

УДК 524.316–735

## ПРОИСХОЖДЕНИЕ ДЛИТЕЛЬНЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ ВСПЫШЕК НА АКТИВНЫХ ПОЗДНИХ ЗВЕЗДАХ

© 2002 г. И. М. Лившиц, М. А. Лившиц

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

Поступила в редакцию 08.06.2001 г.

Проанализированы данные о мягком рентгеновском излучении длительных вспышек, наблюдавшихся на субгигантах в составе двойных систем типа RS CVn и некоторых других активных звездах поздних спектральных классов (AB Dor, Algol). Во время этих нестационарных процессов обнаружено, что большое количество горячей плазмы с температурой свыше 100 млн К существует на протяжении многих часов. Проведенное численное моделирование газодинамических процессов в источнике рентгеновского излучения — гигантских петлях — позволило надежно определить параметры плазмы и размеры вспышечного источника. Подтвержден тот вывод, что такие явления существуют до тех пор, пока значительная энергия поступает в верхнюю часть гигантской петли или системы петель. Энергия вспышек (до  $10^{37}$  эрг) и масштабы явлений, уточненные в результате моделирования, противоречат принятому до сих пор утверждению о том, что анализируемые длительные рентгеновские вспышки являются результатом эволюции локальных магнитных полей. В статье оценена энергия токовой составляющей крупномасштабного магнитного поля, возникающей в результате выноса силовых линий поля наружу выбросами плазмы или звездным ветром. При этом рассмотрены два случая: глобальное поле всей звезды и поле, соединяющее области противоположно направленных униполярных магнитных полей. Оцененная величина энергии токовой компоненты магнитного поля, связанной с искажением первоначально существующей МГД-конфигурации, близка к полной энергии анализируемых вспышек. Это означает, что крупномасштабные магнитные поля играют существенную роль в развитии длительных вспышек; при этом вспышечный процесс охватывает часть пояса стримеров, а во время самых мощных длительных явлений по-видимому распространяется вдоль всего магнитного экватора вокруг звезды.

### 1. ВВЕДЕНИЕ. СОЛНЕЧНО-ЗВЕЗДНЫЕ АНАЛОГИИ

На звездах позднего спектрального класса, обладающих вращением и поверхностной конвективной зоной, развиваются явления, аналогичные солнечной активности. Импульсные вспышки в оптическом континууме наблюдаются на некоторых красных карликовых звездах достаточно часто. В последние годы проведены наблюдения звездных вспышек в мягком рентгеновском диапазоне, при которых обнаружены не только импульсные, но и длительные нестационарные явления, продолжающиеся от нескольких часов до 1–2 сут. Вспышки с длительностью свечения свыше 3 ч на карликовых звездах происходят очень редко, в то время как на активных поздних звездах повышенной светимости, в частности, на некоторых поздних субгигантах в составе двойных систем типа RS CVn такие события наблюдаются достаточно часто, и их энергия на 4–5 порядков превосходит полную энергию аналогичных явлений на Солнце.

В последних работах, посвященных анализу

длительных рентгеновских вспышек, предполагается, что они возникают в процессе превращения энергии магнитного поля в излучающем объеме в другие виды, такие как излучение, кинетическая и тепловая энергия плазмы, энергия ускоренных частиц. Здесь для оценки энергии длительных вспышек используется выражение, аналогичное тому, которое обычно применяется для импульсных вспышек. При этом энергия вспышки считается равной изменению магнитной энергии локального магнитного поля в области первичного энерговыделения, располагающейся при импульсных вспышках на высотах менее 10000 км.

Для оценки полной энергии длительных вспышек используется выражение

$$E_{\text{tot}} = (B^2 - B_0^2) \frac{V_{\text{loop}}}{8\pi}, \quad (1)$$

где  $B$ ,  $B_0$  — напряженность поля в петле в конце и начале процесса, а объем  $V_{\text{loop}}$  для длительных вспышек принимается равным объему петель. В (1)  $B_0$  определяется из условия равенства давлений магнитного поля и плазмы в петле в максимуме

вспышки. Это выражение применяется для длительных вспышек в целом ряде работ (см., например, [1]). Исключением является работа [2], где предполагается, что объем источника мягкого рентгеновского излучения при вспышке сравним с объемом звезды, и используется другое выражение для оценки энергии. Напряженность  $B$ , оцениваемая по выражению (1) для различных длительных вспышек, достигает нескольких килогаусс, что является абсолютно неприемлемым для полей в коронах рассматриваемых звезд. Рассмотрение этого противоречия инициировало представленное здесь исследование.

Ниже будет использоваться опыт анализа данных о рентгеновском излучении солнечных вспышек. Импульсная вспышка развивается как правило на низких высотах, близ границы хромосферного и коронального газа в области, непосредственно примыкающей к солнечному пятну. Развитие процессов в импульсных вспышках во многом связано с ускорением большого числа электронов и последующими вторичными процессами, в частности, испарением горячей плазмы в корональную часть петли.

