

УДК 523.945-72

СПЕКТР СОЛНЕЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ: ДАнные НАБЛЮДЕНИЙ И МОДЕЛЬНЫХ РАСЧЕТОВ

© 2005 г. Ю. В. Балабин¹, Э. В. Вашенюк¹,
О. В. Мингалев¹, А. И. Подгорный², И. М. Подгорный³

¹Полярный геофизический институт, Апатиты, Россия

²Физический институт им. П.Н. Лебедева, Москва, Россия

³Институт астрономии, Москва, Россия

Поступила в редакцию 30.10.2004 г.; принята в печать 17.02.2005 г.

Анализ спектров релятивистских протонов в солнечных вспышках 23-го цикла солнечной активности, полученных из данных нейтронных мониторов мировой сети, а также численное моделирование свидетельствуют об ускорении заряженных частиц электрическим полем, возникающим в корональных токовых слоях при пересоединении. Методика получения спектров основана на моделировании откликов нейтронных мониторов на анизотропный поток релятивистских солнечных протонов с заданными параметрами и определении характеристик первичных релятивистских солнечных протонов методами оптимизации при сравнении модельных откликов с наблюдаемыми. Исследование динамики энергетических спектров позволило выделить в событиях солнечных космических лучей две популяции релятивистских солнечных протонов: так называемую быструю компоненту, приходящую на фронте потока солнечных космических лучей, и запаздывающую, так называемую медленную компоненту. Быстрая компонента характеризуется сильной анизотропией и экспоненциальным энергетическим спектром, что находится в согласии со спектром, полученным при математическом моделировании ускорения частиц электрическим полем вдоль X-линии магнитного поля. Медленная компонента, распространение которой, по-видимому, носит диффузионный характер, описывается степенным спектром.

1. ВВЕДЕНИЕ

Солнечная вспышка представляет собой совокупность сложных процессов, возникающих на Солнце. Сейчас надежно установлено, что первичное выделение энергии вспышки происходит в короне, и длительность взрывной фазы вспышки с выделением до 10^{32} эрг энергии составляет обычно порядка 100 с. Главные проявления вспышки следующие:

– возникновение на поверхности Солнца светящихся в видимой области спектра лент в активной области и наблюдаемое обычно возрастание со временем расстояния между лентами двухленточной вспышки,

– появление в активной области центров мягкого и жесткого рентгеновского излучения, вызванного высыпанием в хромосферу быстрых электронов,

– выброс в межпланетное пространство коронального вещества и образование при этом ударной волны,

– генерация потока протонов, ускоренных до энергий, превышающих 1 ГэВ,

– генерация γ -излучения, вызванного протеканием во вспышке ядерных реакций.

В линейчатом спектре γ -излучения отчетливо выделена линия 2.23 МэВ, возникающая при радиационном захвате нейтрона протоном.

Потоки высокоэнергетичных протонов приходят к Земле вдоль линий спирального магнитного поля и затем могут проникать в магнитосферу Земли. Протоны с достаточно большой энергией, превышающей так называемый геомагнитный порог обреза, достигают атмосферы Земли, и в результате ядерных реакций образуют потоки нейтронов, регистрируемых на поверхности Земли нейтронными мониторами. Распределенная по земному шару сеть нейтронных мониторов может рассматриваться как единый многонаправленный прибор для измерения спектров, анизотропии и питч-угловых распределений потока первичных релятивистских солнечных космических лучей (СКЛ) за пределами магнитосферы Земли [1, 2].

В данной работе спектры релятивистских солнечных протонов (РСП) определялись методами оптимизации по данным мировой сети нейтронных мониторов. Анализ данных включал в себя также

расчеты траекторий частиц в современных моделях магнитосферы Земли.

Временные характеристики регистрируемых на орбите Земли потоков электромагнитного излучения и протонов существенно отличаются. Длительность импульса γ -излучения совпадает с длительностью взрывной фазы вспышки, а длительность потока протонов измеряется часами, при этом фронт возрастания потока может быть очень резким. Часть протонов уходит в межпланетное пространство и приходит к Земле на фронте потока, а часть вызывает ядерные реакции на Солнце с выходом γ -квантов. Что же касается запаздывающей части протонов (так называемой медленной компоненты — МК), то их происхождение может быть не связано непосредственно с процессами, происходящими во вспышке. Они могут ускоряться, например, в ударной волне, вызванной сверхзвуковым корональным выбросом. В этом случае энергетические спектры протонов, пришедших на фронте потока и на его хвосте, должны быть различными. Возможно также, МК представляет собой частицы, захваченные в магнитном поле активной области, спектр которых формируется при взаимодействии с турбулентностью.

Возникновение совокупности вспышечных явлений объясняется электродинамической моделью вспышки [3–5], основанной на накоплении энергии в короне над активной областью в магнитном поле токового слоя. При переходе токового слоя в неустойчивое состояние и его распаде энергия магнитного поля переходит в кинетическую энергию и тепло. Модель вспышки показана на рис. 1. Тонкими линиями изображены линии магнитного поля, между линиями противоположного направления заключен токовый слой (ТС), более крупными стрелками показаны потоки плазмы. Плазма вместе с линиями магнитного поля втекает в токовый слой с обеих его сторон и после магнитного пересоединения в окрестности X-линии поля ускоряется силой $\mathbf{j} \times \mathbf{V}/c$ (\mathbf{j} — ток, \mathbf{V} — магнитное поле, c — скорость света) вдоль слоя. Ускоренная вверх плазма создает корональный выброс. Поток вниз нагретой при пересоединении линий поля плазмы вместе с сокращающимися линиями поля создает горячие послевспышечные петли. Направленное вдоль слоя электрическое поле Холла $\mathbf{E} = \mathbf{j} \times \mathbf{V}/nec$ (n — концентрация частиц, e — заряд) вызывает систему продольных (параллельных магнитным линиям) токов, замыкающихся в хромосфере. Ускоренные в этих токах электроны высыпаются на поверхность Солнца и вызывают свечение вспышечных лент в видимом и рентгеновском излучениях. Ускорение протонов до высоких энергий при вспышке может осуществляться вдоль X-линии магнитного поля в направлении, перпендикулярном плоскости рисунка. Ускорение

