

ГАММА-ВСПЫШКИ НА СОЛНЦЕ: ДИНАМИКА УСКОРЕННЫХ ИОНОВ В ЭРУПТИВНЫХ И ПОСТЭРУПТИВНЫХ КОРОНАЛЬНЫХ АРКАХ

¹Г.Н. Кичигин, ^{2,3}Л.И. Мирошниченко, ^{1,4}В.И. Сидоров, ^{1,4}С.А. Язев

GAMMA-FLARES AT THE SUN: DYNAMICS OF ACCELERATED IONS IN ERUPTIVE AND POSTERUPTIVE CORONAL ARCHES

¹G.N. Kichigin, ^{2,3}L.I. Miroshnichenko, ^{1,4}V.I. Sidorov, ^{1,4}S.A. Yazev

На основе результатов комплексного анализа многоволновых данных (рентгеновское и гамма-излучение, оптические наблюдения, данные об энергичных солнечных протонах) предложена новая топологическая модель источника ускоренных частиц (магнитная ловушка – «пробкотрон») и новый сценарий событий 23 июля 2002 и 28 октября 2003 г. В модели используется вариант ускорения частиц (ионов) электрическим полем в эруптивных арках быстрого коронального выброса вещества. Показана динамика ионов, захваченных и ускоренных до энергий 10–100 МэВ/нуклон в магнитной арке с током, имеющей в основании магнитную пробку. В рамках предложенной модели дана интерпретация существования как одиночного, связанного с эруптивными арками (23 июля 2002 г.), так и парного, связанного с постэруптивными арками (28 октября 2003 г.), гамма-источников в линии 2.223 МэВ, смещенных относительно источников в жестком X-диапазоне. Как следствие модели, гамма-источник в линиях возбуждения ~4.1–6.7 МэВ должен совпадать с областью взаимодействия ускоренных частиц, а источник вторичных нейтронов вблизи лимба оказывается более эффективным, чем на диске Солнца.

Ключевые слова: Солнце, солнечные вспышки, ускорение частиц, гамма-излучение, вторичные нейтроны, магнитное пересоединение.

Based on the results of complex analysis of multiwave solar data (X- and gamma radiation, optical observations, data on energetic solar protons, etc.) we suggest a new topological model for the source (magnetic mirror trap – “probkotron”) and a new scenario of 23 July 2002 and October 2003 solar events. The model assumes particle (ions) acceleration by the electric field in eruptive arches of fast coronal mass ejection. The dynamics of ions trapped and accelerated to the energies of ~10–100 MeV/nucleon in a current magnetic arch with a magnetic mirror in its foot-point. Within the frame of the model, we interpret the presence of both single and double gamma sources in 2.223 MeV emission line. The sources are related to eruptive (23 July 2002) and posteruptive (28 October 2003) arches respectively, and they are shifted relative to hard X-radiation sources. One of the consequences of the model is that the gamma source in ~4.1–6.7 MeV excitation lines has to coincide with the region of interaction of accelerated particles, and the source of secondary neutrons near the limb seems to be more effective than at the solar disk.

Key words: Sun, solar flares, particle acceleration, gamma rays, secondary neutrons, magnetic reconnection.

Введение

Одной из наиболее острых проблем физики солнечных вспышек является локализация источников энергичных частиц, при выходе которых в гелиосферу наблюдаются солнечные космические лучи (СКЛ). Обычно рассматривают два основных источника:

- 1) первичное импульсное энерговыделение вспышки (см., например, [Орешина, Сомов, 2006]);
- 2) ударную волну (УВ) на фронте быстрого коронального выброса вещества (КВВ) (например, [Roussev et al., 2004]).

В первом случае источник расположен во вспышечной активной области (АО) в области сильных магнитных полей (МП). Ускорение частиц при этом происходит на импульсной фазе вспышки и часто совпадает с гамма-всплеском и/или жестким рентгеновским излучением. В случае УВ источник частиц находится на фронте быстрого КВВ и действует во время максимальной фазы вспышки. Значительная доля ускоренных частиц поглощается в плотных слоях атмосферы Солнца, и об их существовании можно судить по жесткому рентгеновскому (электроны) и гамма-излучению (ионы) вспышек. Первые же наблюдения на космическом аппарате (КА) RHESSI с высоким угловым разрешением [Hurford et al., 2003, 2006] показали существенные различия в положении источников гамма- и рентгеновского излучений.

Для понимания многих физических процессов в атмосфере Солнца важно, в частности, знать особенности спектров ускоренных частиц. Далее необ-

ходимо адекватно интерпретировать данные наблюдений о наличии одного либо двух источников гамма-излучения в некоторых событиях. При этом следует учесть также расположение этих источников относительно фотосферных МП, основных очагов эмиссии в разных диапазонах длин волн и магнитной конфигурации корональных арок, которые являются либо преградой, либо каналом для переноса ускоренных частиц [Hurford et al., 2003, 2006; Yurchyshyn et al., 2004].

В настоящей работе на основе комплексного анализа многоволновых наблюдений мы предлагаем новый сценарий развития вспышек 23 июля 2002 и 28 октября 2003 г. В этих вспышках наблюдались соответственно одиночный и парный источники в линии 2.223 МэВ (линия захвата вторичного нейтрона), причем они пространственно не совпадали с источниками жесткого X-излучения. Для обоснования нашего подхода была продолжена разработка новой модели источника ускоренных ионов [Кичигин и др., 2010]. Эта модель топологически связана с эруптивными магнитными арками, входящими в состав КВВ, которые опираются на сильные МП вспышечной АО. Ключевой момент нашего исследования – это использование двух вариантов топологии МП в короне с учетом его возможной (иногда наблюдаемой) асимметрии.

Вариант I (вспышка типа 23.07.2002 г.)

В эруптивной корональной арке быстрого КВВ происходит ускорение ионов электрическим полем ($E=0.01-0.1$ В/см) по направлению от вершины арки

к одиночному гамма-источнику, расположенному вблизи сильных МП вспышечной АО [Сидоров и др., 2010]. После ускорения ионы оказываются захваченными в арке. При этом одно основание арки опирается на сильные МП, а другое – на более слабые МП участков флоккулов, удаленных от вспышечной АО на расстояние 100–200 тыс. км. После отражения от магнитной пробки над пятном ускоренные ионы тормозятся электрическим полем и не достигают удаленного основания арки. Затем, поскольку электрическое поле в эруптивной арке существует в характерном временном интервале 6–20 мин, ускорение ионов и отражение от магнитной пробки многократно повторяются. Электроны ускоряются в арке по направлению от АО ко второму основанию, удаленному от АО, вызывая в нем тормозное излучение в рентгеновском диапазоне, пространственно совпадающее с удаленными вспышечными уярчениями в линии $\text{H}\alpha$. При уходе корональной арки в составе КВВ в гелиосферу захваченные ускоренные частицы пополняют состав СКЛ в данном солнечном событии.

Вариант II (вспышка типа 28.10.2003 г.)

Инжекция ускоренных ионов и электронов в пост-эруптивную (стационарную) магнитную арку вспышечной корональной аркады происходит извне – из токового слоя над вершиной аркады. При этом ускоренные ионы и электроны захватываются в стационарной корональной арке, опирающейся на сильные магнитные поля АО, которые создают две магнитные пробки над тенью либо полутенью двух пятен. Два гамма-источника и два не совпадающие с ними источника в жестком рентгеновском диапазоне находятся вблизи двух оснований арки, разнесенных на расстояние ~ 30 тыс. км.

В обоих вариантах ядерные взаимодействия ускоренных ионов с окружающим веществом и, в частности, генерация быстрых вторичных нейтронов происходят в магнитной пробке [Кичигин и др., 2010], где ионы проводят большую часть своей жизни. Веерообразный разлет нейтронов из магнитной пробки приводит к смещению видимого фотосферного гамма-источника в линии 2.223 МэВ относительно оснований корональных магнитных арок, содержащих захваченные ионы. Ниже мы кратко анализируем данные по вспышке 23 июля 2002 г., описываем возможную топологию МП в области вспышки, затем детально рассматриваем динамику ионов (протонов) в магнитной арке с током. Полученные результаты используются для обоснования предложенной ранее эмпирической модели гамма-источника с учетом топологии магнитного поля в короне. Далее мы возвращаемся к анализу нейтрального излучения вспышки 23 июля 2002 г. и обсуждаем применимость предложенной модели к другим гамма-вспышкам (19 октября 2001 г., 28, 29 октября и 2 ноября 2003 г.). Как следствие модели, гамма-источник в линиях возбуждения должен совпадать с областью взаимодействия (удержания) ускоренных частиц. Источник нейтронов вблизи лимба оказывается более эффективным, чем на диске, что очень существенно для изучения прилиम्бовых и залиम्бовых вспышек.

1. Вспышка 23 июля 2002 г.: анализ наблюдений

Исследуемая вспышка 23 июля 2002 г., имевшая балл 2В/Х4.8, произошла вблизи восточного лимба, в АО 10039 с координатами S12, E70. Начало вспышки в мягком рентгеновском излучении отмечено в 00:18, максимум – в 00:35, окончание – в 02:40 UT. Скорость наблюдавшегося в событии КВВ типа гало была весьма велика, около 2285 км/с, что близко максимальным скоростям КВВ. Вспышка привлекла широкое внимание исследователей – ей был посвящен, например, специальный выпуск журнала *Astrophysical Journal Letters*, V. 595, N 1, October 2003. Для целей нашего исследования важно сначала по данным наблюдений рассмотреть ряд интересных особенностей события.

1.1. Особенности события

На орбите Земли не удалось уверенно отождествить энергичные протоны от этой вспышки. Тем не менее надо упомянуть, что накануне события на восточном лимбе (\sim S13, E90) произошла вспышка балла Х3.3/- с началом в 21:04 UT 20 июля. Вспышка сопровождалась КВВ типа гало, а на орбите Земли 23 июля наблюдалось небольшое протонное возрастание – событие с максимумом интенсивности в 10:25 UT. Его амплитуда не превышала 28 pfu ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{cp}^{-1}$) при энергии протонов >10 МэВ (NOAA, Boulder, Co., USA [<http://www.swpc.noaa.gov/ftplib/indices/SPE.txt>]). Это возрастание приписывают обычно вспышке 20 июля. Нельзя, однако, исключить, что имела место суперпозиция потоков протонов от двух вспышек. Из-за сильно восточного расположения обеих вспышек и наличия двух быстрых КВВ однозначная интерпретация протонного события оказалась невозможной.