Весьма часто достаточно мощный импульс провоцирует дальнейшее развитие вспышечного процесса. Это проявляется в уярчении многих ярких точек, располагающихся вдоль линии раздела полярностей радиальной компоненты магнитного поля<sup>1)</sup>, начиная от места локализации импульса (часто “залива” в полутени или даже тени пятна) иногда вплоть до границ активной области (АО). Эти яркие точки по-видимому представляют собой основания очень низких петель. За несколько секунд процесс перемещается вверх, и в мягком рентгеновском диапазоне “зажигается” система петель, постепенно заполняющаяся горячей плазмой. Аркада петель над нейтральной линией продольного магнитного поля может излучать в рентгеновском диапазоне до одного часа, причем ее основания оказываются большую часть времени наиболее яркими как в рентгеновских, так и оптических линиях. При наблюдениях на диске Солнца эти основания видны как две ленты, что и послужило поводом называть такие вспышки двухленточными. Кроме оснований, яркой в рентгене оказывается и область близ вершины, видимая на лимбе в виде каспа. В достаточно большой вспышке число корональных петель может достигать нескольких десятков (иногда нескольких сотен), и близ вершины каждой из них энергия выделяется долго, но уровень этого энерговыделения сильно изменяется во времени. Своеобразное “горение” аркады петель, не поднимающихся в большинстве случаев

выше 70 тыс. км, и является основным процессом, который мы будем называть вспышкой в АО или рентгеновской вспышкой.

Наибольшим достижением в исследовании солнечных вспышек явилось обнаружение и исследование источника рентгеновского излучения, располагающегося близ вершины петли (или системы петель). Пожалуй, впервые для вспышки 21 февраля 1992 г. получены наблюдательные свидетельства пересоединения магнитных силовых линий как источника первичного энерговыделения в длительных вспышках [3, 4]. Одним из важных, но не решенных до сегодняшнего дня вопросов, является выяснение роли корональных выбросов массы (Coronal Mass Ejection — CME) в общем мощном нестационарном процессе. CME часто начинается уже близ максимума импульса — происходит эрупция, подъем горячих петель и расхождение вспышечных лент. Иногда вместо CME могут наблюдаться выбросы волокон (протуберанцев), т.е. холодной плазмы. Связь начала двухленточной вспышки с выбросами нашла свое отражение в англоязычном названии этих явлений — эруптивная вспышка.

Применительно к случаю мощных звездных вспышек целесообразно указать две возможные стороны влияния CME на развитие солнечных явлений. Во-первых, крупномасштабный выброс может приводить к раскрытию магнитной конфигурации, по крайней мере, на значительных высотах. Это способствует образованию особой точки магнитного поля, по-видимому располагающейся на высоте около  $0.1 R_{\odot}$  от поверхности для больших АО. Тем самым создаются условия для развития пересоединения (первичного энерговыделения). В дальнейшем, разумеется, процесс должен поддерживаться в течение времени, сравнимого с 1 ч.

Большинство мощных солнечных вспышек представляют собой процессы со сложной пространственно-временной структурой. Во многих случаях CME приводит к началу развития иной части двухленточной вспышки — зажиганию системы в другой части АО или комплекса активности (широко известный пример — вторая вспышка в день взятия Бастилии 14 июля 2000 г. [5]). Это продлевает длительность явления в целом иногда в несколько раз, так что выводится процесс за пределы АО (в область слабых магнитных полей), и тем самым облегчается развитие систем гигантских арок (т.н. динамические вспышки в терминологии Швестки и др. [6] и сигмоидные явления — sigmoid shape flares [7, 8]). В таких явлениях арки могут подниматься до высот, превосходящих 100 тыс. км, и система гигантских арок может существовать и наблюдаться как в рентгене, так и в линии  $\alpha$ , до одних суток.

<sup>1)</sup>Эту линию принято называть нейтральной линией продольного магнитного поля  $H_{||}$ .

Во-вторых, в начале 80-х годов Старроком [9] и Коппом и Пнейманом [10] была высказана идея о постэруптивном энерговыделении. Она состоит в том, что СМЕ приводит к раскрытию магнитной конфигурации, появлению дополнительных токов в короне. Процесс возвращения системы к первоначальной магнитной конфигурации должен по-видимому сопровождаться формированием вертикального токового слоя с возможным последующим пересоединением магнитных силовых линий в нем.