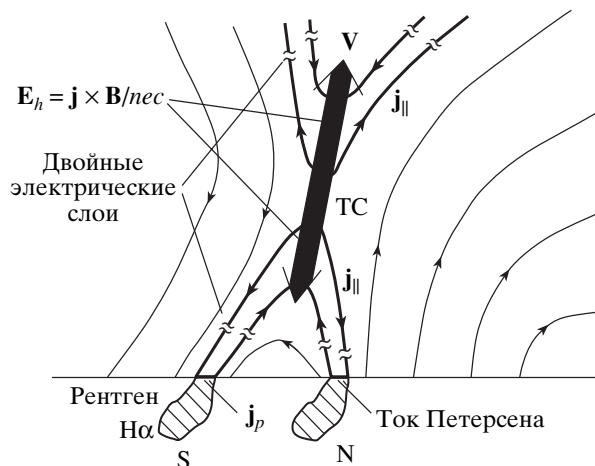


Рис. 1. Электродинамическая модель солнечной вспышки. Показаны линии магнитного поля (тонкие линии), продольные токи и векторы скорости плазмы. Электрическое поле $\mathbf{E} = -\mathbf{V} \times \mathbf{B}/c$ направлено перпендикулярно плоскости чертежа.

происходит в электрическом поле $\mathbf{E} = -\mathbf{V} \times \mathbf{B}/c$, возрастающем при быстром пересоединении в ходе распада токового слоя. Здесь \mathbf{V} — скорость втекания плазмы в слой, а \mathbf{B} — магнитное поле токового слоя. В общем случае X-линия не является нейтральной. Направленное вдоль нее магнитное поле должно играть стабилизирующую роль в процессе ускорения. Оценки показывают [4], что в принципе такой механизм может ускорить протоны до энергии, которая значительно превышает обычно регистрируемую при вспышках.

Наиболее достоверные данные о развитии вспышки были получены при обработке результатов измерений на аппарате RHESSI для вспышки 23 июля 2002 г. [6]. Рентгеновское излучение с энергией до 40 кэВ появляется за 9 мин до взрывной фазы вспышки. Согласно характеру спектра это излучение является не тепловым, а вызывается ускоренными в короне электронами, частично высыпавшимися в хромосферу, как это следует из электродинамической модели вспышки [5]. Вслед за этим во взрывной фазе происходит резкое возрастание рентгеновского излучения с энергией, большей 100 кэВ, и γ -излучения. Одновременно было зарегистрировано тепловое рентгеновское излучение из коронального источника с температурой $\sim 4 \times 10^7$ К, свидетельствующее о нагревании плазмы в токовом слое при пересоединении. В это же время наблюдается движение лент жесткого рентгеновского излучения, также свидетельствующее о протекании пересоединения и высыпании в хромосферу электронов в подножьях петель [7]. Результаты измерений γ -линий и сплошного спектра указывает на ускорение ионов и электронов во взрывной фазе до

энергий, не меньших десятков МэВ. γ -Излучение вызывается быстрыми протонами, пришедшими на поверхность Солнца. Ускорение протонов и появление γ -излучения происходят одновременно в импульсной стадии вспышки. Попутно следует заметить, что появление коронального источника рентгеновского излучения может предшествовать высыпанию электронов в фотосферу, как это было для вспышки 24 января 1992 г. [8]. По-видимому, энергия, выделяемая при пересоединении, может по-разному распределяться между ускоренными электронами и горячей плазмой в корональном источнике в зависимости от условий возникновения вспышки.

До настоящего времени теоретический анализ ускорения частиц при распаде токовых слоев проводился в очень упрощенных условиях, так что результаты оказывались противоречивыми [9–12]. Ускорение рассматривалось в приложенном извне электрическом поле, а токовый слой заменялся стационарно существующей конфигурацией магнитного поля с нейтральной X -линией. В работе [6] энергетический спектр протонов определялся из рассмотрения движения частиц в окрестности X -линии. Частица, движущаяся точно вдоль X -линии, ускоряется полной приложенной разностью потенциалов, а частица, начавшая свое движение на некотором расстоянии δ от X -линии, отклоняется магнитным полем и постепенно уходит из области неадиабатичности движения, не приобретая максимальной энергии. Чем больше δ , тем меньшую разность потенциалов пройдет частица. В результате получается спектр типа $dN/dW \sim \exp(-W/EeL)$ (W — энергия, L — расстояние). Однако для частиц, укоряющихся в области за пределами неадиабатичности, согласно [10], спектр может быть степенным. Степенной спектр может формироваться для частиц небольшой энергии. На основании рассмотрения, проведенного в статье [9], в работе [11] было выполнено численное моделирование и сделан вывод о степенном характере спада спектра, типичном для космических лучей. Вместе с тем, расчет, выполненный аналогичным образом в [12], указывает на экспоненциальную форму спектра ускоренных протонов, что согласуется также с экспериментальными данными [2, 13].

Что касается МК, то возможным механизмом ее генерации рассматривалось стохастическое ускорение плазменной турбулентностью [13]. Целью настоящей работы является определение спектров СКЛ в различные моменты времени по показаниям международной сети нейтронных мониторов и сравнение их с расчетным спектром протонов, ускоренных в окрестности особой линии магнитного поля X -типа в токовом слое, когда

электрическое поле определяется магнитным пересоединением.

Анализ спектров РСП в ряде событий текущего 23-го цикла солнечной активности проведен с использованием методики, основанной на расчетах траекторий протонов различных энергий, вызывающих генерацию регистрируемых мониторами нейтронов [1, 2]. Моделировались отклики нейтронных мониторов мировой сети на анизотропный поток РСП с заданными параметрами, а результаты моделирования сравнивались с наблюдениями. Вычисления включают в себя расчеты траекторий протонов в модельном геомагнитном поле. В каждом из анализируемых в настоящей работе событий 14.07.2000, 28.10.2003 и 2.11.2003 параметры РСП определялись для различных моментов времени, что позволило получить данные о динамике потоков и спектров РСП за пределами магнитосферы. Две различных популяции РСП — быстрая и медленная — выявляются в каждом случае. Быстрая компонента (БК) наблюдается в начальной фазе события РСП. Она достигает орбиты Земли за время пролета протонов вдоль спиральных линий межпланетного магнитного поля (ММП). Это значит, что спектр БК не искажен диффузией вследствие столкновений протонов с магнитными неоднородностями, и не содержит частиц, захваченных сильными магнитными полями активной области. Таким образом, спектр БК несет информацию о механизме ускорения частиц в солнечной вспышке. БК характеризуется импульсным временным профилем, отражающим временную характеристику вспышки, и отчетливо выраженной анизотропией.

