потоков рентгеновского, гамма- и нейтронного излучений солнечных вспышек;

– исследование пространственных, угловых и энергетических распределений потоков энергичных электронов в околоземном космическом пространстве (ОКП) и связи их вариаций с вспышечной активностью Солнца.

Дальнейшие исследования энергичных излучений солнечных вспышек, особенно в их связи с динамикой потоков частиц в ОКП, важны как в плане раскрытия природы вспышечной активности Солнца, так и для понимания природы солнечно–магнитосферных связей, свойств вариаций потоков энергичных заряженных частиц в ОКП и деталей механизма высыпаний заряженных частиц радиационных поясов Земли (РПЗ).

Особый интерес представляет наблюдение линий гамма-излучения, обусловленных реакциями между энергичными заряженными частицами и ядрами вещества солнечной атмосферы [1]. Известны линии гамма-излучения, образующиеся при возбуждении изотопов: ^{20}Ne (1,6 МэВ), ^{12}C (4,4 МэВ), ^{16}O (6,1 МэВ), при захвате тепловых нейтронов протонами с образованием D (2,2 МэВ) и аннигиляции позитронов (0,511 МэВ) [2–4].

Регистрация солнечных нейтронов в околоземном и межпланетном пространстве представляет собой ещё один канал получения информации об ускорительных процессах во время солнечных вспышек. В последнем случае весьма важным является одновременное измерение характеристик потоков нейтронов, инжектированных в межпланетное пространство, и параметров возрастания гамма-излучения, частично образующегося в n-, γ-реакциях тех нейтронов, которые проникают в вещество Солнца [5–7].

Ввиду нестабильности свободного нейтрона лишь незначительная часть нейтронов, образовавшихся в области ускорения частиц на Солнце, обладающих достаточно большими скоростями, доходит до околоземного пространства. По этой причине в эксперименте на околоземном космическом аппарате могут быть зарегистрированы нейтроны солнечных вспышек с энергиями не менее нескольких десятков МэВ.

Для повышения чувствительности эксперимента необходим учёт фонообразующих факторов в детекторах гамма-излучения и нейтронов. В эксперименте на околоземной космической станции основной аппаратурный фон определяется локальным гамма-излучением, наведённой активностью, а также нейтронным излучением (альбедным и локальным).

Для всестороннего учёта фонообразующих факторов в детекторах гамма-квантов и нейтронов необходимо осуществлять патрульные измерения потоков сопутствующих заряженных частиц. Поэтому, хотя исследования высокоэнергичных нейтральных излучений солнечных вспышек и потоков частиц в ОКП представляют собой самостоятельные задачи, их объединение в одном проекте представляется оправданным.

В свете вышеизложенного предполагается, что в состав аппаратуры "Гриф-2" должен входить высокочувствительный гамма-спектрометр большого объёма, являющийся также и детектором нейтронов, и комплекс приборов, обеспечивающих измерение спектральных, угловых характеристик потоков заряженных частиц в широком энергетическом диапазоне.

Чтобы обеспечить высокую чувствительность и эффективность регистрации, гамма-спектрометр должен обладать достаточно большой эффективной площадью и чувствительным объёмом. Схема детекторного узла прибора изображена на рис. 1 (рис. 1а — вид детекторного узла "в разрезе", рис. 1б — вид сверху). Предполагается, что он состоит из 6 идентичных детекторов, соединённых общей конструкцией. Имеется один центральный детектор (ось которого в зависимости от условий экс-

перимента может быть ориентирована на Солнце, местный зенит или атмосферу Земли) и 5 боковых детекторов, оси которых нормальны к плоскостям, образующим стороны додекаэдра — см. рис. 1б. В каждом детекторе спектрометра используется фосвич из двух типов сцинтилляторов: NaI(Tl) — основной регистрирующий элемент и CsI(Tl), обеспечивающий активную защиту от фонового гамма-излучения, падающего на прибор вне его поля зрения.