Современные наблюдения показывают, что эта идея реализуется на Солнце при восстановлении или образовании стримеров [11] — процессов глобальной перестройки структуры короны [12]. К сожалению, на Солнце наблюдаются многочисленные СМЕ, которые не сопровождаются постэруптивным энерговыделением, и, соответственно, значительным потоком рентгеновского излучения; кроме того, в чисто “корональных” солнечных вспышках, где этот процесс включается, рентгеновское излучение оказывается слабым. Медленные высокие вспышки наиболее тесно связаны с СМЕ, что дает основания полагать, что длительное выделение энергии в этом случае является постэруптивным. К этим вспышкам с очень длительным спадом мягкого рентгеновского излучения (Long Decay Flare — LDF) примыкают редкие случаи выброса систем гигантских корональных петель, приводящие к глобальному изменению структуры солнечной короны (см., например, [12]). Последние явления происходят вне зоны активности, в высоких широтах, и не являются уже собственно вспышками.

Вполне вероятно, однако, ситуация, что крупномасштабное магнитное поле на Солнце развито не столь сильно, чтобы обеспечить необходимую эффективность связанного с ним процесса постэруптивного энерговыделения. На активных поздних звездах, особенно с повышенной по сравнению с Солнцем светимостью, ситуация может быть иной. Поэтому привлекательную модель Коппа и Пнеймана [10] не следует окончательно отбрасывать при анализе явлений на этих звездах.

Первая идея объяснения длительного свечения нестационарного явления в очень мягком рентгеновском диапазоне (65–190 Å) на красном карлике AU Mic была высказана Калли и др. [13]. Ими предполагалось, что в этом событии на красном карлике AU Mic, длящемся более полусуток, регистрировалось излучение СМЕ. В противоположность этой точке зрения, в [14] для того же события предлагалось использовать представления о постэруптивном выделении энергии в ходе таких длительных процессов. Подчеркнем, что температура в источнике очень мягкого рентгеновского излучения длительного явления на AU Mic была примерно на

порядок ниже, чем это наблюдалось в максимуме анализируемых в этой статье мощных длительных звездных вспышек.

Уже предварительный анализ наблюдений длительных звездных вспышек показывает, что мощность и спектр их рентгеновского излучения говорит о том, что источником излучения в данном случае являются достаточно плотные петли, размер которых сравним с радиусом звезд. Поэтому для оценки физических условий в длительно излучающих петлях полезно рассмотреть баланс энергии в них. Используя опыт изучения аналогичных явлений на Солнце [11, 15] будем ниже рассматривать ту газодинамическую стадию процесса, когда магнитное поле уже не оказывает заметного влияния на развивающийся процесс, кроме удержания плазмы внутри петли и обеспечения анизотропии процесса переноса тепла. Это согласуется с тем, что на рассматриваемых больших высотах в звездных коронах отношение газового давления к магнитному  $\beta = 8\pi r/B^2$  начинает превосходить 1.

Большой цикл работ по исследованию изменения физических параметров в ходе вспышек был проведен на основе одномерного Палермо—Гарвардского кода моделирования газодинамических процессов (см. [16, 17] и цитируемую в [17] литературу). Этот код был разработан для вспышек небольшой длительности и в последнее время стал автоматически применяться для очень длительных явлений. Ключевым моментом в этом подходе является учет поступления вещества из хромосферы в корональную петлю, и именно поэтому расчеты успешно описывают совокупность рентгеновских наблюдений вспышек, длящихся сотни секунд (см. рис. 4 в [17]).

Однако в явлениях, длящихся от многих часов до нескольких суток, процессы в переходной области между хромосферной и корональной плазмой уже не являются определяющими и основным становится уже эволюция гигантских корональных петель. Поэтому для длительных событий мы провели расчет газодинамических процессов в уже сформировавшейся корональной петле, с фиксированной массой вещества в ней. Основная цель проводимого нами моделирования состояла в рассмотрении баланса энергии внутри петли, и выяснении основных факторов, приводящих к очень медленному падению температуры в ходе процесса. Нас в большей степени интересовала связь между масштабом явлений и их энергетикой.

Ниже кратко обсуждаются основные рентгеновские наблюдения и их первичный анализ, приводятся результаты моделирования и рассматривается вопрос об источнике энергии длительных звездных вспышек.

Данные о длительных рентгеновских вспышках

Дата	Звезда	$T$ , $10^6$ К	$EM$ , $10^{54}$ см $^{-3}$	$t$ , ч	$E_X$ , эрг	Название КА	Ссылка
24–25.07.1987	UX Aгi	> 100	10	> 12	$10^{37}$	Ginga	[22]
28–30.08.1997	UX Aгi	111.5	5.13	30	$5 \times 10^{36}$	BeppoSAX	[19]
9.11.1997	AB Dor	110	5.5	5	$4 \times 10^{35}$	BeppoSAX	[1]
29.11.1997	AB Dor	110	3.7	4	$7 \times 10^{35}$	BeppoSAX	[1]
30.08.1997	Algol	$\approx 100$	10	50	$1.4 \times 10^{37}$	BeppoSAX	[21]
23–25.06.1991	HR 5110	110	0.7	70	$> 4 \times 10^{36}$	ROSAT	[20]