Запаздывающая МК приходит к Земле позже и начинает преобладать в потоке РСП через 0.5–1 ч после начала события. Механизмом, определяющим спектр МК, может быть ускорение на ударной волне или уход быстрых частиц из магнитных петель, захваченных магнитным полем во время вспышки. Нельзя исключить также определенного влияния диффузии частиц из-за столкновений с магнитными неоднородностями межпланетной среды на характер спектра МК. Убедительный ответ на вопрос о природе ускорения частиц может дать только сравнение расчетных спектров в различных моделях ускорения с наблюдательными данными. В данной работе проведено численное моделирование спектра, получаемого при ускорении частиц электрическим полем, направленным вдоль нейтральной линии магнитного поля, и сравнение такого спектра с результатами измерений на нейтронных мониторах. Нейтронные мониторы являются в настоящее время, пожалуй, единственным средством измерения спектров и других характеристик СКЛ в релятивистской области энергий, что недопустимо пока прямым измерениям на космических

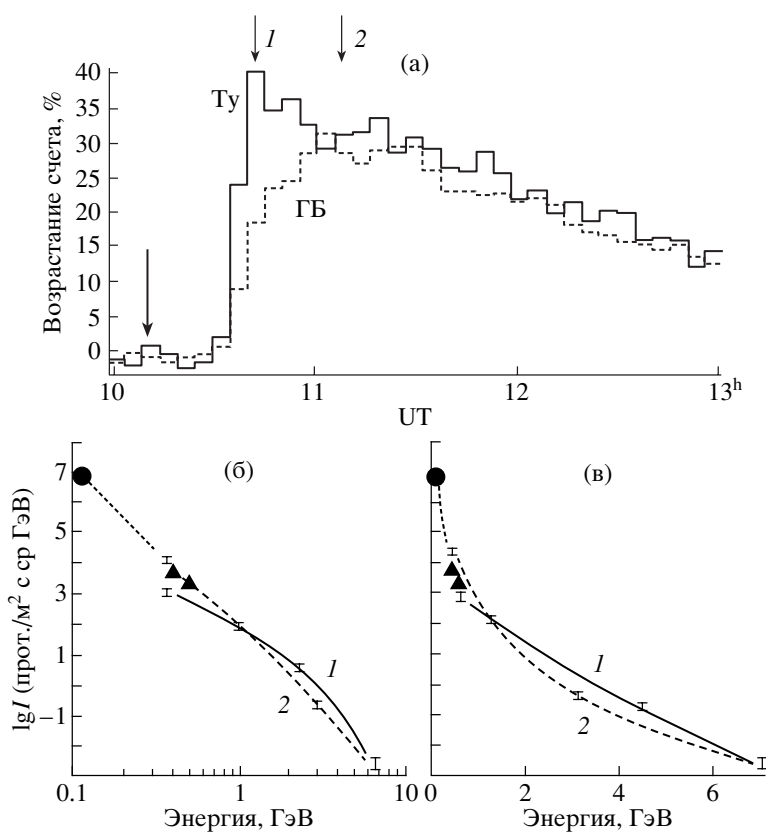


Рис. 2. (а) — Профили возрастания потока нейтронов на станциях нейтронных мониторов “Туле” (Ту) в Гренландии и “Гус Бей” (ГБ) в Канаде в событии 14.07.2000. Более жирной стрелкой показано предполагаемое время генерации протонов. Отмечены также моменты времени вычисления спектров (более тонкие стрелки): 1 — для БК и 2 — для МК. (б, в) — Спектры соответственно в двойном логарифмическом и в полулогарифмическом масштабах. Показаны погрешности измерений. Данные прямых измерений солнечных протонов отмечены крестиками (шары-зонды) и кружками (КА GOES-11).

аппаратах и баллонах из-за малой эффективной площади используемых там детекторов. Результаты показывают, что полученный в расчетах спектр согласуется со спектрами БК РСП, получаемыми из показаний нейтронных мониторов.

2. МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ СПЕКТРОВ СОЛНЕЧНЫХ ПРОТОНОВ

Реакция (отклик) нейтронного монитора на анизотропный поток РСП за пределами магнитосферы Земли является сложной функцией как характеристик самого потока, так и условий распространения частиц в магнитосфере Земли и прохождения через атмосферу нейтронов, генерируемых в верхних ее слоях первичными протонами. Определение энергетических спектров РСП вместе с другими характеристиками потока этих частиц в межпланетном пространстве (анизотропия, питч-угловое распределение в ММП вблизи границы магнитосферы) проводилось методами оптимизации при сравнении расчетных откликов нейтронных мониторов мировой сети с наблюдаемыми [2]. В рамках данной

методики [2] нужно знать асимптотическое направление (направление прихода к границе магнитосферы) протона с данной энергией (жесткостью), который дает вклад в счет данного нейтронного монитора. Для каждой станции рассчитывался асимптотический конус приема, составленный асимптотическими направлениями прихода протонов с шагом 0.001 ГВ в диапазоне жесткостей от атмосферного обрезания $pc \sim 1$ ГВ (энергия протонов 430 МэВ) до $pc = 20$ ГВ (энергия протонов 19 ГэВ) — граничной жесткости в спектре солнечных космических лучей.