Расположение вспышки вблизи восточного лимба позволило определить некоторые топологические особенности во взаимодействии магнитных петель вспышечной аркады и эруптивных магнитных арок, выбрасываемых в гелиосферу в составе быстрого КВВ.

С другой стороны, данная вспышка вошла в историю солнечной гамма-астрономии как первое событие, для которого были получены ее изображения в гамма-диапазоне [Харфорд и др., 2003]. В более ранних исследованиях (см., например, [Share et al., 2001]) не было возможности хотя бы приблизительно локализовать гамма-источник. На КА RHESSI 23 июля 2002 г. удалось получить четкие изображения источников для нескольких временных интервалов в четырех диапазонах энергии: в линии захвата нейтрона 2.223 МэВ, в диапазоне 3.25–6.5 МэВ, который включает линии возбуждения ядер углерода ^{12}C и кислорода ^{16}O , а также в диапазонах 0.3–0.5 и 0.7–1.4 МэВ, обусловленных тормозным излучением электронов.

Довольно неожиданный результат заключался в том, что изображение центра в линии 2.223 МэВ находилось на расстоянии $20''(\pm 6'')$ от изображения в диапазоне 0.3–0.5 МэВ. Это означало, что между популяциями ускоренных ионов и электронов во вспышке на Солнце действительно имеются существенные различия в ускорении и/или распространении.

В жестком X- и гамма-излучениях (0.8–7.0 МэВ) по данным КА RHESSI максимум излучения наблю-

дался в 00:30 UT, причем положение жесткого рентгеновского источника при развитии вспышки не совпадало ни с положением гамма-источника в линии 2.223 МэВ, ни с положением яркого эмиссионного H α -узла, расположенного на границе между полутенью и тенью пятна. При этом гамма-источник в течение ~20 мин находился в непосредственной близости от данного H α -узла эмиссии и не менял своего положения.

Одновременные наблюдения в линии H α , в мягком и жестком X-диапазонах, а также в линии 2.223 МэВ позволили отождествить основания вспышечных петель, область магнитного пересоединения над вершинами петель, а также основания эруптивных корональных арок в составе КВВ [Yurchyshyn et al., 2004; Sidorov, Yazev, 2009]. На рис. 1 хорошо видны основания яркой корональной петли в жестком X-излучении, причем южное основание находится в МП отрицательной полярности, а северное – в МП положительной полярности. Кольцевая эмиссионная структура в линии H α , примыкающая с севера к рентгеновской петле (обозначена черной стрелкой), свидетельствует о быстром расширении, характерном для хромосферных оснований КВВ (мы обозначаем такие структуры на концах вспышечных лент аббревиатурой СКВЛ [Сидоров и др., 2010]).

Расположение указанной СКВЛ в области фотосферного МП одной полярности служит подтверждением того, что она является хромосферным основанием быстрого КВВ, наблюдавшегося в данном событии. Над вершиной петли, наблюдаемой в жестком X-диапазоне, расположен корональный источник в мягком X-излучении, указывающий положение области вспышечного энерговыделения. Особенными хромосферными элементами вспышки являются удаленные H α -уярчения (remote brightenings (RB), показаны черными стрелками), которые представляют собой наиболее удаленные от АО хромосферные основания КВВ.

На рис. 1 прерывистый контур соответствует корональному источнику 12–20 кэВ, сплошной контур – источнику 100–150 кэВ, белым кружком показан центр масс гамма-источника в линии 2.223 МэВ. В то время как удаленные от АО основания арок КВВ отождествлены по удаленным H α -уярчениям, второе основание КВВ, расположенное в непосредственной близости от сильных полей АО, отождествить по данным в линии H α затруднительно. Однако, согласно интерпретации [Yurchyshyn et al., 2004], корреляция световой кривой гамма-источника в линии 2.223 МэВ (рис. 2) со световой кривой удаленных H α -уярчений свидетельствует в пользу их сопряжения магнитным полем, выброс которого из АО в корону наблюдался за несколько минут до гамма-всплеска.

Корреляция яркостей удаленных H α -уярчений и гамма-источника в линии 2.223 МэВ наблюдалась во временном интервале, выделенном полутонким прямоугольником (рис. 2). При этом световая кривая гамма-источника запаздывает приблизительно на 60 с. Одно хромосферное основание вспышечной аркады находится в пятне, где вертикальное МП составляет около 1000 Гс, второе – в области, где МП близко

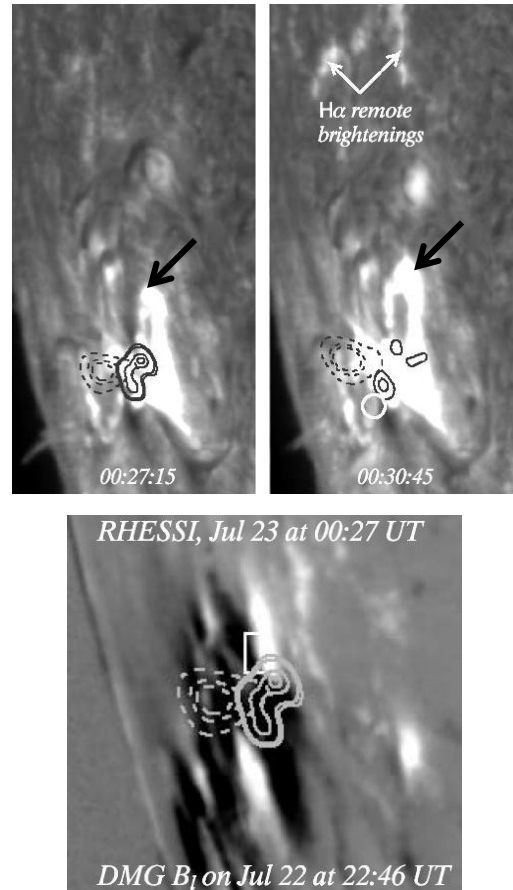


Рис. 1. Импульсная фаза вспышки 23 июля 2002 г. по данным Big Bear Solar Observatory (BBSO) и КА RHESSI. Вверху – две H α -фильтрограммы BBSO, а также изображения в X- и гамма-излучениях (КА RHESSI). Внизу – изображения в X-излучении (КА RHESSI), совмещенные с магнитограммой BBSO. [Юрчишин и др., 2004].

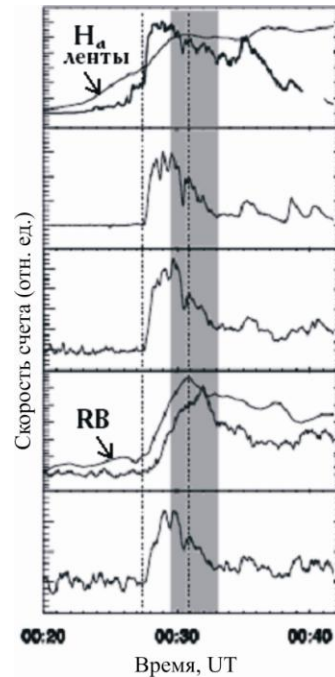


Рис. 2. Импульсная фаза вспышки 23 июля 2002 г. [Юрчишин и др., 2004]. Световые кривые в диапазонах: 50–100, 100–300, 800–1900, 2218–2228, и 2228–7000 кэВ на панелях сверху вниз соответственно (КА RHESSI), а также световые кривые в линии H α (BBSO) для вспышечных лент и удаленных уярчений.

600 Гс. Центроид гамма-источника в линии 2.223 МэВ визуально определяется надпятном (эффект проекции).

Эти особенности, а также результаты определения положения хромосферных оснований быстрых КВВ [Сидоров, Язев, 2008; Sidorov, Yazev, 2009; Сидоров и др., 2010], позволили предложить новую модель источника ускоренных ионов [Кичигин и др., 2010], топологически связанную с эруптивными арками КВВ.

Высококачественные многоволновые данные о вспышке 23 июля 2002 г., захватывающие диапазон высот от фотосферы до верхней короны, а также близость вспышечной АО к лимбу позволили провести комплексный анализ данных и построить топологическую схему вспышки с быстрым КВВ.

1.2. Топологическая схема вспышки и оценки электрического поля

Структура вспышечных петель хорошо видна по данным в жестком X-диапазоне (рис. 1). При этом указателем положения области вспышечного энерговыделения (т. е. токового слоя, ТС) является корональный источник в мягком X-излучении, расположенный вблизи вершин вспышечных петель (рис. 3). Эта часть топологической схемы вспышки в общих чертах соответствует широко используемой “flare loop model” (см., например, [Денис, Шварц, 1989]). Однако система эруптивных магнитных арок КВВ существенно дополняет общую картину. Эта картина оказалась весьма асимметричной, поскольку компактное основание КВВ укоренено в сильных МП вспышечной АО, а второе его основание опирается на обширную площадь от СКВЛ вплоть до участков флоккульных магнитных полей, удаленных на 100–200 тыс. км от АО (рис. 1). Кроме центроида гамма-источника, указателем положения компактного хромосферного основания КВВ в сильных полях служит также яркий эмиссионный H α -узел.

Всплывающие в АО магнитные трубки содержат на уровне фотосферы вертикальные электрические токи [Grigoryev, Ermakova, 2002], которые в основании крупномасштабного магнитного жгута с радиусом

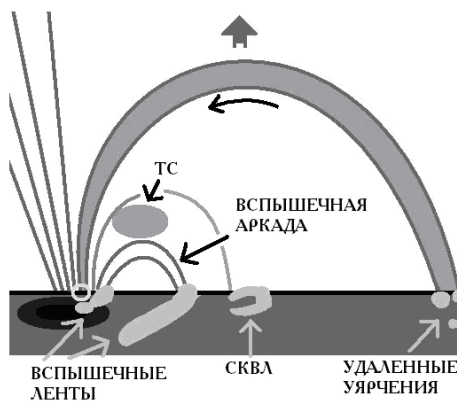


Рис. 3. Топологическая схема области вспышки 23 июля 2002 г. [Кичигин и др., 2010]. Ниже лимба показано солнечное пятно и хромосферная эмиссия, выше лимба – открытые магнитные силовые линии, исходящие из пятна, и вспышечные петли, соединяющие хромосферные ленты. Серым тоном показаны самые внешние эруптивные магнитные арки КВВ; в их левом основании обозначен гамма-источник в линии 2.223 МэВ (белый кружок) над ярким H α -узлом.