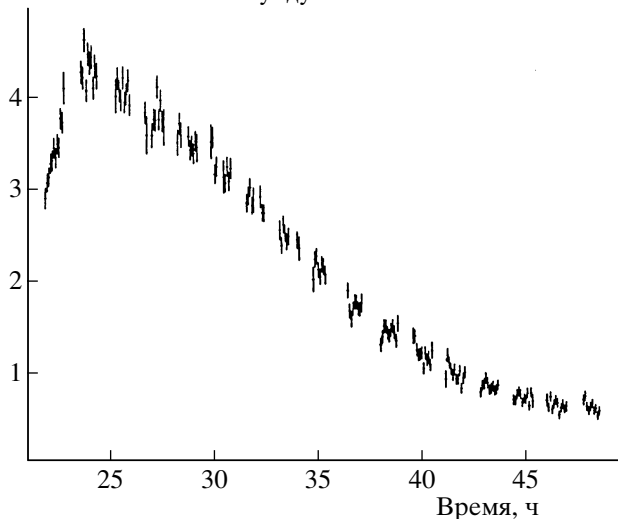
## 2. РЕНТГЕНОВСКИЕ ДАННЫЕ ПО ДЛИТЕЛЬНЫМ ЗВЕЗДНЫМ ВСПЫШКАМ

За последние десять лет на космических аппаратах Ginga, EUVE, ASCA и BeppoSAX проведены наблюдения мощных вспышек на активных поздних звездах. Эти внеатмосферные наблюдения проведены в мягкой рентгеновской и коротковолновой EUV – области спектра. Большинство из этих вспышек было зарегистрировано на субгигантах, входящих в состав двойных типа RS CVn [18–20]. В ряду этих вспышек находятся и несколько более коротких явлений, например, на молодой поздней класса G-звезде AB Dor [1], а также длительные процессы на Алголе – двойной звезде B8 IV–V + G–K IV [21]. Несколько длительных вспышек зарегистрировано на красных карликах AU Mic, EV Lac в мягком рентгеновском и EUV-диапазоне. Некоторые наблюдательные данные и результаты анализа мягкого рентгеновского излучения длительных звездных вспышек собраны в таблице.

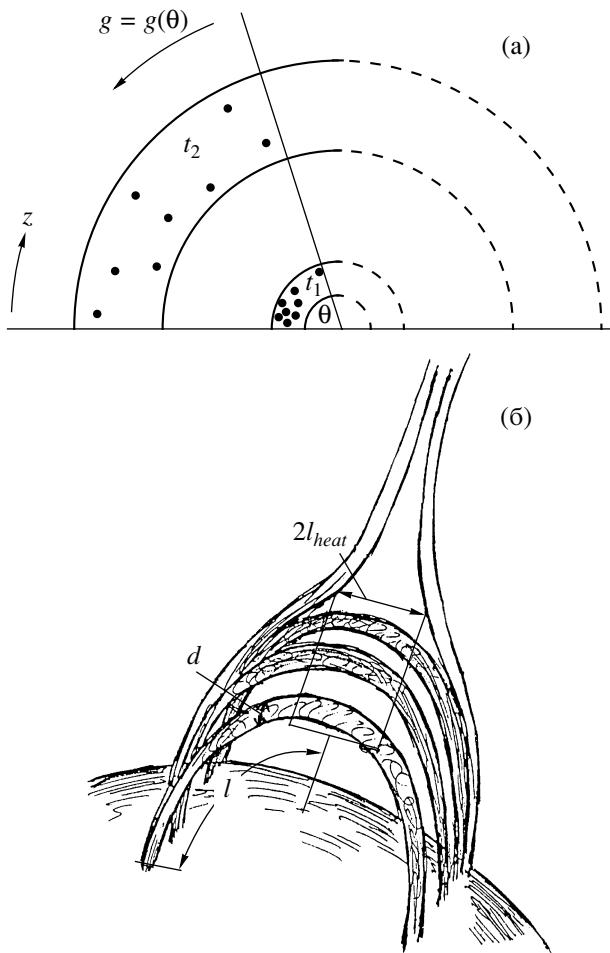
Как видно из таблицы, основной особенностью является то, что температура плазмы в максимум многих LDF превышает 100 МК и высокие значения температуры и меры эмиссии сохраняются в течение многих часов. Длительные вспышки на субгиганте UX Aгi происходят достаточно часто для звезд типа RS CVn. В частности, 29.08.1994 на спутнике ASCA наблюдались фаза роста и максимум вспышки с максимальной температурой  $T_{max} = 220 \cdot 10^6$  К и мерой эмиссии  $EM = 3 \cdot 10^{54}$  см $^{-3}$  [2]. 9.11.1995, 20.11.1995 и 22.11.1995 были зарегистрированы три вспышки с длительностью фазы спада рентгеновского потока соответственно 5.2, 23.0 и 31.5 ч в ходе длительного мониторинга на EUVE [18]. Заметим, что период с 19 по 25 ноября 1995 г. на этой звезде может быть рассмотрен как единый длительный нестационарный процесс.