Расчет проводился путем интегрирования уравнения движения частицы с отрицательным зарядом и массой протона с данной жесткостью, выпущенной вертикально вверх с высоты 20 км над данной станцией. Уровень 20 км выбран как средняя высота образования вторичных нейтронов, которые дают вклад в счет нейтронного монитора. Интегрирование уравнений движения проводилось методом Рунге—Кутты порядка 4–5. При расчетах использовалась модель магнитосферы Цыганенко 2002 г. С помощью рассчитанных асимптотических

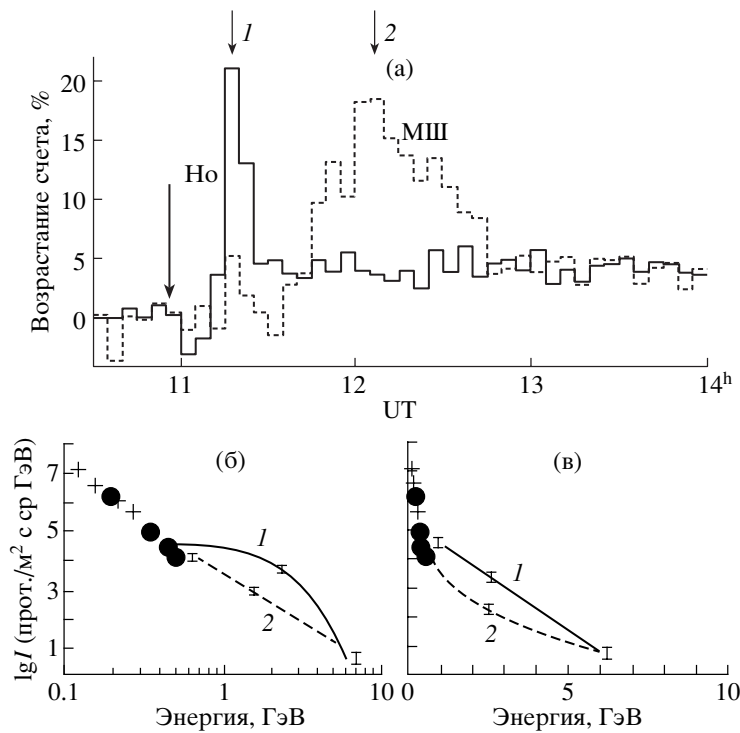


Рис. 3. То же, что на рис. 2, для регистрации события 28.10.2003 на станциях нейтронных мониторов в Норильске (Но) и на Мысе Шмидта (МШ). Видно, что в Норильске регистрируется преимущественно БК, а на Мысе Шмидта — МК.

направлений вычислялся отклик данного нейтронного монитора на анизотропный поток РСП с заданными параметрами. Из сравнения расчетных откликов с результатами измерений методом наименьших квадратов находился набор параметров потока РСП, который наилучшим образом согласуется с наблюдениями на всей сети станций нейтронных мониторов. Использованное при данном анализе число станций нейтронных мониторов составляло от 27 до 30. Такую же величину имеет число условных уравнений в методе оптимизации.

3. ДИНАМИКА СПЕКТРОВ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК ПО ДАННЫМ НЕЙТРОННЫХ МОНИТОРОВ

3.1. Событие 14.07.2000

На рис. 2 приведены временные профили наземного возрастания отсчетов на двух станциях нейтронных мониторов “Туле” (Ту) в Гренландии и “Гус-Бей” (ГБ) в Канаде в событии РСП 14.07.2000 (вспышка “Бастилия”), демонстрирующих наличие в этом событии двух популяций РСП: быстрой и запаздывающей (медленной). Плавное возрастание отсчетов монитора на станции “Гус-Бей” указывает на регистрацию этой станцией, в основном, МК, а на станции “Туле” зарегистрирован резкий начальный пик, свидетельствующий о БК. Стрелками 1 и 2 на рис. 2а

отмечены максимумы отсчетов, зарегистрированных этими станциями.

На рис. 2б и 2в представлены энергетические спектры РСП для этих моментов времени (показанных стрелками на рис. 2а). Спектры получены методом оптимизации данных 27 станций нейтронных мониторов [2] и построены в двойном логарифмическом и полулогарифмическом масштабах, соответственно. Из приведенных данных следует, что спектр 1, полученный для начальной фазы события (БК) хорошо описывается линейной зависимостью в полулогарифмическом масштабе (рис. 2в), т.е. является экспоненциальным. Спектр 2, снятый через 30 мин, имеет иной характер. Он описывается линейной зависимостью в двойном логарифмическом масштабе, т.е. является степенным с большим показателем $\gamma \sim -5$.

3.2. Событие 28.10.2003

Наличие двух компонент РСП отчетливо продемонстрировано в событии 28.10.2003 по данным двух высокоширотных станций нейтронных мониторов “Норильск” (Но) и “Мыс Шмидта” (МШ). Как видно из рис. 3а, на станции в Норильске отчетливо наблюдается резкий максимум счета (стрелка 1), обусловленный приходом БК, а на станции на Мысе Шмидта регистрируется сначала