3 тыс. км могут достигать $\sim 10^{12}$ А. При этом перед вспышкой наблюдается также закрутка корональных арок до двух оборотов [Portier-Fozzani, Inhester, 2001]. После вспышки закрутка арок значительно меньше. Для эруптивных арок эта тенденция сохраняется. Отсюда можно сделать вывод, что ток, бегущий по аркам, в процессе вспышки падает. Согласно оценкам [Зайцев, Степанов, 2008], уменьшение тока в корональных арках может происходить на 5–90 % за характерное время 6–20 мин, что близко средней длительности гамма-всплеска в линии 2.223 МэВ.

Как известно, во время вспышки происходит быстрая перестройка корональной токовой системы вспышечной АО. При этом, согласно модели [Мартенс, Куин, 1989], электрические токи в корональных арках крупномасштабного эруптивного жгута исчезают, а локализованные в короне ниже жгута токи ТС усиливаются. Такая возможность поддерживается также оценками электрического тока $\sim 10^{11}$ А, возникающего во время вспышки в ТС [Sotomov, 2006]. Опираясь на эти данные и оценки, авторы [Сидоров, др., 2010; Кичигин и др., 2010] предложили следующий вариант ускорения ионов электрическим полем в объеме корональных арок быстрого КВВ (рис. 3).

Рассмотрим самую внешнюю корональную арку КВВ (на рис. 3 она выделена серым цветом). Примем, что за время ~ 300 с электрический ток $I \sim 5 \cdot 10^{11}$ А (показан на рис. 3 горизонтальной стрелкой), бегущий по арке от удаленных H α -уярчений к гамма-источнику и замыкающий контур под фотосферой, уменьшается на порядок величины. В результате быстрого падения тока в арке происходит генерация электрического поля. Рассуждения и оценки, приведенные ниже в разделе 1.2, касаются только непотенциальной части магнитного поля, создаваемого контуром [Сидоров и др., 2010].

Предположим, что корональная арка имеет вид тонкого полукольца. Чтобы оценить величину компоненты электрического поля E_ϕ , направленной вдоль арки, представим контур с током I_ϕ , текущим вдоль оси арки, также в виде кольца. Введем полярную систему координат r, ϕ, z , в которой z направим вдоль оси кольца и вдоль вектора непотенциального магнитного поля арки B_z , r – вдоль большого радиуса арки, ϕ – по азимуту (вдоль оси арки).

Тогда средняя величина непотенциального магнитного поля, создаваемого этим контуром, может быть грубо оценена по формуле:

$$B_z \approx 0.2\pi I_\phi / a, \quad (1)$$

где a – радиус кольца (высота арки над поверхностью Солнца). Магнитное поле B_z – это поле в центре кольца с линейным током I_ϕ [Ландау, Лифшиц, 1982]. Изменение тока в контуре приводит к изменению потока магнитного поля, охватываемого этим контуром. Предполагается, что со временем ток в арке, а следовательно, и непотенциальное магнитное поле, начинают спадать по линейному закону:

$$B_z(t) = B_0(1 - t/T), \quad (2)$$

где T – характерное время изменения тока. При падении магнитного поля вследствие изменения пото-

ка магнитного поля Φ через кольцо возникнет электрическое поле E_ϕ . Его величину можно найти из интегральной формы уравнения Максвелла:

$$\int Edl = -(1/c)\partial\Phi/\partial t. \quad (3)$$

Здесь интеграл берется по замкнутому контуру, который представляет собой окружность радиуса r с центром в точке $r=0$, $\Phi = \int BdS$ – поток магнитного поля, охватываемый рассматриваемым контуром площадью $S=\pi r^2$, c – скорость света. Рассматривая контур радиуса a , получим формулу для электрического поля в виде

$$E_\phi = aB_0/(2cT). \quad (4)$$

Подставляя сюда значение $B_0 \approx 0.2\pi I_\phi/a$, получим оценку:

$$E_\phi = 0.2\pi I_\phi/(2cT) \approx 0.3, I_\phi/(cT) \approx (0.3/c)dI_\phi/dt. \quad (5)$$

Видно, что величина E_ϕ не зависит от геометрических размеров арки и определяется только производной тока по времени dI_ϕ/dt . Полагая $T \approx 300$ с, $I_\phi \approx 5 \cdot 10^{11}$ А, получим грубую (завышенную) оценку величины $E_\phi \approx 5$ В/см. Более реалистичной оценкой (при времени T более 300 с и/или меньшем падении тока, скажем, на 10 %) представляется значение $E_\phi = 0.1 \div 1.0$ В/см. Для рассматриваемого случая при длине арки более 100 тыс. км даже меньшее на порядок поле (что может реализоваться при меньших токах в корональных арках) $E_\phi = 0.01 \div 0.1$ В/см способно ускорить тепловые ионы короны в эруптивных арках КВВ до энергий $10 \div 100$ МэВ/нуклон. Электроны ускоряются в противоположном направлении.

Этот механизм ускорения частиц позволяет объяснить в событии 23 июля 2002 г. наличие гамма-источника в линии 2.223 МэВ в одном основании КВВ и его отсутствие во втором (в удаленных $\text{H}\alpha$ -уярчениях). Кроме того, такой механизм в соответствии со схемой магнитных структур в данном событии (см. рис. 3) объясняет наблюдаемое пространственное несовпадение гамма- и жесткого рентгеновского источников (см. рис. 1). Следующий раздел посвящен развитию предложенной модели и более детальному анализу гамма-излучения вспышки 23 июля 2002 г. Основное внимание уделяется возможности уплотнения вещества в нижней короне, переходной области и хромосфере, а также кинематике взаимодействия ускоренных частиц с окружающей плазмой.

1.3. Схема источника нейтрального излучения

Арка КВВ, движущаяся вверх от вспышечной области, содержит захваченные энергичные ионы, которые осциллируют в ней от магнитной пробки в компактном основании КВВ до высот $\sim 50 \div 100$ тыс. км. Большую часть времени они проводят, как показано далее, в нижней короне – в магнитной пробке над пятном. Эту область можно считать основной областью удержания ускоренных ионов в течение времени падения электрического тока в данной эруптивной арке (~ 300 с).

Известно, что вещество волокна, выброшенное при вспышке, частично оседает на Солнце вдоль силовых линий МП, вызывая хромосферную эмиссию [механизм Хайдера, 1967]. В связи с этим компактное хромосферное основание КВВ, содержащего

волокно, должно располагаться, по нашему мнению, не только вблизи гамма-источника в линии 2.223 МэВ, но и в месте яркой хромосферной эмиссии. Однако, согласно [Yurchyshyn et al., 2004], участок хромосферы, расположенный на одном луче зрения с гамма-источником, имеет яркость значительно меньше, чем яркость вспышечных $\text{H}\alpha$ -лент.

Согласно нашей интерпретации [Сидоров и др., 2010], хромосферным компактным основанием КВВ является яркий $\text{H}\alpha$ -узел в пятне. На рис. 4 (вверху) этот узел обозначен стрелкой. Над пятном расположена основная область удержания ускоренных ионов. Об этом свидетельствует наличие гамма-источника, расположенного за ней на одном луче зрения, как это можно видеть на рис. 4 внизу (вид сбоку). По-видимому, именно в области удержания над пятном происходят ядерные реакции ускоренных ионов с падающей в компактное хромосферное основание КВВ плазмой волокна при ее локальной концентрации не менее $\sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$ [Кичигин и др., 2010].

Возможность попадания плазмы волокна в корональную арку рассматривалась ранее [Zaitsev, Stepanov, 1992; Зайцев, Степанов, 2008]. Согласно нашей модели источника ускоренных частиц [Кичигин

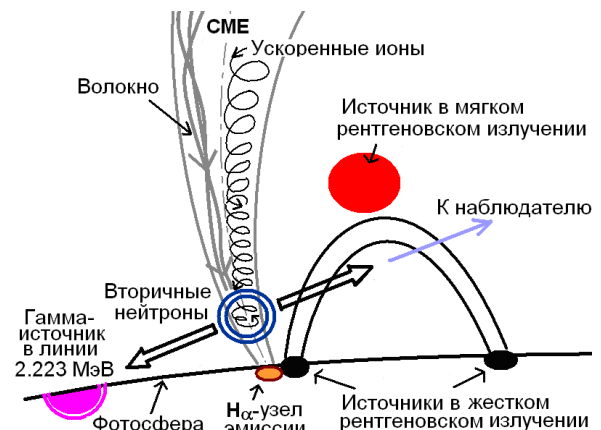
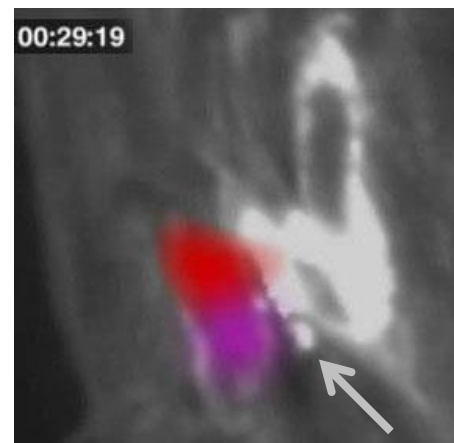


Рис. 4. Вспышка 23 июля 2002 г. Вверху – изображение, полученное в BBSO в линии $\text{H}\alpha$, совмещенное с гамма- и мягким рентгеновским источниками (КА RHESSI) (выделены фиолетовым и красным цветом, соответственно). Яркий хромосферный узел эмиссии, примыкающий к тени пятна, обозначен стрелкой. Внизу – схема источника нейтрального излучения. Черные двойные стрелки расположены на луче зрения, связывающем наблюдателя, область удержания ионов (двойной кружок) и фотосферный гамма-источник в линии 2.223 МэВ (двойной полуокруг).