От одной из самых мощных вспышек – на UX Aгi 23 марта 1999 года – было зарегистрировано жесткое излучение в области  $h\nu > 20$  кэВ [19] и это вызвало большой интерес к процессам на этой звезде. Для вспышки с жестким рентгеновским излучением, продлившейся более суток 28–30.08.1997 (рис. 1), спутником BeppoSAX зарегистрированы  $T = 111.5$  МК и  $EM = 5.13 \cdot 10^{54}$  см $^{-3}$  в период регистрации максимального потока мягкого рентгеновского излучения. Заметим, что полная энергия этой вспышки была сравнимой с той, которая была зарегистрирована еще спутником Ginga на этой звезде [22] для вспышки, которая продолжалась около 1 сут. Авторы [19]

Число отсчетов в секунду



**Рис. 1.** Пример регистрации рентгеновского излучения длительной звездной вспышки. Вспышка на звезде UX Aгi 28–30 августа 1997 г. наблюдалась на спутнике BeppoSAX в диапазоне 1.8–10.5 кэВ Паллавичини и Тальяферри [19].



**Рис. 2.** Схематическое изображение петли для двух моментов времени. Сила тяжести зависит от позиционного угла, т.е. от высоты в короне (б). Схематическое изображение системы петель;  $d$  — диаметр петли,  $2l$  — ее длина,  $2l_{heat}$  — полный размер области нагрева (протяженность всей системы петель вдоль нейтральной линии магнитного поля в разделе 4 обозначена как  $\zeta$ ).

считают, что величина полной энергии вспышки 28–30.08.1997 превосходила  $6 \cdot 10^{36}$  эрг.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ЭВОЛЮЦИИ ГИГАНТСКИХ ВСПЫШЕЧНЫХ ПЕТЕЛЬ

Напомним кратко постановку общей задачи о моделировании длительных рентгеновских вспышек на Солнце и активных поздних звездах. Известно, что мягкое рентгеновское излучение импульсных событий на Солнце и звездах связано со свободным высвечиванием формирующегося в ходе импульса горячего коронального облака (петли). Введем, следуя Паллавичини и др. [23], характерное время затухания скорости счета, или

светимости, рентгеновского излучения в  $e$  раз :  $\tau_d = d \ln I / dt$ . В импульсных вспышках величина  $\tau_d$  определяется временем высвечивания плазмы в источнике  $\tau_{rad} = 3kT/nL(T)$ , где, как обычно,  $L(T)$  — функция объемных радиационных потерь, для единицы объема принимаемых равными  $n_e^2 L(T)$ . Для рассматриваемых длительных вспышек величина  $\tau_d$  превосходит  $\tau_{rad}$  в 3–30 раз, что и отличает эти события от импульсных явлений и требует дополнительного нагрева плазмы в источнике мягкого рентгеновского излучения.

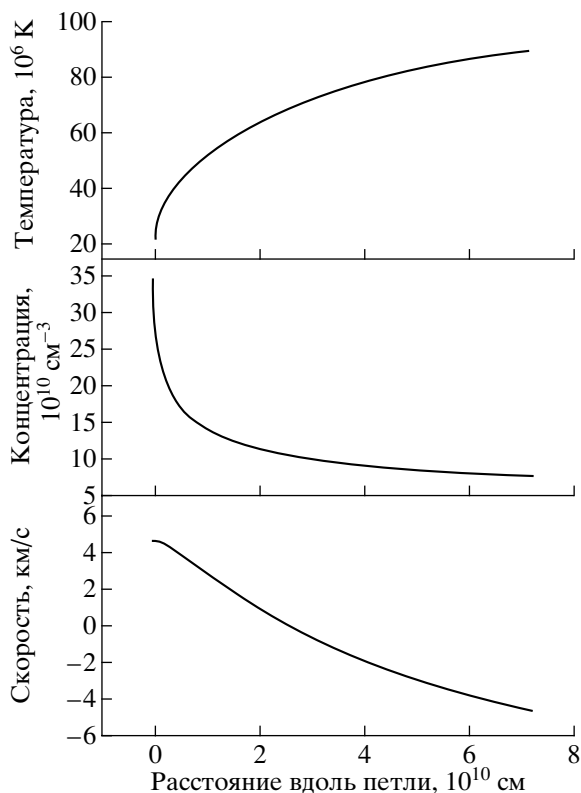
Для оценки необходимой энергии процесса и характеристик плазмы в источнике рассмотрим, как и в [5], простую одномерную модель поведения фиксированного количества плазмы в петле постоянного сечения. Будем для простоты считать ось петли полуокружностью (рис. 2). При нагреве газа в верхней части петли она может расширяться или сжиматься.