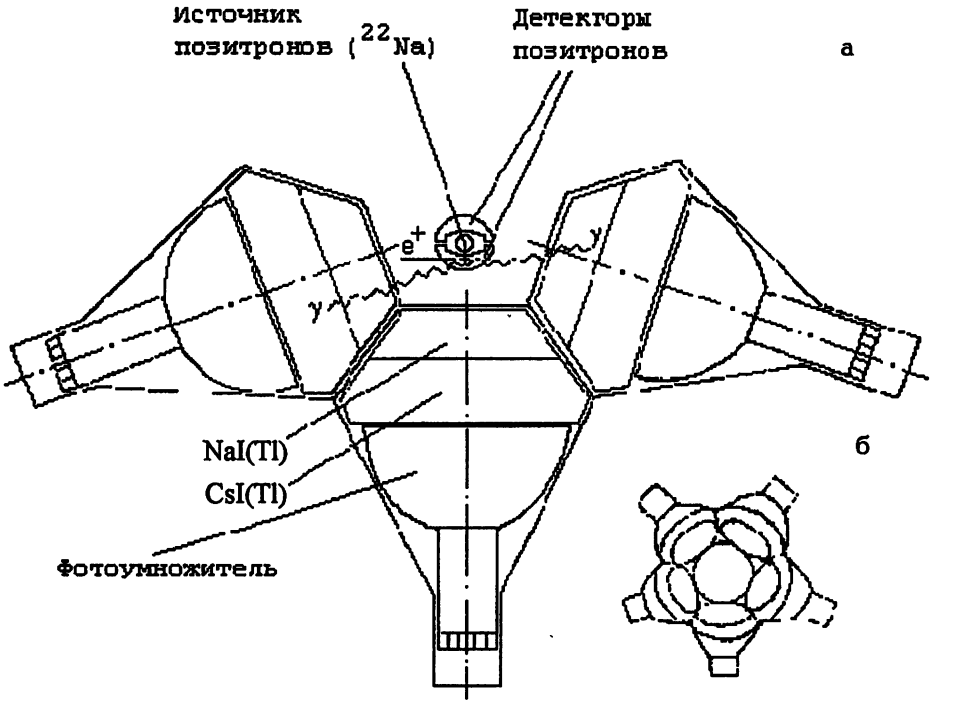


Рис. 1.

Кристаллы NaI и CsI имеют коническую форму, их толщины (4 и 6 см соответственно) выбраны таким образом, чтобы обеспечить более чем 80%-эффективность регистрации гамма-квантов в диапазоне энергий вплоть до 10 МэВ.

Благодаря выбранной конфигурации детекторов обеспечивается направленность прибора при регистрации гамма-квантов. Диаграмма направленности спектрометра практически азимутально–симметрична и имеет вид типа $\cos\theta$ в зависимости от угла θ между осью прибора и направлением прихода регистрируемых фотонов.

Для регистрации нейтронов в приборе используются продукты их взаимодействий с ядрами вещества детектора. Используя известную зависимость отношения амплитуд "быстрой" (характерное время 0,25 мкс — для

NaI, 0,6 мкс — для CsI(Tl)) и "медленной" (характерное время ~ 10 мкс) составляющих в сцинтилляторах от плотности ионизации, можно электронными средствами реализовать разделение событий, вызванных в детекторе нейтронами (продукты взаимодействия — сильно ионизующие нерелятивистские протоны, α-частицы, ядра отдачи) и гамма-квантами (продукты взаимодействия — слабо ионизующие релятивистские электроны).

В приборе предусмотрена автоматическая калибровка детекторов, основанная на использовании радиоактивного изотопа ^{22}Na — источника позитронов, который должен размещаться в центре прибора. Позитроны регистрируются двумя простыми детекторами (типа счётчиков Гейгера или кремниевых полупроводниковых детекторов), размещаемых непосредственно вблизи радиоактивного изотопа. Аннигиляционные гамма-кванты после рассеяния в веществе, окружающем источник позитронов, регистрируются двумя из 6 сцинтилляционных "фосфич"-детекторов.

Основные физико–технические характеристики спектрометра гамма-квантов и нейтронов представлены в табл. 1.