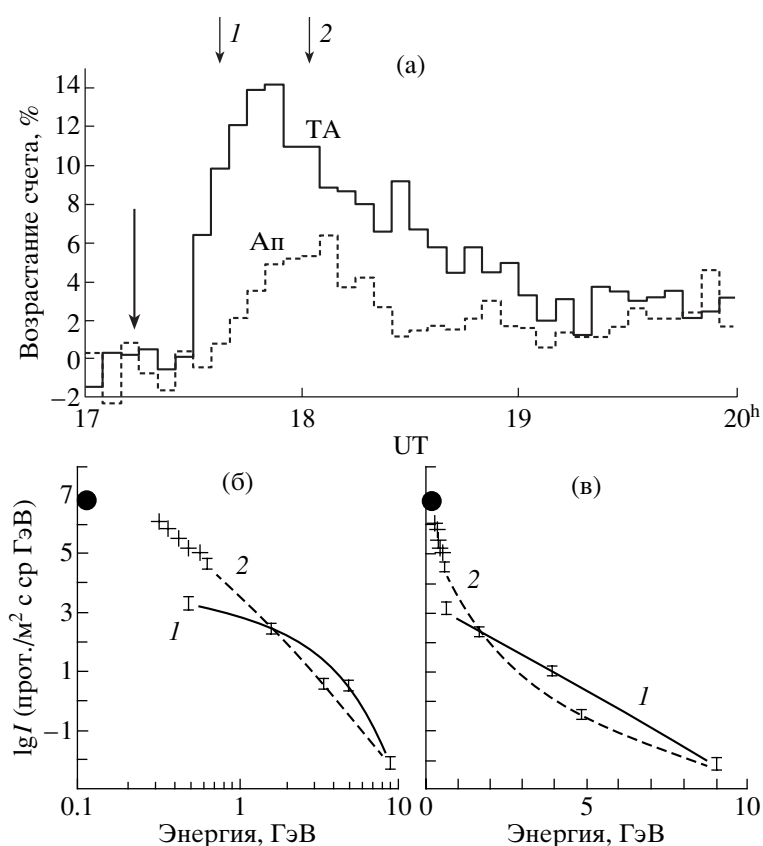


Рис. 4. То же, что на рис. 2, для регистрации события 2.11.2003 на станциях нейтронных мониторов в Апатитах (Ап) и в Терре Адели (ТА) в Антарктике. В Апатитах регистрируется только МК, а в Терре Адели — суперпозиция БК и МК.

небольшой пик (стрелка 1), обусловленный приходом БК, а после запаздывания ~ 30 мин длительное время регистрируется поток нейтронов с пологим фронтом (стрелка 2) МК. Сильное различие временных зависимостей связано с высокой анизотропией потока релятивистских СКЛ. Величина возрастания на разных станциях с одинаковыми геомагнитными порогами зависит от ориентации их асимптотических конусов относительно ММП и формы питч-углового распределения. Последнее быстро эволюционировало во время события 28.10.2003: наблюдалось сильное изменение питч-углового распределения частиц от начальной фазы события (БК) ко времени максимума МК.

На рис. 3б и 3в показаны спектры солнечных протонов в двойном логарифмическом и полулогарифмическом масштабах, полученные методом оптимизации по данным 30 нейтронных мониторов в моменты времени 1 и 2, отмеченные на рис. За стрелками. Спектр РСП для БК, полученный для момента 11:20 UT (линия 1) сильно отличается от спектра, полученного для момента времени 12:00 UT, когда в потоке СКЛ преобладала МК, вызвавшая появление запоздавшего максимума. Прямолинейный характер спектра в полулога-

рифмическом масштабе для БК указывает, как и в предыдущем случае, на экспоненциальный спектр, в то время как МК обнаруживает прямолинейную зависимость спектра от энергии в двойном логарифмическом масштабе, т.е. спектр запаздывающих протонов является степенным. При этом показатель степени ($\gamma \sim -4$) оказался меньшим, чем в событии “Бастилия”. Здесь же крестиками и кружочками приведены данные прямых измерений солнечных протонов умеренных энергий на космическом аппарате GOES-10 и на шарах-зондах в рассматриваемом событии (<http://goes.ngdc.noaa.gov/data/avg/2004/>), которые относятся ко времени $t > 12:00$ UT. Спектры, полученные в этих измерениях в области энергий 100–300 МэВ, довольно хорошо аппроксимируются спектрами, полученными из обработки данных нейтронных мониторов. По поводу измерений на GOES-10 следует отметить, что они позволяют изучать только узкий интервал энергий. В этом интервале энергий трудно однозначно отличить степенной спектр от экспоненциального.

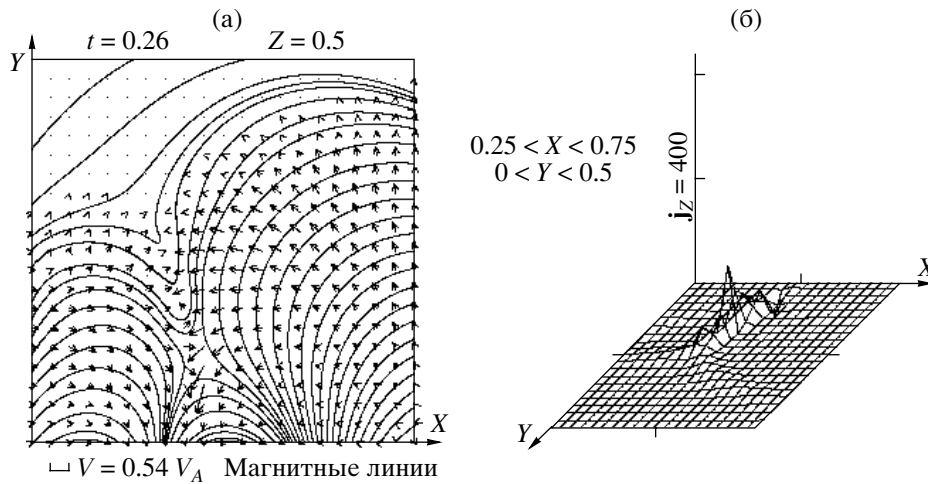


Рис. 5. Результаты численного МГД-моделирования солнечной вспышки “Бастилия”: (а) — линии магнитного поля и векторы скорости; (б) — распределение плотности тока в токовом слое в начале вспышки.

3.3. Событие 2.11.2003

На рис. 4а показаны профили возрастания на станции “Апатиты” (Ап) и станции “Терре Адели” (ТА) в Антарктике. В профиле станции “Апатиты” присутствует лишь одна МК РСП, в то время как резкий фронт возрастания потока нейтронов на станции “Терре Адели” указывает на приход БК, а после максимума (17:45 UT) на этой станции регистрируется медленно убывающий поток нейтронов (МК). Динамика спектров для события 2.11.2003 (рис. 4б и 4в) аналогична динамике события 28.10.2003. Спектр БК имеет прямолинейный характер в полулогарифмическом масштабе (линия 1), т.е. является экспоненциальным, а спектры МК достаточно хорошо описываются степенным законом. Спектр 1, отвечающий БК, — более жесткий.

4. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СПЕКТРА ПРОТОНОВ, УСКОРЕННЫХ ВО ВСПЫШКЕ

Максимально возможная энергия СКЛ, ускоренных электрическим полем при распаде токового слоя, определяется полной разностью потенциалов, приложенной к особой линии магнитного поля. Однако при протяженной особой линии эту разность потенциалов может пройти лишь небольшое количество частиц, а реально зарегистрированная максимальная энергия окажется значительно меньшей. Для оценки максимально возможной энергии воспользуемся результатами трехмерного численного МГД-моделирования вспышки “Бастилия” [14, 15]. На рис. 5 представлены результаты трехмерного магнитогидродинамического численного моделирования поля вспышки “Бастилия” 14.07.2000. Здесь показаны

распределение скоростей и линии магнитного поля развивающейся вспышки (рис. 5а), а также распределение тока в пересоединяющемся токовом слое (рис. 5б). Скорость втекания в слой составляет $\sim 0.1V_A \sim 10^9$ см/с, а поле токового слоя ~ 300 Гс, максимальное электрическое поле $-\mathbf{V} \times \mathbf{B}/c \sim 3 \times 10^3$ В/см. При длине особой линии $L \sim 10^9$ см максимально возможная энергия составляет 3×10^{12} эВ. Такую энергию могут получить только частицы, прошедшие полную разность потенциалов, т.е. не вышедшие из области ускорения. При большом L число таких частиц пренебрежимо мало. Расчет спектра протонов во вспышке “Бастилия” сейчас готовится. В качестве первого шага в этом направлении выполнен численный расчет спектра для ускорения вдоль особой линии, когда вдоль этой линии приложена разность потенциалов.

Расчет ускорения протонов производился в замкнутом параллелепипеде

$$\Pi = \{\mathbf{x} : |x_i| \leq L_{\perp}, \quad i = 1, 2, \quad 0 \leq x_3 \leq L_{\parallel}\}, \quad (1)$$

в котором постоянные электрическое и магнитное поля задавались в виде

$$\mathbf{E} = E_0 \mathbf{e}_3 = -\nabla \varphi(\mathbf{x}), \quad \varphi(\mathbf{x}) = -E_0 x_3, \quad (2)$$

$$\mathbf{B} = (B_0/L_{\perp})(x_2 \mathbf{e}_1 + x_1 \mathbf{e}_2),$$

где $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3$ — векторы декартова базиса в пространстве R^3 . Заданное таким образом магнитное поле содержит нулевую линию магнитного поля $\{x_1 = 0, x_2 = 0\}$. Такая модель полей была использована для моделирования ускорения частиц в работах [11, 12].

Для численного моделирования спектра ускоренных частиц использовалась следующая модель.

Параллелепипед Π разбивался вдоль оси x_3 на ν_{\parallel} слоев $\Pi(k)$ с толщиной L_g :

$$\Pi = \bigcup_{k=1}^{\nu_{\parallel}} \Pi(k), \quad \Pi(k) = \{\mathbf{x} : |x_i| \leq L_{\perp}, \quad (3)$$

$$i = 1, 2, \quad (k-1)L_g \leq x_3 < kL_g\}.$$

Каждый слой, в свою очередь, разбивался на ν_{\perp}^2 кубов со стороной L_g . (Таким образом, размеры L_{\perp} и L_{\parallel} должны быть кратны L_g , а именно: $L_{\perp}/L_g = \nu_{\perp}$, $L_{\parallel}/L_g = \nu_{\parallel}$). В каждом таком кубе 1-го слоя $\Pi(1)$ задавалось $2^{12} = 4096$ протонов и численно генерировалось 3-мерное пространственно-однородное распределение Максвелла по скоростям

$$f(\mathbf{v}) = n \left(V_T \sqrt{2\pi} \right)^{-3} \exp(-\mathbf{v}^2 / (2V_T^2)) \quad (4)$$

с заданной тепловой скоростью V_T . При этом применялась методика, описанная в [16], где используются числа с обращенными разрядами.

Траектории протонов рассчитывались при помощи неявного комбинированного алгоритма 2-го порядка точности, который точно сохраняет полную энергию (гамильтониан) частицы

$$H(\mathbf{x}, \mathbf{v}) = e\varphi(\mathbf{x}) + m_0 c^2 \gamma(\mathbf{v}), \quad (5)$$

$$\gamma(\mathbf{v}) = (1 - \mathbf{v}^2/c^2)^{-1/2},$$

где e, m_0, c — соответственно заряд протона, его масса покоя и скорость света, и работает по следующей схеме. Если частица незамагничена, то производится численное интегрирование уравнений движения Ньютона—Лоренца при помощи релятивистского обобщения неявной схемы Бородачева [17], которая имеет 2-й порядок точности.

Если частица замагничена, то движение ее ведущего центра рассчитывается при помощи численного интегрирования дрейфовых уравнений движения с использованием неявной схемы 2-го порядка точности, а ларморовское вращение вокруг ведущего центра описывается аналитическими формулами. При этом если скорость электрического дрейфа $\mathbf{V}_E = c[\mathbf{E} \times \mathbf{B}]/|\mathbf{B}|^2$ мала по сравнению со скоростью частицы \mathbf{v} , т.е. $|\mathbf{V}_E|/|\mathbf{v}| \ll 1$, то используются дрейфовые уравнения для случая слабого электрического поля в форме, пригодной как в релятивистском, так и в классическом случае, а если это условие нарушается и частица является классической ($|\mathbf{v}|/c \ll 1$), то используются дрейфовые уравнения для случая сильного электрического поля. На каждом шаге в фазовом пространстве $R_{\mathbf{x}, \mathbf{v}}^6$ вдоль вектора $\nabla_{\mathbf{x}, \mathbf{v}} H(\mathbf{x}, \mathbf{v})$ выполняется проектирование на гиперповерхность:

$$H(\mathbf{x}, \mathbf{v}) = H(\mathbf{x}^0, \mathbf{v}^0) = \text{const}, \quad (6)$$

где $(\mathbf{x}^0, \mathbf{v}^0)$ — начальные фазовые переменные частицы при ее генерации; за счет этого и достигается точное сохранение полной энергии частицы. Точное определение замагниченности частицы и детальное описание используемого здесь дрейфового алгоритма приведено в [18].