и др., 2010], именно в этой области (двойной кружок на рис. 4 внизу) при взаимодействии ускоренных ионов с фоновой плазмой солнечной атмосферы происходит возбуждение фоновых ядер He, C, N, O и ряда других с их дальнейшим высвечиванием в различных гамма-линиях. Здесь же, но уже в процессах другого типа ($p+N \rightarrow n+N+\dots$, где p – налетающий протон, N – нуклон-мишень, n – нейтрон), рождаются быстрые вторичные нейтроны, которые затем попадают в фотосферу (двойной полукруг на рис. 4, внизу).

Как будет показано далее, (раздел 2), в области удержания ускоренных ионов (в области ядерных взаимодействий) их «поперечное» питч-угловое распределение должно иметь веерообразный вид (fan-like). По закону сохранения импульса это приведет к преимущественно веерообразному распределению скоростей образующихся быстрых вторичных нейтронов. Далее в области удержания энергичных ионов наклон магнитных силовых линий, укорененных в полутени пятна, приводит к тому, что нейтроны высыпаются в плотные слои солнечной атмосферы преимущественно в направлении наклона корональной арки (рис. 4, внизу). В фотосфере нейтроны замедляются, а затем захватываются, в частности, ядрами водорода с образованием дейтерия и высвечиванием задержанного гамма-кванта в линии 2.223 МэВ. Этот гамма-источник расположен на некотором расстоянии от хромосферного основания КВВ – яркого узла эмиссии в линии $H\alpha$. С другой стороны, согласно нашей модели, выход захваченных ионов в гелиосферу происходит при их отражении от магнитной пробки (внизу) и дальнейшем движении вверх вдоль силовых линий КВВ, который опирается на яркий $H\alpha$ -узел. Этот процесс становится возможным только после исчезновения ускоряющего электрического поля в корональных арках растущего КВВ.

Таким образом, область удержания ускоренных ионов, согласно нашей модели, имеет следующие особенности:

- 1) она расположена над сильным МП пятна в компактном основании корональных арок быстрого КВВ;
- 2) ускоренные ионы с энергиями ~ 30 МэВ/нуклон имеют здесь в основном «поперечные» питч-углы;
- 3) здесь же происходят ядерные взаимодействия ускоренных ионов с плотной плазмой волокна, попадающей в область удержания;
- 4) распределение скоростей вторичных быстрых нейтронов, вылетающих из области, имеет в основном веерообразную форму (почти параллельно фотосфере);
- 5) в пятне находится яркий узел $H\alpha$ -эмиссии (по механизму Хайдера). При этом положение фотосферного гамма-источника в линии 2.223 МэВ может не совпадать с ярким $H\alpha$ -узлом.

Во вспышке 23 июля 2002 г. пространственные различия в положении гамма- и ярких источников жесткого рентгеновского излучения хорошо объясняются, по нашему мнению, их положением в разных типах корональных структур – в эруптивных магнитных арках КВВ и эволюционирующих вспышечных арках соответственно. Однако второе основание эруптивных арок, совпадающее с удаленными

$H\alpha$ -уярчениями, имеет слабые источники жесткого X-излучения. Их небольшая яркость, по нашему мнению, может быть обусловлена значительным рассеянием вследствие турбулентности.

Исследуемая гамма-вспышка имела еще одну особенность, которую можно связать со спецификой магнитной топологии источника ускорения (рис. 4). Как показано в работе [Kuzhevskij et al., 2005], соотношения потоков излучения вспышки в различных гамма-линиях возбуждения, измеренные на КА RHESSI [Smith et al., 2003], оказались в противоречии с ожидаемыми значениями. В стандартной схеме расчета потоков обычно учитывается вклад в интенсивность линий только от pk - и αk -взаимодействий ускоренных протонов (p) и альфа-частиц (α) с ядрами k окружающего вещества солнечной атмосферы. Теоретические оценки [Kuzhevskij et al., 2005] показывают, что для непротиворечивого описания данных [Smith et al., 2003] необходимо учитывать также обратные (или «перекрестные») взаимодействия между ускоренными ядрами тяжелее гелия и фоновыми ядрами. Такие взаимодействия особенно эффективны при достаточно мягком спектре ускоренных частиц. Согласно нашим предварительным оценкам, при ускорении частиц в модели с пробкотроном может сформироваться как раз круто падающий энергетический спектр СКЛ с дифференциальным показателем $\geq 4 \div 5$ с резким обрывом при энергии ~ 100 МэВ/нуклон.

3. Динамика ионов в магнитной арке с током

Чтобы подтвердить предложенную модель источника [Кичигин и др., 2010], рассмотрим динамику ионов (протонов) в магнитной арке с электрическим полем, направляющим протоны в основание арки, где имеется магнитная пробка. Электрическое поле, существующее в арке в течение характерного интервала 300 с, ускоряет протоны к одному из оснований арки. Магнитное поле в основании арки имеет пробочную конфигурацию, поскольку арка опирается на сильное фотосферное МП (пятно). Значение электрического поля считаем неизменным.

Поскольку ларморовский радиус протона пренебрежимо мал по сравнению с радиусом кривизны магнитной арки, «распрявим» арку и будем считать, что силовые линии арки прямые, магнитное поле однородно и имеет величину B . Таким образом, мы рассматриваем арку, имеющую вид цилиндра, на конце которого силовые линии сужаются, образуя таким образом магнитную пробку, в которой максимальная величина поля $B_m = 900$ Гс. Считаем магнитное поле в цилиндрической арке и в пробке осесимметричным. Введем полярную систему координат. Координату z направим вдоль оси арки, r – по радиусу, φ – по азимуту.

Дальнейшее рассмотрение идет в следующих предположениях.

1. Перед попаданием в магнитную пробку протон находится в магнитном поле B в точке с координатами $z = \varphi = 0$, имеет компоненты скорости $v_z = v_{z0}$, $v_\varphi = v_{\varphi 0}$ и ларморовский радиус R .

2. Магнитная пробка располагается в той части арки, где $z > 0$; при $z < 0$ магнитное поле однородно.

3. Кроме магнитного поля, на тепловые протоны короны действует еще электрическое поле $E_z = E$. При выходе из пробки захваченные протоны движутся в отрицательном направлении оси Z , при этом они тормозятся электрическим полем и в некоторой точке останавливаются. Затем они снова начинают свое движение в направлении к пробке. Протоны, имеющие при выходе из пробки максимальную кинетическую энергию T_m , преодолеют при движении в тормозящем электрическом поле максимальное расстояние

$$l_m = T_m / eE,$$

где e – заряд протона, T_m выражена в эВ. В магнитной пробке компоненты поля имеют вид

$$B_z = B \{ 1 + s [1 - \cos(z/L)] \}, \quad (6)$$

$$B_r \approx - (r/2) \partial B_z / \partial z = - [s r \sin(z/L)] / (2L). \quad (7)$$

Формула (7), как это обычно принято [Альфвен, 1952], написана с учетом того, что $\text{div} \mathbf{B} = 0$ и $r/L \sim R/L \ll 1$, где \mathbf{B} – вектор магнитного поля, а L – характерный масштаб неоднородности магнитного поля. Параметр s можно выразить через величину пробочного отношения $k = B_m / B$:

$$s = (k - 1) / 2.$$

Движение протонов рассматриваем при движении в пробке на отрезке $\pi L \geq z \geq 0$, на котором $B_z = B$ при $z = 0$, а при $z = \pi L$ поле максимально: $B_m = B(1 + 2s)$. Длину, равную $l_p = \pi L$, считаем пространственным размером магнитной пробки, а масштаб $l = l_m + l_p$ будем считать равным длине магнитной арки.

В заданных электромагнитных полях динамика протонов в магнитной пробке описывается уравнениями

$$d(\gamma v_r) / dt = \gamma v_\phi^2 / r + e B_z v_\phi / (m_0 c), \quad (8)$$

$$d(\gamma r v_\phi) / dt = e r [B_r v_z - B_z v_r] / (m_0 c). \quad (9)$$

$$d(\gamma v_z) / dt = e E_z / m_0 - e B_r v_\phi / (m_0 c). \quad (10)$$

Здесь m_0 – масса покоя протона, $\gamma = [1 - (v_\phi^2 + v_z^2 + v_r^2) / c^2]^{-1/2}$ – безразмерная энергия протона, нормированная на его энергию покоя $m_0 c^2$, c – скорость света, компоненты скорости $v_r = dr / dt$, $v_z = dz / dt$, $v_\phi = r d\phi / dt$. Уравнение для энергии имеет вид

$$m_0 c^2 d\gamma / dt = e E_z v_z. \quad (11)$$

Из качественного рассмотрения движения протона в заданных полях легко видеть, что при движении в направлении от пробки протон тормозится электрическим полем. Поэтому в какой-то точке он остановится и затем начнет ускоряться вдоль электрического поля, возвращаясь к пробке. При движении протона к магнитной пробке он либо отразится от пробки, либо проскочит ее. В первом случае назовем протон захваченным в магнитной арке, во втором случае будем считать протон пролетным. Нас будут интересовать, в основном, захваченные частицы. Ясно, что захваченный протон будет осциллировать в магнитной арке до тех пор, пока он не покинет магнитную трубку по каким-либо причинам (столкновение, ядерное взаимодействие с фоновыми частицами плазмы, рассеяние на турбулентных полях и т. п.).

Решение уравнений (6)–(11) в общем случае возможно только с помощью численных методов.