Таблица 1

Энергетический диапазон: для гамма-квантов для нейтронов	 0,1–10,0 МэВ > 10 МэВ
Эффективная площадь: для гамма-квантов (линия 661 кэВ) для нейтронов (с энергией ~ 50 МэВ)	 ~ 1000 см^2 ~ 100 см^2
Энергетическое разрешение (на линии гамма-квантов 661 кэВ)	~ 10%
Поле зрения	~ π ср
Эффективный объём	~ 15000 см^3
Масса	< 150 кг
Габариты	0,7 × 0,7 × 0,7 м^3
Потребляемая мощность энергопитания	< 70 Вт

Для измерения потоков заряженных частиц предполагается использовать комплекс детекторов, состоящий из прибора с большим геометрическим фактором, предназначенного для измерений на низких геомагнитных широтах, и прибора с малым геометрическим фактором, обеспечивающим измерения в радиационных поясах.

Прибор с большим геометрическим фактором представляет собой систему из 4–6 идентичных по устройству, но ориентированных в разные стороны широконаправленных блоков детектирования. Каждый блок характеризуется геометрическим фактором ~ 40 см^2·ср, эффективной площадью ~ 40 см^2, полем зрения ~ 1 ср.

Схема детекторного узла каждого блока прибора изображена на рис. 2. Он включает в себя кристалл CsI(Na) (толщиной ~ 0,3 см и диаметром 8 см), а также элементы пассивной (коллиматор, алюминиевая фольга, свинцовое стекло) и активной (пластмассовый сцинтиллятор) защиты и фотоумножитель типа ФЭУ-139. Со стороны входного окна детектора кристалл CsI закрыт тонкой алюминиевой фольгой (толщиной ~ 10 мкм). С целью повышения чувствительности прибора и формирования его направленности в детекторном узле должен быть установлен коллиматор (над кристаллом CsI и фольгой из Al). Для защиты от альбедного рентгеновского излучения спутника предусматривается пасссивная защита детектора в виде свинцового стекла (типа ТФ-1, толщиной ~ 1 см, диаметром 8 см). Исключение регистрации заряженных частиц, попадающих в детектор вне его поля зрения, обеспечивается активной защитой (антисовпадениями) из пластмассового сцинтиллятора на основе полистирола, окружающем кристалл CsI с трёх сторон (кроме входного окна).

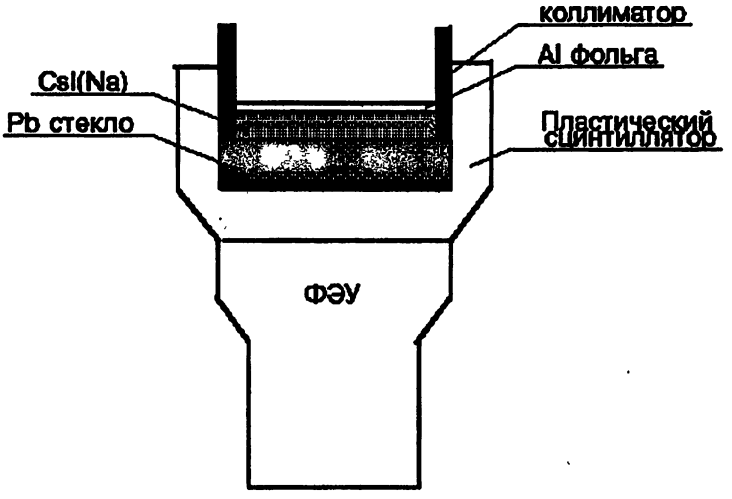


Рис. 2.

Диаграмма направленности детектора формируется азимутально-симметричным коллиматором. Она приблизительно изотропна по азимутальному углу и ограничена ~ 60° по углу падения регистрируемых частиц.

Регистрация электронов, попадающих в поле зрение детектирующего блока, осуществляется сцинтиллятором — кристаллом CsI(Na). Защитный слой алюминиевой фольги толщиной ~ 10 мкм предохраняет детектирующий элемент от света, при этом в нём поглощаются электроны с энергиями менее 0,1 МэВ, протоны и ядра с энергиями менее 2 МэВ/нуклон.