Реально баланс энергии в одной гигантской петле анализировался путем решения системы одномерных газодинамических уравнений, учитывающих переменную с высотой гравитацию, теплопроводность и потери на излучение:

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} &= -\frac{\partial p}{\partial s} - g, \\ \frac{\partial z}{\partial s} &= \frac{1}{n \cdot m_p}, \\ \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} &= -p \frac{\partial v}{\partial s} - \frac{\partial W}{\partial s} - Q_{rad} + H, \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь лагранжева координата  $s$  и эйлерова координаты  $z$  (вдоль петли) отсчитываются от основания короны спокойной звезды, причем лагранжева координата  $s(z) = \int_{z_0}^z n(z') m_p dz'$ ,  $n = n_e = n_p$  — плотность полностью ионизованной водородной плазмы,  $m_p$  — масса протона, термодинамические уравнения состояния для такой плазмы имеют вид  $p = 2nkT$  и  $\varepsilon = 3kT/m_p$ .  $g$  — ускорение силы тяжести,  $W = -\kappa m_p n \frac{\partial T}{\partial s}$  — тепловой поток,  $\kappa = 10^{-6} T^{5/2}$  — коэффициент теплопроводности,  $Q_{rad} = (1/m_p)nL(T)$  — радиационные потери,  $H$  — нагрев единицы массы плазмы.

Масса газа задается выбором плотности в основании петли с постоянной температурой. Граничными являются условия постоянства во времени значений давления на концах петли и — для энергетической части системы — постоянство температуры внизу и теплового потока наверху (конкретно принималось  $dT/dl = 0$ ). Начальные условия соответствуют изотермической гидростатической петле со следующими параметрами: плотность в основании, температура ( $T > 10^6$  К) и длина (полу-)петли. Тем



**Рис. 3.** Изменение физических параметров вдоль петли через 5 ч. после начала вспышки на звезде UX Ag1. Расстояние вдоль петли отсчитывается от ее нижнего основания. Положительные значения скорости соответствуют удалению плазмы от фотосферы (т.е. в этот момент петля сжимается).

самым определяется также выбор массы нагреваемого газа.

Развитие процесса существенно зависит от задаваемого нагрева. Как и ранее считалось, что нагрев плазмы происходит близ вершины петли и распределен по времени и в пространстве (по массовой лагранжевой координате):

$$H = H_0 \cdot \exp \left\{ - \left( \frac{s}{s_1} \right)^2 \right\} \cdot \exp \left\{ - \left( \frac{t - t_1}{t_2} \right)^2 \right\}, \quad (3)$$

где  $H_0$  — амплитуда в  $\text{эрг г}^{-1} \text{с}^{-1}$ ,  $t_1$  — время до достижения максимума,  $t_2$  — ширина временного профиля.

Чтобы реализация процесса была возможна, т.е. нижняя часть петли быстро не остывала до прихода туда теплового возмущения, вводилась небольшая постоянная часть функции нагрева, численно равная величине радиационных потерь энергии короны вне вспышки. Этот стационарный нагрев для моделируемых здесь вспышек не превышал 10% от  $H_0$ . Заметим, что этот нагрев проявляется и

на заключительной стадии явления, при окончании основного нагрева.

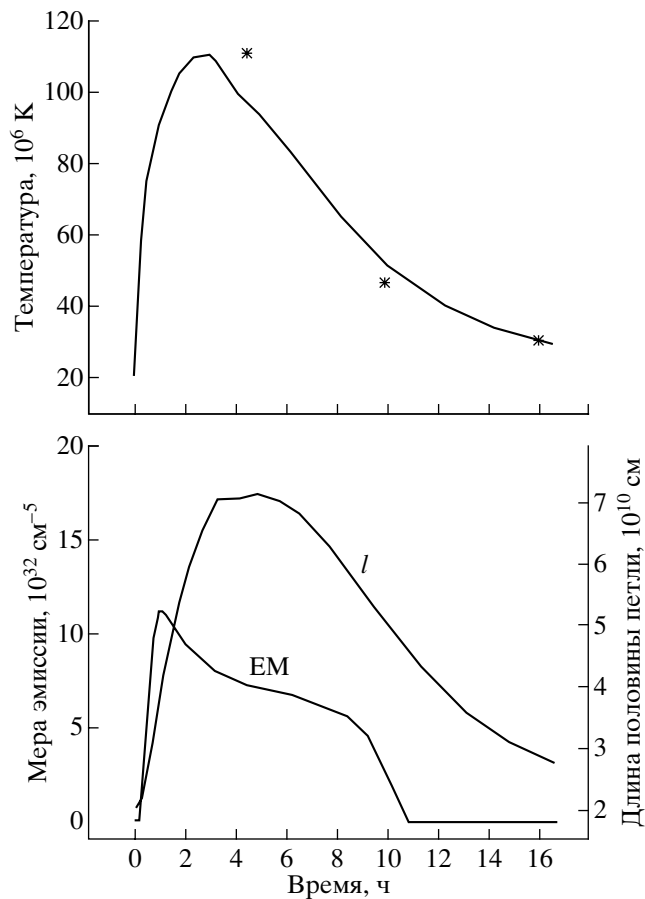
Модификация прежней программы [15], разработанной для солнечных вспышек, состояла в обеспечении возможности проведения расчетов в условиях различной силы тяжести, других характерных параметров задачи. В частности, функция радиационных потерь была расширена по сравнению с [15] в область температур  $T > 20$  МК по расчетам [24]:  $L(T) = 10^{-24.73} T^{0.25}$   $\text{эрг см}^3 \text{с}^{-1}$ .