Однако в нерелятивистском приближении ($\gamma \approx 1$) из уравнения (10) можно получить информацию о характере движения протонов в пробке вдоль оси Z . В этом случае удастся получить аналитические зависимости. Подставляя в (10) компоненту B_r из (7) и $E_z = E = -\partial\psi / \partial z$, где $\psi = -Ez$ – потенциал, получим

$$m_0 dv_z / dt = -e \{ \partial\psi / \partial z - [r / (2c)] v_\phi \partial B_z / \partial z \}. \quad (12)$$

Поскольку изменение магнитного поля в пространстве происходит достаточно медленно, можно считать, что локальный радиус протона – это лармовский радиус:

$$r \approx m_0 c v_\phi / e B_f,$$

где B_f – модуль суммарного магнитного поля $B_f = (B_z^2 + B_r^2)^{1/2}$. Учитывая это, множитель $\mu = [r / (2c)] v_\phi$ перед $\partial B_z / \partial z$ в (7) можно представить в виде $\mu = m_0 v_\phi^2 / (2B_f)$. Таким образом, параметр μ – это адиабатический инвариант, который в процессе движения в данном приближении является константой [Альфвен, 1952]:

$$\mu = m_0 v_\phi^2 / (2B_f) = m_0 v_{\phi 0}^2 / (2B) = E_{\phi 0} / B,$$

где $E_{\phi 0} = m_0 v_{\phi 0}^2 / 2$ – вращательная энергия протона в начальный момент его движения. Итак, уравнение (12) можно записать в виде

$$m_0 d^2 z / dt^2 = \partial (e E_z - \mu B_z) / \partial z = -\partial U / \partial z,$$

где $U(z) = E_{\phi 0} \{ 1 + s [1 - \cos(z/L)] \} - e E z$ играет роль эффективного потенциала, по виду которого можно судить о характере движения протона. Заметим, что полная энергия \mathcal{E} частицы, движущейся в потенциальном поле $U(z)$, сохраняется:

$$\mathcal{E} = m_0 v_z^2 / 2 + U(z) = E_{\phi 0} + E_{z 0} = \text{const}.$$

Представим потенциал $U(z)$ в виде:

$$U(x) = E_{\phi 0} [1 + s \Phi(x)],$$

где $\Phi(x) = 1 - \cos x - \beta x$, $x = z/L$ и $\beta = eEL / (sE_{\phi 0})$. Графики $\Phi(x)$ при различных значениях параметра β приведены на рис. 5. Функция $U(z)$ имеет экстремумы, определяемые из условия $\partial U(z) / \partial z = 0$, которое равносильно условию $\partial \Phi(x) / \partial x = 0$. Отсюда вытекает уравнение $\sin x_{\text{ext}} = \beta$, позволяющее определять координаты x_{ext} для экстремумов функции $\Phi(x)$. Анализ показывает, что функция $\Phi(x)$ имеет минимальное значение при $x_{\text{min}} = \arcsin \beta$, а максимальное значение при $x_{\text{max}} = \pi - x_{\text{min}}$.

Нас интересует максимальное значение потенциала

$$U_{\text{max}} = U(z_{\text{max}}) = E_{\phi 0} + s E_{\phi 0} \Phi_{\text{max}},$$

где $\Phi_{\text{max}} = \Phi(\beta) = [1 + (1 - \beta^2)^{1/2} - \pi\beta + \beta \arcsin \beta]$. График функции $\Phi(\beta)$ приведен на рис. 5. Напомним, что величина $\beta = eEL / (sE_{\phi 0})$ пропорциональна величине электрического поля E . Если полная энергия $\mathcal{E} = E_{\phi 0} + E_{z 0} < U_{\text{max}}$, т. е. $E_{z 0} < s E_{\phi 0} \Phi_{\text{max}}$, то частица не может преодолеть горб потенциала, т. е. отражается от пробки и является, таким образом, захваченной. Если $\mathcal{E} > U_{\text{max}}$, т. е. $E_{z 0} > s E_{\phi 0} \Phi_{\text{max}}$, то частица является пролетной. В отсутствие электрического поля ($\beta = 0$), т. е. при $\Phi(\beta) = 2$, из условия $\mathcal{E} < U_{\text{max}}$ получается условие отражения частиц от горба потенциала:

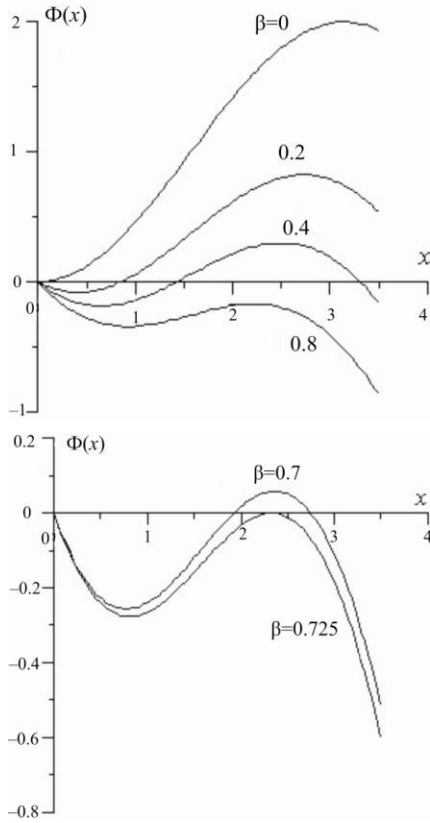


Рис. 5. График эффективной потенциальной энергии при различных значениях параметра β (вверху) и при β , близких критической величине β^* (внизу).

$$E_{z0}/E_{\varphi 0} = v_{z0}^2/v_{\varphi 0}^2 = k - 1.$$

Если угол между направлением скорости частицы и вектором магнитного поля (питч-угол) обозначить θ , а модуль начальной скорости $v_0 = (v_{z0}^2 + v_{\varphi 0}^2)^{1/2}$, получим соотношения $v_{z0} = v_0 \cos \theta$, $v_{\varphi 0} = v_0 \sin \theta$. При этом из соотношения $k = v_{z0}^2/v_{\varphi 0}^2 + 1 = v_0^2/v_{\varphi 0}^2 = 1/\sin^2 \theta$ вытекает известное условие удержания частиц $\sin \theta = (B/B_m)^{1/2}$ в простейшей магнитной ловушке – пробкотроне – с пробочным отношением $k = B_m/B$ [Сивухин, 1963; Морозов, Соловьев, 1963].

В присутствии электрического поля, т. е. для отличных от нуля значений параметра β , максимальное значение функция $\Phi(\beta)$, как видно из рис. 6 (слева), с ростом β монотонно падает, затем при некотором $\beta^* \approx 0.725$ принимает нулевое значение, а далее становится отрицательным. Это означает, что при значении параметра $\beta = \beta^*$ величина электрического поля $E^* = \beta^*(k-1)E_{\varphi 0}/(2eL)$ такова, что частица становится пролетной. Качественно это понятно: электрическое поле ускоряет частицу при движении ее к пробке, что при прочих равных условиях облегчает ее прохождение через пробку. Таким образом, при наличии достаточно сильного электрического поля $E > E^*$, частицы в магнитной арке являются только пролетными.

Как уже упоминалось, протон, вышедший из магнитной пробки (от фотосферы в направлении короны), начинает движение от точки $z=0$, тормозится электрическим полем, затем останавливается. В нерелятивистском приближении найдем время движения протона от начала пробки до точки остановки. Это время можно определить из уравнения $d^2 z/dt^2 = -eE/m_0$, которое имеет решение

$$z = vt - eEt^2/(2m_0),$$

где v – скорость протона при выходе из пробки. Из этого решения время пролета t_T определится формулой

$$t_T \approx 4t_m(T/T_m)^{1/2},$$

где $T = m_0 v^2/2$ – кинетическая энергия протона, $T_m = m_0 v_m^2/2$ – максимальная энергия, $t_m = l/v_m \approx l/v_m$. При $l \approx 10^{10}$ см, $T_m \approx 100$ МэВ, $v_m \approx 10^{10}$ см/с получим время $t_m \approx l/v_m \approx 1$ с, следовательно, $t_T \approx 4(T/T_m)^{1/2}$ с.

Таким образом, при $T_m \approx 100$ МэВ время движения протона до остановки составит $t_T \approx 4$ с, при $T \approx 10$ МэВ получим $t_T \approx 1$ с, а для протона с энергией $T \approx 1$ МэВ это время будет всего $t_T \approx 0.4$ с. Затем вследствие ускорения электрическим полем E_z (из короны к фотосфере) протоны ускорятся до энергий $T \approx 100, 10$ и 1 МэВ соответственно за время $t_T \approx 4, 1$ и 0.4 с. Оцилляции протона будут продолжаться в течение ~ 300 с (время существования E_z в арке).

Перейдем к точному решению уравнений (6)–(11). Обозначим нерелятивистскую ларморовскую частоту протона в магнитном поле B через $\omega = eB/(m_0 c)$. Введем безразмерные переменные $\chi = r/R$, $\eta = z/R$, $\tau = \omega t$, обозначения $\Omega = d\varphi/d\tau$, $\xi = d\chi/d\tau$, $\zeta = d\eta/d\tau$ и безразмерные параметры

$$\alpha = E/B, \quad h = R/L,$$

$$\varepsilon = (\gamma_0^2/\gamma_{z0}^2 - 1)^{1/2},$$

где $\gamma_0 = [1 - (v_{\varphi 0}^2 + v_{z0}^2)/c^2]^{-1/2}$, $\gamma_{z0} = [1 - v_{z0}^2/c^2]^{-1/2}$. С помощью этих безразмерных переменных и параметров из (6)–(11) получим уравнения для безразмерных ускорений:

$$d^2 \chi/d\tau^2 = \chi \Omega^2 + \chi \Omega (k-1) [1 - \cos(h\eta)]/2 - \alpha \varepsilon \xi \zeta/\gamma, \quad (13)$$

$$d^2 \varphi/d\tau^2 = -(k-1) \{ h \chi \zeta \sin(h\eta)/4 + \xi [1 - \cos(h\eta)]/2 \} / (\gamma \chi) - 2 \Omega \xi/\chi - \alpha \varepsilon \Omega \zeta/\gamma, \quad (14)$$

$$d^2 \eta/d\tau^2 = \alpha/(\varepsilon \gamma) + (k-1) h \chi \zeta \sin(h\eta)/(4\gamma) - \alpha \varepsilon \zeta^2/\gamma. \quad (15)$$

Уравнения (13)–(15) решались численно методом Рунге–Кутты. Для иллюстрации на рис. 6 (внизу) приведена расчетная временная зависимость координаты z движущегося в пробке протона для случая, когда протон отражается от магнитной пробки в отсутствие электрического поля, причем полная энергия протона близка максимальному значению горба потенциала $U(z)$ (величина $\Phi(x) \approx 2$ на рис. 6 для $\beta=0$). Как видно из нижней части рис. 6, большую часть времени протон проводит вблизи точки с максимальным значением магнитного поля, где компонента его скорости v_z близка нулю, а компонента v_{φ} имеет максимальное значение. В присутствии электрического поля, как показывают расчеты, наблюдается аналогичная длительная задержка частиц в магнитной пробке.