Толщина кристалла CsI ~ 0,3 см соответствует полной длине пробега электронов с начальной энергией ~ 1,5 МэВ. Это делает величину 1,5 МэВ

естественной верхней границей диапазона, в котором возможно спектрометрирование потоков электронов по величинам энерговыделений в кристалле CsI. Наличие свинцового стекла между кристаллом CsI и пластмассовым сцинтиллятором позволяет поднять верхнюю границу энергии регистрируемых электронов до $\sim$ 10 МэВ (которая соответствует начальной энергии электронов, полный пробег которых в свинцовом стекле не превышает его толщины 1 см). Таким образом, полный энергетический диапазон регистрируемых электронов составляет 0,1–10 МэВ, причём в диапазоне от 0,1 МэВ до 1,5 МэВ регистрация осуществляется по полному поглощению в CsI, а в диапазоне от 1,5 МэВ до 10 МэВ — по энерговыделениям $>$ 1,5 МэВ в кристалле CsI вплоть до появления антисовпадательного сигнала от пластмассового сцинтиллятора.

Регистрирующий сцинтиллятор CsI также чувствителен к рентгеновскому излучению в диапазоне энергий 10–100 кэВ. Разделение событий, связанных с регистрацией электронов и рентгеновского излучения может быть осуществлено по величинам энерговыделений в кристалле методами амплитудного анализа.

Физико–технические характеристики одного детекторного блока прибора даны в табл. 2.

Таблица 2

Энергетический диапазон (для электронов)	0,1–10 МэВ
Эффективная площадь	40 см^2
Поле зрения	$\sim$ 1 ср
Масса	$<$ 6 кг
Габариты	$<$ 30 $\times$ 30 $\times$ 30 см^3
Потребляемая мощность	$<$ 2,5 Вт

Для измерений больших потоков заряженных частиц в зонах захваченной радиации должен использоваться прибор на основе стандартной методики, включающий телескоп из полупроводниковых детекторов, регистрирующий электроны в диапазоне энергий 0,2–2 МэВ и протоны в диапазоне энергий 2–200 МэВ с геометрическим фактором 0,5 см^2, а также газоразрядные счётчики, регистрирующие электроны с энергиями более 40 кэВ с геометрическим фактором 0,1 см^2·ср.

ЛИТЕРАТУРА

1. Розенталь И.Л. и др. // Успехи физ. наук. 1979. Т. 127. С. 135.
2. Suri A.N. et. al. // Solar Phys. 1975. V. 43. P. 415.
3. Forrest D.J. — In: Positron-Electron Pairs in Astrophys. /Eds. M.L. Burns, A.K. Harding, and R. Ramaty. — New York: Amer. Inst. Phys., 1983. P. 3.

4. Forrest D.J. and Murphy R.J. // Solar Phys. 1988. V.118. P.123.
5. Ramaty R. et. al. // Space Sci. Rev. 1975. V.13. P.341.
6. Кужевский Б.М. // УФН. 1982. Т.137. С.237.
7. Chupp E.L. et. al. // Astrophys. J., Lett. 1982. V.263. P.L95.

*Научно–исследовательский
институт ядерной физики им.
Д.В. Скобельцына МГУ;
**Институт космических
исследований РАН;
Москва, Россия

Поступила в редакцию
25 апреля 1996 г.

THE PROJECT OF SOLAR–GEOPHYSICAL EXPERIMENT "GRIF-2" ON-BOARD OF THE INTERNATIONAL SPACE STATION "ALPHA"

Yu. I. Logachev, Yu. I. Denisov, S. I. Svertilov, A. V. Bogomolov, V. V. Bogomolov, M. I. Kudryavtsev, V. M. Pankov

The main purpose of the project of the solar–geophysical experiment "Grif-2" on-board of the international space station "Alpha" is the complex study of produced during solar flares high-energy neutral radiation (gamma-quanta, neutrons) temporal and spectral parameters. Another important part of the experiment is the study of near-Earth energetic particle flux dynamics and its correlation with various solar activity phenomena. The complex of instruments includes: gamma-quanta and neutron oriented spectrometer of high sensitivity, oriented spectrometer of X-rays and electrons with a large geometrical factor and spectrometer of electrons and protons with a small geometrical factor. The spectrometer of gamma-quanta and neutrons allows measurings of fluxes and spectra in ranges of gamma-quanta energies — 0.1–10 MeV, neutron energies — higher than 10 MeV. The spectrometer of electrons and X-rays is intended both for continuous control of magnetosphere electron precipitations and for monitoring of X-ray solar activity in the range of 10–100 keV. The spectrometer of charged particles with a small geometrical factor is intended for measuring of charged particle high intensity fluxes in zones of trapped radiation.