Следует отметить два момента:

1. Нами используется граничное условие на нижнем основании, позволяющее петле расширяться в обоих направлениях. Для моделирования вспышек в АО на Солнце (горячая фаза солнечных вспышек) лучшим является условие  $v = 0$  на нижнем основании, что косвенно учитывает некоторое поступление плазмы из хромосферы в корональную часть петли. Последняя постановка задачи ближе к [17], что приводит к лучшему согласию решений.

2. Вообще говоря, разработанная программа предназначена прежде всего для моделирования фазы затухания. Расчет для всей вспышки вызывает трудности из-за наблюдающейся в подавляющем числе случаев асимметрии фаз роста и спада световой кривой вспышечного мягкого рентгеновского излучения. Действительно, процесс эволюции гигантской корональной петли при плавном медленно меняющемся нагреве характеризуется близостью продолжительности фаз расширения и сжатия петли, сопровождающихся ростом и спадом излучения. При моделировании реально наблюдаемой фазы роста рентгеновского излучения, длящейся всего 0.5–1 час в анализируемых событиях, получаются большие скорости плазмы в петле. После того, как расширение петли сменяется ее сжатием, движения плазмы вниз приводят к развитию ударных волн вблизи нижних оснований петли, что делает невозможным дальнейший счет. Для моделирования последующей, очень длительной фазы затухания процессов, развивающихся в самых плотных петлях, приходится при моделировании мощных явлений или искусственно гасить эти движения, или расчеты для фаз роста и спада проводить отдельно. Окончательные результаты использования этих двух искусственных подходов не очень сильно отличаются один от другого.

Моделирование проводилось для начальных плотностей в основании изотермической петли от  $2 \cdot 10^{10}$  до  $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ , принятых величин половины длины петли  $l = (0.5 - 5) \cdot 10^{10} \text{ см}$  и тепловых потоков, изменяющихся в широких пределах. Рассматривались процессы, общая энергия которых не превышала  $10^{37}$  эрг. Температура в вершине петель



**Рис. 4.** Результаты моделирования вспыхивающего процесса на звезде UX Agi: временная зависимость температуры в вершине петли, меры эмиссии и длины половины петли. Наблюдаемые значения температуры по данным [19] показаны звездочками.

получалась в интервале (10 – 200) МК. Гравитационное ускорение могло принимать значения  $10^2 - 4 \cdot 10^4 \text{ см с}^{-2}$ .

Можно отметить, что для моделирования процессов на данной звезде существовал некоторый набор параметров, при которых небольшое изменение одного или нескольких из них приводило к изменению характера процесса, переходу от случая слабого расширения к сильному расширению петли. Эти два класса решений существовали практически во всех анализируемых нами примерах. При расчетах мощных процессов в плотных петлях эти два класса решений отличались также тем, что температура в максимуме явлений либо не достигала либо превосходила значение 100 МК.

Моделирование проводилось для трех поздних звезд, вместе с Солнцем охватывающих основные типы активных объектов, на которых зарегистрированы длительные рентгеновские вспышки. Прежде всего, это субгигант K0, входящий в состав двойной системы UX Agi, где подобная активность выражена очень сильно. Сила тяжести на

этой звезде достаточно мала: в расчетах принято значение  $g_* = 8.8 \cdot 10^2 \text{ см/с}^2$ . Вторая звезда — AB Dor — самый известный молодой K1 карлик с возрастом всего 20–30 млн лет; как и в [1], мы приняли радиус звезды  $R_* = R_\odot$ , массу  $0.76 M_\odot$  и, соответственно,  $g_* = 2.14 \cdot 10^4 \text{ см/с}^2$ . В качестве примера длительных рентгеновских супервспышек, которые наблюдаются на системах типа Алголя и RS CVn, мы рассмотрели гигантскую вспышку на звезде HR 5110  $\equiv$  BH CVn (F2 IV + K2 IV) [20]. Приняты отношение масс в этой системе  $M_2/M_1 = 0.54$  и сила тяжести на вторичном K-субгиганте  $g = 4 \cdot 10^3 \text{ см/с}^2$ .