Для определения энергетического спектра выбирался шаг по энергии ΔW и находилось распределение частиц по энергии, которую они набрали в момент выхода из параллелепипеда Π . Чтобы сократить время расчета, вычислялись только траектории частиц, вышедших из слоя $\Pi(1)$. Траектории частиц, вышедших из слоя $\Pi(k)$, определялись путем сдвига траекторий, вышедших из слоя $\Pi(1)$, на расстояние $(k-1)L_g$ вдоль оси x_3 вверх. Расчет производился следующим образом. Для каждой частицы, которая начинала движение в слое $\Pi(1)$, рассчитывалась ее траектория до тех пор, пока она находилась в параллелепипеде Π . При каждом пересечении частицей границы очередного слоя $\Pi(k)$ добавлялась единица в интервал спектра ширины ΔW , в который попадала энергия W этой частицы, т.е. происходил очередной вклад в энергетический спектр $\Delta N_{j(W)}$

$$N_{j(W)} \mapsto N_{j(W)} + \Delta N_{j(W)}. \quad (7)$$

Для этого рассчитывались ее кинетическая энергия $W = m_0 c^2 [\gamma(\mathbf{v}) - 1]$ и номер энергетического интервала $j(W) = W/\Delta W$. При этом вклад в спектр рассчитывался так: если частица вылетела из слоя $\Pi(k)$ вбок, т.е. вообще из Π , то $\Delta N_{j(W)} = \nu_{\parallel} + 1 - k$, а если частица вылетела из слоя $\Pi(k)$ вперед, т.е. в $\Pi(k+1)$ при $k = 1, \dots, \nu_{\parallel} - 1$, или из Π при $k = \nu_{\parallel}$, то $\Delta N_{j(W)} = 1$. В результате этого процесса накапливался спектральный массив $\{N_j\}$, где N_j есть число частиц с энергией из полуинтервала $j\Delta W \leq W < (j+1)\Delta W$. При этом периодичность по координате x_3 при генерации частиц, с одной стороны, позволяла рассчитывать траектории только частиц из слоя $\Pi(1)$, что делало возможным выполнять такое моделирование на персональном компьютере, а, с другой стороны, вносило некоторые нефизические колебания в рассчитанный спектр.

При моделировании мы использовали следующие значения модельных постоянных в формулах (1)–(4): $L_g = 80$ м, $L_{\parallel} = 10^8$ м, $L_{\perp} = 5040$ м (т.е. $\nu_{\parallel} = 1250000$, $\nu_{\perp} = 63$), $E_0 \approx 4 \times 10^4$ В/м, $B_0 \approx (1-2) \times 10^2$ Гс, $V_T = 0.001$ с, $\Delta W = 0.001 \times m_0 c^2 \approx 0.938$ МэВ. Отметим, что максимальное время нахождения в параллелепипеде Π частиц, вылетевших из слоя $\Pi(1)$, во всех расчетах было менее чем 10^{-3} с, что на 3 порядка меньше, чем

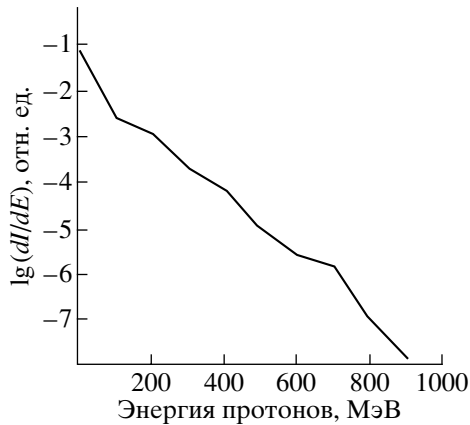


Рис. 6. Расчетный спектр протонов, ускоренных электрическим полем, которое приложено вдоль нейтральной линии X-типа.

характерное время изменения полей, которое имеет порядок 1 с.

На рис. 6 приведен энергетический спектр в полулогарифмическом масштабе, полученный в случае $E_0 = 4 \times 10^4$ В/м, $B_0 = 10^2$ Гс. Этот спектр, как и спектр БК, имеет отчетливо выраженный экспоненциальный характер, что указывает на ускорение ионов при вспышке электрическим полем.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Обработка показаний нейтронных мониторов обнаружила существование двух компонент РСП — быстрой и запаздывающей. БК имеет экспоненциальный энергетический спектр. Спектр на ранней стадии события, близкий к экспоненциальному, наблюдался также в других ранее опубликованных случаях, например, в событии 29.09.1989 [13, 19]. В событии 7.05.1978, целиком образованном БК РСП, спектр также имел экспоненциальную форму [1]. На экспоненциальную форму энергетического спектра как характерную для механизма ускорения электрическим полем, возникающего при пересоединении противоположно направленных магнитных полей в плазме, неоднократно указывалось различными авторами.

В работах [13, 20, 21] делается вывод, что спектр БК является результатом ускорения электрическим полем в быстро пересоединяющихся корональных токовых слоях при вспышке. При этом в [20, 21] для расчета энергетического спектра протонов, ускоренных этим механизмом, использовалось выражение, полученное в [22] при ряде упрощающих предположений. Расчет для области энергий менее 100 МэВ был выполнен в работе [11], где сделан вывод о том, что спектр протонов, ускоренных электрическим полем, оказался не

экспоненциальным, а степенным. Однако слабое различие экспоненциального и степенного спектров на малом энергетическом интервале вызывает сомнение в правильности этого вывода.

Следует особо подчеркнуть, что во всех теоретических работах, включая работы [9, 10], вместо токовых слоев, в которых происходит быстрое пересоединение при вспышке, использовалась модель постоянной магнитной конфигурации с нейтральной линией X-типа, а не магнитное поле токового слоя. В условиях противоречия результатов теоретического анализа, представленных представителями одной и той же школы [9–11], возникла необходимость выполнения независимого расчета.

Вычислительные мощности современных компьютеров позволяют произвести достаточно точный расчет спектра частиц, отвечающий современному уровню знаний о природе магнитного пересоединения и учитывающий имеющиеся экспериментальные данные, однако для этого необходимо преодолеть ряд технических проблем. Приведенный здесь расчет выполнен также в условиях стационарного поля, но для диапазона энергий до 1000 МэВ, что позволило провести сравнение со спектрами, рассчитанными из измерений на нейтронных мониторах, и получить качественно отличные от [11] результаты. Эти результаты свидетельствуют об ускорении частиц в электрическом поле, как это следует из электродинамической модели вспышки. В дальнейшем планируется провести расчет для реального токового слоя, в котором электрическое поле генерируется при быстром магнитном пересоединении. В качестве начального условия предполагается использовать результаты численного МГД-моделирования токового слоя над реальной активной областью при использовании реальных фотосферных возмущений перед вспышкой [14, 15].