Приведем результаты расчетов для ситуации, близкой реальной. Примем длину арки порядка 100 тыс. км (в исследуемой вспышке – 130 тыс. км), толщину пробки (вдоль силовых магнитных линий) $L \approx 10$ тыс. км, магнитное поле в вершине арки $B \approx 100$ Гс (характерное значение для волокна в АО), максимальное поле в пробке $B_m = 900$ Гс (значение МП на границе тени и полутени пятна), т. е. пробочное отношение $k = 9$. Полагая, что максимальную энергию $T_m \approx 100$ МэВ протон набирает, ускоряясь в электри-

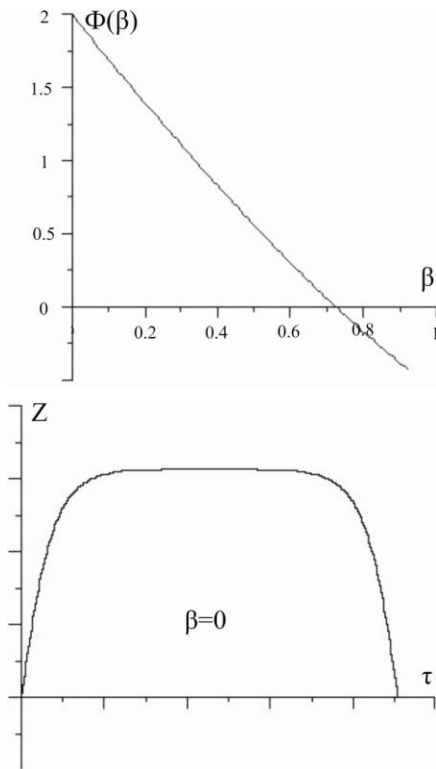


Рис. 6. Поведение максимального значения эффективной потенциальной энергии в зависимости от параметра β (вверху); график зависимости от времени координаты протона, отразившегося от магнитной пробки в отсутствие электрического поля (внизу).

ческом поле на длине всей арки, для величины электрического поля в арке получим значение $E \approx T_m/l \approx 0.01$ В/см.

Рассмотрим движение захваченных протонов для трех фиксированных значений энергии 1, 10, 100 МэВ. Графики зависимости от времени «продольной» $T_z = m_0 v_z^2/2$ и «поперечной» $T_\phi = m_0 v_\phi^2/2$ энергии протона приведены на рис. 7–9, где T_0 – величина полной начальной энергии протона при входе в пробку. Для каждого из трех значений энергии приведены два графика, один из которых относится к рядовому протону, а другой – к экстремальному протону с энергией, близкой величине потенциального горба потенциала (см. рис. 5), для которого зависимость координаты от времени имеет вид, аналогичный изображенному на рис. 6 (внизу). Таким образом, экстремальный протон задерживается в пробке в несколько раз дольше рядового. Для всех трех значений энергии, как показывают расчеты, протоны проникают в пробку примерно на расстояние 10 тыс. км.

В расчетах проверялось также сохранение адиабатического инварианта. Величина p_\perp^2/B_f при движении протона в пробке сохраняется с точностью $5 \cdot 10^{-6}$.

Из приведенных расчетов вытекают следующие выводы:

1. При движении частиц внутрь пробки их энергия растет за счет ускорения электрическим полем. Максимальный прирост энергии (примерно в 7 раз) зафиксирован для протона с начальной энергией $T_0 = 1.7$ МэВ (см. рис. 7). Для протона с $T_0 \approx 10$ МэВ энергия увеличивается в несколько раз, а для протона

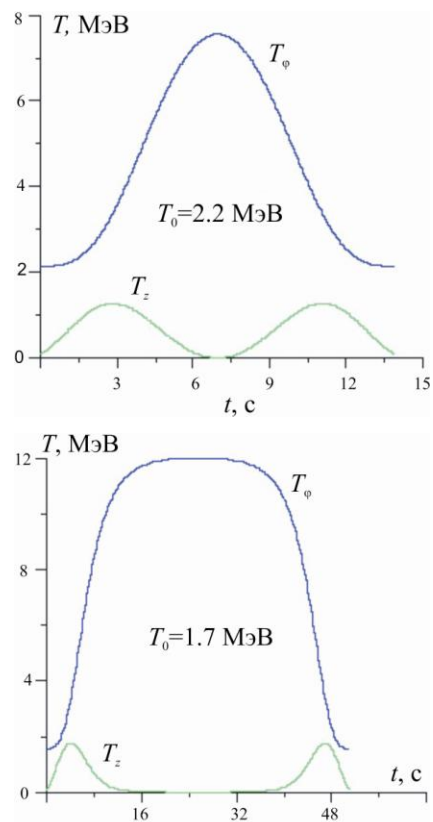


Рис. 7. Зависимость от времени «продольной» $T_z = m_0 v_z^2/2$ и «поперечной» $T_\phi = m_0 v_\phi^2/2$ энергии «рядового» протона, при начальной его энергии на входе в магнитную пробку $T_0 = 2.2$ МэВ (вверху); аналогичный график для «экстремального» протона, при его начальной энергии на входе в магнитную пробку $T_0 = 1.7$ МэВ (внизу).

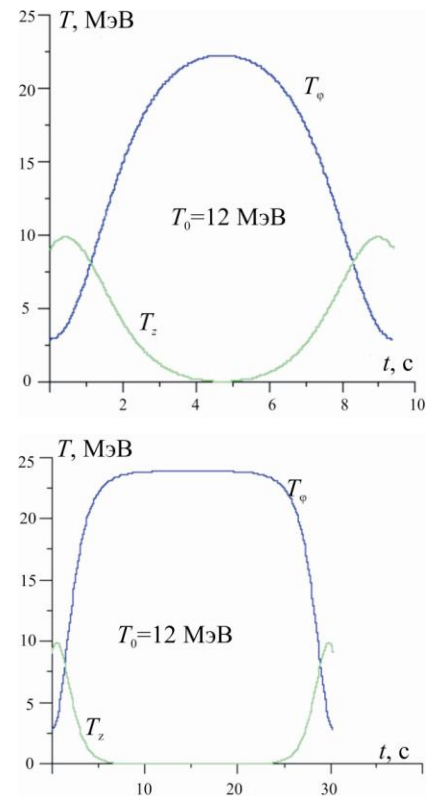


Рис. 8. То же, что на рис. 7 при $T_0 = 12$ МэВ (вверху); аналогичный график для экстремального протона (внизу).

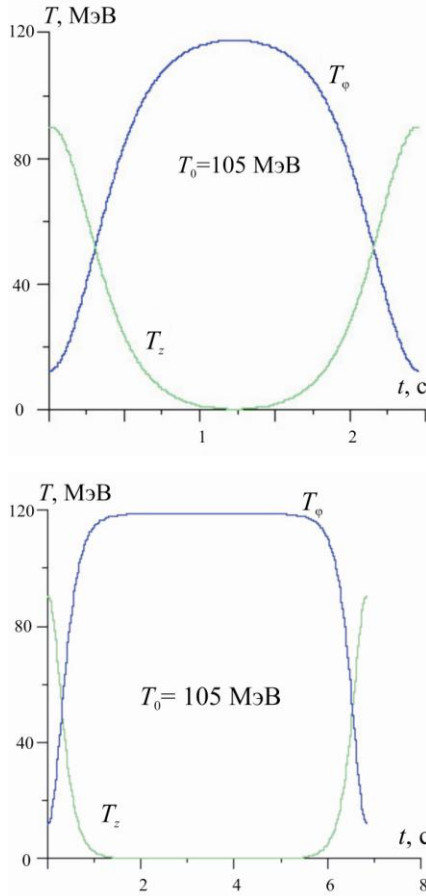


Рис. 9. То же, что на рис. 7 при $T_0=105$ МэВ (вверху); аналогичный график для «экстремального» протона (внизу).

с максимальной энергией (100 МэВ) – на десятки процентов.

2. Для протонов с максимальными энергиями (100 МэВ) времена пребывания их в пробке и вне ее примерно равны. При меньших энергиях протон проводит большую часть времени в пробке. Так, для протонов с энергией ≈ 2 МэВ отношение рассматриваемых времен составляет 30–50, а при энергии ≈ 12 МэВ это отношение равно 5–15.

Принципиально важен вопрос о полном времени удержания захваченных протонов в арке. Для обоснования достаточно полного ответа надо прежде всего рассчитать ионизационные потери ускоренных ионов (тонкая и/или толстая мишень), а также учесть их ядерные столкновения с фоновыми ионами H, He, C, N, O, Fe и другими. При расчетах необходимо принимать во внимание химический состав атмосферы Солнца, сечения взаимодействия частиц, особую кинематику движения ускоренных частиц в магнитной арке и другие факторы. Все это требует отдельного специального исследования.

4. Приложения модели к другим гамма-вспышкам

Рассмотрим теперь применимость полученных результатов к другим гамма-вспышкам. Представляет интерес, в частности, природа парного гамма-источника в линии 2.223 МэВ, который наблюдался на КА RHESSI во время вспышки 28 октября 2003 г. на значительном удалении от источников жесткого X-излучения.

4.1. Событие 28 октября 2003 г.

Вспышка 28 октября 2003 г. относится к экстремальным событиям. Она произошла на видимом диске в АО 10486 и по классификации GOES имела балл X17.2/4B (координаты S16, E08). Начало вспышки наблюдалось в 09:51, максимум – в 11:10, окончание – после 14:20 UT. На поверхности Земли около 11:00 UT началось возрастание потока СКЛ высоких (релятивистских) энергий (см., например, [Miroshnichenko et al., 2005]). В межпланетном пространстве на орбите Земли вскоре последовало мощное возрастание потока энергичных солнечных частиц нерелятивистских энергий с началом в 12:15 UT и с максимумом 29 октября в 06:15 UT. Максимальное значение потока составило 29500 pfu при энергии протонов >10 МэВ [<http://www.swpc.noaa.gov/ftpdir/indices/SPE.txt>]. Кроме того, начиная с 11:11 UT наблюдался радиовсплеск метрового диапазона II типа (обсерватория San-Vito [http://www.swpc.noaa.gov/ftpdir/warehouse/2003/2003_events.tar.gz]), а также очень быстрый КВВ типа гало. Его первое появление было зафиксировано на коронографе LASCO/SOHO в 11:30 UT, а рекордная скорость составила 2459 км/с.

Спутник CORONAS-F (прибор СОНГ) зарегистрировал гамма-всплеск с энергией >100 МэВ, а также солнечные нейтроны [Kuznetsov et al., 2011]. Начало жесткого X-излучения отмечено в 11:01 UT, максимум в жестком X- и гамма-диапазонах в интервале 11:03–11:06 UT [<http://coronas.izmiran.ru/F/archive/fall2003/>].

По данным нейтронного монитора Цумб (Южная Африка), в интервале 11:05–11:06 UT наблюдалось возрастание, обусловленное приходом солнечных нейтронов высоких энергий. Для нашего анализа были использованы также данные космической обсерватории RHESSI в мягком и жестком рентгеновском диапазоне и в гамма-линии 2.223 МэВ. Кроме того, использованы изображения вспышечной аркады в линии 195 Å (КА TRACE), магнитограммы с борта КА SOHO и H α -фильтрограммы обсерватории Лондонского университета [http://www.uol.ucl.ac.uk/images/sun/10486_03oct28.jpg] (The Observatory of London University).

В работе [Hurford et al., 2006] было надежно установлено, что во время события 28 октября 2003 г. гамма-излучение в линии 2.223 МэВ исходило из двух компактных источников с яркостью, сравнимой с размерами в несколько десятков угловых секунд, причем оба источника находились внутри вспышечной АО. Установлено также, что ионы, породившие двойной (парный) гамма-источник, были ускорены во вспышке, а не на фронте ударной волны быстрого КВВ. При этом гамма-источники были сдвинуты на $14''$ и $17'' \pm 5''$ относительно двух источников жесткого X-излучения с энергией 0.2–0.3 МэВ, обусловленных тормозным излучением ускоренных электронов. Эти наблюдательные особенности свидетельствуют о пространственных различиях в ускорении и/или распространении энергичных ионов и электронов [Hurford et al., 2006; Орешина, Сомов, 2006].

4.2. Парный гамма-источник в событии 28 октября 2003 г.

Согласно нашему анализу, есть веские, подтвержденные наблюдениями основания считать, что парный гамма-источник в экстремальной вспышке

28 октября 2003 г. связан с особой аркой вспышечной корональной аркады, опирающейся на сильные магнитные поля в пятнах.

Инжекция ускоренных ионов в эту корональную арку, по-видимому, произошла из токового слоя (ТС), расположенного над вспышечной аркадой [Орешина, Сомов, 2006]. Положение двух жестких рентгеновских источников, медленно перемещавшихся во время вспышки (на рис. 10 вверху они обозначены крестиками) тем не менее не выходит за границы пятен (по лучу зрения) и длительно существующих ярких эмиссионных узлов в переходной области (рис. 10, внизу). Однако гамма-источники ведут себя по-другому. Западный источник, хотя и находится вблизи пятна, но смещен от него к востоку; восточный же источник более чем наполовину вышел за границы вспышечной аркады и смещен от пятна, к которому тяготеет жесткий X-источник. Такие наблюдательные отличия могут быть связаны с различиями в распространении ускоренных ионов, являющихся причиной гамма-источника, и энергичных электронов, генерирующих тормозное излучение в жестком X-диапазоне, при высыпании в плотные слои солнечной атмосферы [Орешина, Сомов, 2006]. Соглашаясь с этой основной идеей, мы предлагаем свою интерпретацию.

Два почти одинаковых по интенсивности гамма-источника в линии 2.223 МэВ, видимые одновременно, можно объяснить осцилляциями захваченных энергичных ионов в медленно эволюционирующей вспышечной корональной арке с двумя магнитными пробками в основаниях. При отсутствии электрического поля в такой арке (рис. 6) захваченные ионы большую часть времени проводят в магнитных пробках над сильным фотосферным МП. Поэтому можно выделить две основные области захвата ускоренных ионов. Такими областями служат два основания вспышечной корональной арки над двумя крупными пятнами разных полярностей, вблизи которых наблюдались гамма-источники, а также наиболее яркие узлы в ультрафиолете (рис. 10).

Причиной локального повышения концентрации плазмы в основаниях вспышечной арки до $\geq 10^{12}/\text{см}^3$ могло, по-видимому, послужить хромосферное испарение с последующим обратным падением плазмы из вершины арки к основаниям [Svestka et al., 1982; Банин, 1983]. Послевспышечные корональные арки в линии H α с концентрацией плазмы $\geq 10^{12}/\text{см}^3$ видны на диске в течение характерного времени $\sim 3 \cdot 10^3$ с, что превышает длительность исследуемого гамма-всплеска в линии 2.223 МэВ. Пробочная конфигурация в основаниях арки также способствует локальному повышению концентрации плазмы, движущейся вниз вдоль магнитных силовых линий вспышечных арок после импульсной фазы вспышки.

Эмиссия в линии H α на постмаксимальной стадии вспышки (рис. 11) не связана с высыпанием энергичных электронов, а обусловлена теплопроводностью из вершин вспышечных корональных арок и падением ранее испарившейся хромосферной плазмы.

Наклон корональной арки, в основаниях которой находятся две области удержания энергичных ионов, согласно топологической схеме (рис. 4), способствует

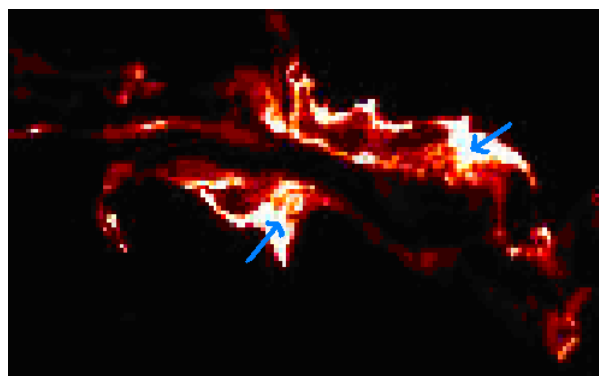
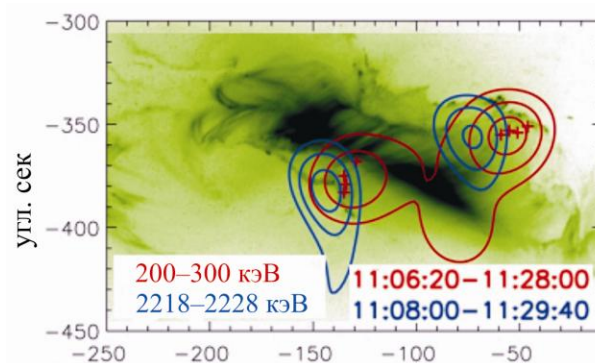


Рис. 10. Гамма-вспышка 28 октября 2003 г. Вверху – изображение вспышечной аркады в линии 195 Å (КА TRACE), совмещенное с парными источниками в гамма- и жестком рентгеновских диапазонах (КА RHESSI) [Харфорд и др., 2006]. Внизу – изображение оснований вспышечной аркады в линии 1600 Å (переходная область) в 11:10 UT (КА TRACE). Наиболее яркие эмиссионные узлы расположены вблизи области солнечных пятен (показаны стрелками).

смещению гамма-источников в линии 2.223 МэВ в сторону от фотосферного основания арки.

4.3. Результаты анализа других вспышек

Предложенный сценарий развития большой вспышки, построенный нами на примере события 23 июля 2002 г., согласуется с данными наблюдений для ряда других гамма-вспышек, сопровождавшихся быстрыми КВВ. Так, 19 октября 2001 г. H α -эмиссия хромосферных оснований быстрого КВВ продвинулась в тень пятна [Сидоров, Язев, 2008; Sidorov, Yazev, 2009] в интервале наблюдения гамма-всплеска на КА КОРОНАС-Ф/СОНГ. Кроме того, в событии с мощным КВВ 16 мая 1981 г. наблюдались яркий узел хромосферного основания КВВ, зашедший в тень пятна [Sidorov, Yazev, 2009], и солнечные космические лучи на орбите Земли после вспышки [Базилевская и др., 1990]. Отметим также, что при развитии второй (восточной) части обширной вспышки 14 июля 2000 г. главный гамма-всплеск произошел через несколько минут после выброса крупномасштабного магнитного жгута [Yan et al., 2001]. В это время во вспышке наблюдались также динамично развивающиеся хромосферные основания КВВ [Сидоров и др., 2010].

С другой стороны, сценарий развития вспышки с парным гамма-источником (28 октября 2003 г.), расположенным вблизи оснований корональной вспышечной аркады, мог реализоваться во вспышках с одним гамма-источником (29 октября и 2 ноября 2003 г.) [Hurford et al., 2006]. Это могло иметь место,

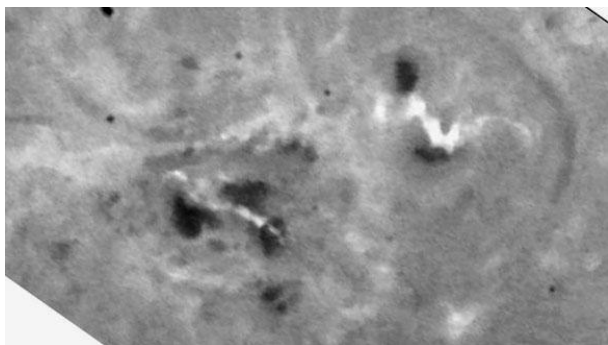


Рис. 11. Вспышка 28 октября 2003 г. в линии $H\alpha$ на постмаксимальной стадии (данные обсерватории Лондонского университета). Хорошо видны яркие участки $H\alpha$ -лент, расположенные в тенях пятен.

хотя и при других физических условиях (концентрация плазмы и высота области удержания) в двух основаниях вспышечной корональной арки, содержащей энергичные ионы. Близкий результат может быть получен также при наличии электрического поля, смещающего ионы к одному основанию корональной арки (см. раздел 3). В этом случае основные области захвата ионов в пробках будут находиться на разной высоте и, следовательно, будут иметь различные концентрации плазмы и различные интенсивности гамма-источников. В статье [Grechnev et al., 2008] при исследовании экстремальной вспышки 20 января 2005 г. показано, в частности, что гамма-источник в линии 2.223 МэВ был связан с популяцией энергичных частиц, наблюдавшихся над пятном вспышечной АО.