Спектр МК имеет степенной характер. Он простирается от 10^2 до 10^4 МэВ, что может свидетельствовать об едином источнике МК в указанном интервале энергии. Спектр МК, по-видимому, формируется под влиянием турбулентности, а также диффузии релятивистских частиц, захваченных магнитным полем, из-за рассеяния на неоднородностях магнитного поля. Не исключена возможность ускорения частиц на фронте ударной волны или в магнитных ловушках при изменении поля после вспышечных петель [22].

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Анализ РСП для ряда вспышек 23-го солнечного цикла позволяет утверждать, что спектр частиц, приходящих на фронте потока космических лучей вспышки (БК СКЛ), имеет отчетливо выраженный экспоненциальный характер. Спектр

частиц, регистрируемых через 20–30 мин после прихода фронта релятивистских протонов, может быть описан степенным законом.

2. Численное моделирование показало, что спектр частиц, ускоренных электрическим полем, приложенным вдоль нейтральной линии магнитного поля, является экспоненциальным.

3. Полученные результаты подтверждают правильность электродинамической модели вспышки, объясняющей ускорение протонов при вспышке генерацией электрического поля вдоль нейтральной X-линии при пересоединении. Формирование спектра запаздывающей компоненты СКЛ может быть связано с генерацией турбулентности или постепенным уходом ускоренных частиц, захваченных магнитным полем. На форму спектра запаздывающей компоненты может влиять также диффузия из-за рассеяния частиц на магнитных неоднородностях в межпланетном поле.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 02-02-16987), а также частично при поддержке ФЦНТП “Астрономия”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. M. A. Shea and D. F. Smart, *Space Sci. Rev.* **32**, 251 (1982).
2. E. V. Vashenyuk, Yu. V. Balabin, and V. V. Gvozdevsky, *Proc. 28-th Internat. Cosmic Ray Conf. (Tsukuba, Japan, 31.07–8.08.2003)* **6**, 3401 (2003).
3. A. I. Podgorny and I. M. Podgorny, *Solar Phys.* **139**, 125 (1992).
4. А. И. Подгорный, И. М. Подгорный, *Изв. РАН, Сер. физ.* **61**, 1067 (1997).
5. А. И. Подгорный, И. М. Подгорный, *Астрон. журн.* **78**, 71 (2001).
6. R. P. Lin, S. Krucker, G. J. Hurford, *et al.*, *Astrophys. J.* **595**, L69 (2003).
7. S. Krucker, G. J. Hurford, and R. P. Lin, *Astrophys. J.* **595**, L103 (2003).
8. E. Hiei and A. J. Hundhausen, *Magnetodynamic phenomena in the solar atmosphere*, Eds Y. Uchida, T. Kosugi, and H. Hudson (Kluwer Acad. Press, 1996), p. 125.
9. С. В. Буланов, П. В. Сасоров, *Астрон. журн.* **52**, 763 (1975).
10. С. В. Буланов, Ф. Чап, *Астрон. журн.* **65**, 837 (1988).
11. K. Morigiwa, J. Sakai, and J. Zhao, *Astrophys. J.* **494**, 430 (1998).
12. Э. В. Вашенюк, О. В. Мингалева, Б. Б. Гвоздевский, *Изв. РАН, Сер. физ.* **67**, 455 (2003).
13. E. V. Vashenyuk, L. I. Miroshnichenko, and V. V. Gvozdevsky, *Nuovo Cimento* **23**, 285 (2000).
14. I. A. Bilenko, A. I. Podgorny, and I. M. Podgorny, *Solar Phys.* **207**, 323 (2002).
15. А. И. Подгорный, И. М. Подгорный, И. А. Биленко, *Изв. РАН, Сер. физ.* **67**, 406 (2003).
16. Ч. Бэдсел, А. Ленгдон, *Физика плазмы и численное моделирование* (М.: Энергоатомиздат, 1989).
17. Л. В. Бородачев, *Журн. вычисл. матем. и матем. физ.* **31**, 934 (1991).
18. Л. В. Бородачев, И. В. Мингалева, О. В. Мингалева, *Журн. вычисл. матем. и матем. физ.* **43**, 467 (2003).
19. Э. В. Вашенюк, В. В. Пчелкин, Л. И. Мирошниченко, *Изв. РАН, Сер. физ.* **65**, 350 (2002).
20. Х. Перес-Переза, К. А. Гальегос, Э. В. Вашенюк, Л. И. Мирошниченко, *Геомagn. и аэрон.* **32**, 2 (1992).
21. J. Perez-Peraza, M. Galvez, and A. Lara, *Proc. 15-th Intern. Cosmic Ray Conf. (Plovdiv, Bulgaria)* **5**, 23 (1977).
22. Б. В. Сомов, С. А. Богачев, *Письма в “Астрон. журн.”* **29**, 701 (2003).

The Spectrum of Solar Cosmic Rays: Observational Data and Model Computations

Yu. V. Balabin, E. V. Vashenyuk, O. V. Mingaleva, A. I. Podgorny, and I. M. Podgorny

Analysis of the relativistic-proton spectra of solar flares occurring in the 23rd solar-activity cycle obtained from data of the world-wide neutron-monitoring network and numerical modeling both testify to the acceleration of charged particles by an electric field that arises in coronal current layers during reconnection. The method used to obtain the spectra is based on modeling the response of a neutron monitor to an anisotropic flux of relativistic solar protons with specified parameters, and determining the characteristics of the primary relativistic solar protons by fitting model responses to the observations. Studies of the dynamics of the energy spectra distinguish two populations of relativistic protons in solar cosmic-ray events: the so-called fast component, which arrives at the flux front of the solar cosmic rays, followed by the so-called slow component. The fast component is characterized by strong anisotropy and an exponential energy spectrum, which is in agreement with a spectrum obtained via mathematical modeling of particle acceleration by an electric field along an X line of the magnetic field. The slow component, whose propagation is probably diffusive, has a power-law spectrum.