Выводы

На примере гамма-вспышек 23 июля 2002 г. и 28 октября 2003 г. нами исследованы закономерности ускорения и динамики ионов с энергиями $\sim 10\text{--}100$ МэВ/нуклон. При этом предполагалось, что энергичные ионы были захвачены соответственно в эруптивных магнитных арках быстрого КВВ или в медленно эволюционирующих постэруптивных вспышечных арках. Показано, что в обоих случаях большую часть времени жизни захваченные энергичные ионы проводят в магнитных пробках над сильными магнитными полями пятен вспышечной АО. Магнитные пробки становятся областями удержания энергичных ионов. При попадании в них плотной плазмы с концентрацией $\geq 10^{12}/\text{см}^3$ имеют место ядерные взаимодействия, в которых образуются быстрые вторичные нейтроны и генерируется гамма-излучение в линиях возбуждения. При этом разлет вторичных нейтронов из магнитной пробки происходит преимущественно перпендикулярно магнитному полю, что объясняет смещение фотосферного гамма-источника в линии захвата нейтрона (2.223 МэВ) в сторону от пятна.

Вместе с тем, в двух рассмотренных случаях имеются существенные различия.

1. В медленно эволюционирующих постэруптивных вспышечных арках энергичные ионы появляются благодаря ускорению во вспышечной АО, а их удержание обеспечивается двумя магнитными пробками в основаниях арки.

2. В эруптивных магнитных арках быстрого КВВ электрическое поле ускоряет ионы в направлении

компактного основания КВВ, расположенного в сильных МП вспышечной АО, а также способствует их удержанию в магнитной пробке в течение ~ 10 мин.

3. Ускоренные ионы, захваченные во вспышечной арке, не могут покинуть АО, тогда как энергичные ионы, захваченные в эруптивной магнитной арке быстрого КВВ, способны уйти после отражения от пробки в верхнюю корону и гелиосферу при исчезновении электрического поля в арке спустя ~ 10 мин от начала гамма-всплеска.

Как следствие модели, гамма-источник в линиях возбуждения должен совпадать с областью взаимодействия (удержания) ускоренных частиц, а источник нейтронов вблизи лимба оказывается более эффективным, чем на диске. Последний вывод важен для изучения некоторых экстремальных событий типа вспышки 29 сентября 1989 г. [Miroshnichenko et al., 2000].

Полученные результаты ставят ряд новых задач, связанных с физикой ускорения СКЛ, формированием их спектра и особенностями взаимодействия с атмосферой Солнца. В частности, представляются необходимыми расчеты формы (показателя) спектра ионов (при ускорении электрическим полем до энергий $10\text{--}100$ МэВ/нуклон), захваченных в магнитной арке с током, имеющей в основании магнитную пробку. После получения оценок показателя спектра целесообразно заново рассчитать ожидаемые потоки гамма-излучения в линиях с учетом возможного сильного смягчения (резкого обрыва) спектра при энергии около 100 МэВ (смягчение спектра следует из предложенной модели ускорения).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 07-02-01405, 08-02-92208, 09-02-98511), программ фундаментальных исследований Президиума РАН № 4 и ОФН-16, грантов Президента Российской Федерации (НШ-8499.2006.2, НШ-4573.2008.2), гранта Минобрнауки 2.2.3.1/198, государственного контракта № 02.740.11.0576.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Альвен Г., Фельтхаммар К.-Г. Космическая электродинамика, М.: Мир, 1967. 235 с.
- Базилевская Г.А., Вашенюк Э.В., Ишков В.Н. и др. Солнечные протонные события. Каталог 1980–1986 гг. / Под ред. Ю.И. Логачева. М.: МГК, 1990. 204 с.
- Банин В.Г. Комплекс активности и большие вспышки в мае 1981 года // Иссл. по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца. М.: Наука, 1983. Вып. 65. С. 129–150.
- Зайцев В.В., Степанов А.В. Корональные магнитные арки // Успехи физ. наук. 2008. Т. 178, № 11. С. 1166–1204.
- Кичигин Г.Н., Мирошниченко Л.И., Сидоров В.И., Язев С.А. Особенности крупного солнечного события 23 июля 2002 г.: модель источника ускоренных частиц // Труды Всероссийской конференции «Солнечная и солнечно-земная физика-2010». СПб, Пулковое, 2010. С. 201–204.
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. Курс теоретической физики. М.: Наука, 1982. Т. 8. 360 с.
- Морозов А.И., Соловьев Л.С. Вопросы теории плазмы. М.: Госатомиздат, 1963. Вып. 2. 177 с.
- Орешина И.В., Сомов Б.В. Об ускорении ионов и электронов во вспышке 28 октября 2003 г. // Известия РАН. Серия физическая. М.: Наука, 2006. Т. 70, № 1. С. 51–55.
- Сивухин Д.В. Дрейфовая теория движения заряженной частицы в электромагнитных полях / Вопросы теории плазмы. Вып. 1. М.: Госатомиздат, 1963. С. 287.

- Сидоров В.И., Кичигин Г.Н., Язев С.А. О топологии выбросов коронального вещества в мощных вспышечных событиях на Солнце // Изв. Иркутского госуниверситета. Серия «Науки о Земле». 2010. Т. 3, № 2. С. 139–155.
- Сидоров В.И., Язев С.А. Топологическая модель солнечного события, включавшего вспышку и корональный выброс массы 19 октября 2001 г. // Косм. иссл. 2008. Т. 46, № 4. С. 329–335.
- Dennis B.R., Schwartz R.A. Solar flares: The impulsive phase // Solar Phys. 1989. V. 121. P. 75–94.
- Grechnev V.V., Kurt V.G., Chertok I.M., et al. An extreme solar event of 20 January 2005: Properties of the flare and the origin of energetic particles // Solar Phys. 2008. V. 252. P. 149–177.
- Grigoryev V.M., Ermakova L.V. A study of the distribution of electric currents and current helicity in the photosphere at the growth stage of a bipolar active region // Solar Phys. 2002. V. 207. P. 309–321.
- Hurford G.J., Schwartz R.A., Krucker S., et al. First gamma-ray images of a solar flare // Astrophys. J. 2003. V. 595. P. L77–L80.
- Hurford G.J., Krucker S., Lin R.P. et al. Gamma-ray imaging of the 2003 October/November solar flares // Astrophys. J. 2006. V. 644. P. L93–L96.
- Hyder C.L. A Phenomenological model for disruptions brusques followed by flarelike chromospheric brightenings // Solar Phys. 1967. V. 2. P. 267–284.
- Kuzhevskij B.M., Gan W.Q., Miroshnichenko L.I. The role of nuclei-nuclei interactions in the production of gamma-ray lines in solar flares // Chinese J. of Astron. Astrophys. 2005. V. 5, N 3. P. 295–301.
- Kuznetsov S.N., Kurt V.G., Yushkov B.Yu., et al. Gamma-ray and high-energy-neutron measurements on CORONAS-F during the solar flare of 28 October 2003 // Solar Phys. 2011. V. 268. P. 175–193.
- Martens P.C.H., Kuin N.P.M. A circuit model for filament eruptions and two-ribbon flares // Solar Phys. 1989. V. 122. P. 263–302.
- Miroshnichenko L.I., de Koning C.A., Pérez-Enríquez R. The large solar event of September 1989 // Space Sci. Rev. 2000. V. 91. P. 615–715.
- Miroshnichenko L.I., Klein K.-L., Trotter G., et al. Relativistic nucleon and electron production in the 2003 October 28 solar event // J. Geophys. Res. 2005. V. 110. A09S08. doi:10.1029/2004JA010936.
- Portier-Fozzani F., Inhester B. 3D coronal structures and their evolutions measured by stereoscopy, consequences for space weather and the stereo mission // Space Sci. Rev. 2001. V. 97. P. 51–54.
- Roussev I.I., Sokolov I.V., Forbes T.G., et al. A numerical model of a coronal mass ejection: Shock development with implications for the acceleration of GeV protons // Astrophys. J. 2004. V. 605. P. L73–L76.
- Share G.H., Murphy R.J., Tylka A.J., et al. Gamma-ray line observations of the 2000 July 14 flare and SEP impact on the Earth // Solar Phys. 2001. V. 204. P. 41–53.
- Sidorov V.I., Yazev S.A. Large solar flares and coronal mass ejections: Their manifestations in the chromosphere // Geomag. Aeron. 2009. V. 49, N 8. P. 1076–1079.
- Smith D.M., Share G.H., Murphy R.J., et al. High-resolution spectroscopy of gamma-ray lines from X-class solar flare of 23 July, 2002 // Astrophys. J. Lett. 2003. V. 595. P. L81–L84.
- Somov B.V. Plasma astrophysics: 1. Fundamentals and practice. 2. Reconnection and flares. Springer. 2006. 437 p.
- Švestka Z., Dodson-Prince H.W., Martres S.F., et al. Study of the post-flare loops on 29 July 1973 // Solar Phys. 1982. V. 78. P. 271–285.
- Yurchyshyn V., Wang H., Abramenko V., et al. Magnetic field, $H\alpha$, and RHESSI observation of the 2002 July 23 gamma-ray flare // Astrophys. J. 2004. V. 605. P. 546–553.
- Yan Y., Aschwanden M.J., Wang S., et al. Evolution of magnetic flux rope in the active region NOAA 9077 on 14 July 2000 // Solar Phys. 2001. V. 204. P. 27–40.
- Zaitsev V.V., Stepanov A.V. Towards the circuit theory of solar flares // Solar Phys. 1992. V. 139. P. 343–556.
<http://www.swpc.noaa.gov/ftpdir/indices/SPE.txt>.
http://www.swpc.noaa.gov/ftpdir/warehouse/2003/2003_events.tar.gz.
<http://coronas.izmiran.ru/F/archive/fall2003/>.
http://www.uio.ucl.ac.uk/images/sun/10486_03oct28.jpg.

¹Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия

²Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова, Троицк, Россия

³Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ им. Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

⁴Астрономическая обсерватория ИГУ, Иркутск, Россия