Моделированию процессов на звезде UX Agi уделено наибольшее внимание. На рис. 3, 4 показан вариант расчета с  $H_0 = 4.5 \cdot 10^{13} \text{ эрг/г} \cdot \text{с}$ ,  $t_1 = 0.5 \text{ ч}$ ,  $t_2 = 5 \text{ ч}$ . Такой максимальный нагрев обеспечивает наблюдаемое значение температуры в рентгеновской вспышке. Начальная плотность в основании изотермической петли с  $T_0 = 20 \text{ МК}$  принималась равной  $n_0 = 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$  и длина половины петли  $l = 2 \cdot 10^{10} \text{ см}$ .

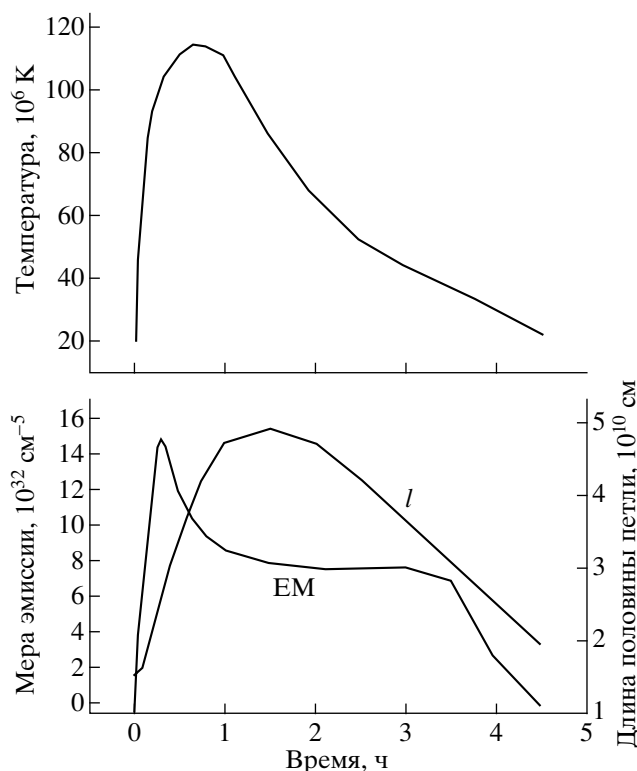


Рис. 5. То же, что и на рис. 4, для типичной длительной рентгеновской вспышки на звезде AB Dor.

На рис. 3 показано типичное распределение физических параметров вдоль петли для начала затухания рентгеновской вспышки (через 5 ч после начала процесса). Профиль температуры определяется тем, что теплопроводность является основным процессом переноса тепла. Плотность с высотой уменьшается, однако даже на очень больших высотах она превосходит  $7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ . Скорости расширения или в данный момент сжатия петли, т.е. движений плазмы близ ее оснований, составляют несколько км/с, что типично для проводимого моделирования. Обратим внимание на то, что размер петли увеличился по сравнению с начальным в 3.5 раза.

Распределение температуры в вершине, меры эмиссии с  $T > 50 \text{ МК}$  горячего газа и длины половины петли в ходе вспышки показаны на рис. 4. Здесь же приведены три наблюдаемые значения температуры, отнесенные к серединам экспозиций. Видно, что на фазе спада вспышки рассматриваемый процесс может объяснить остывание рентгеновского источника в течение полу-суток. Мера эмиссии плазмы с температурой  $T > 50 \text{ МК}$  приведена здесь для одной половины петли  $EM_l$  (максимально  $10^{33} \text{ см}^{-5}$ ); для всей системы петель  $EM_V = 5 \cdot 10^{54} \text{ см}^{-3}$  получается умножением вычисленных величин  $EM_l$  на “эффективную” площадь  $5 \cdot 10^{21} \text{ см}^2$  (см. ниже). Тем самым,

объясняется существование горячего источника в течение около 1/2 сут.

Несимметричность зависимости  $T(t)$  на рис. 1 связана с выбранным временным ходом основного нагрева, причем темп спада температуры практически полностью определяется величиной  $t_2$ . На самой заключительной стадии вспышки становится существенным влияние нагрева вневыспышечной короны и это проявляется в форме кривой  $T(t)$ .

Заметим, что ход температуры опережает изменение длины петли. Время максимального расширения петли практически совпадает с достижением наибольшей температуры, но затем температура падает, а заметное сжатие запаздывает. В данной гигантской вспышке практически не проявляется иногда наблюдаемое на Солнце резкое уменьшение размера петли после максимума нестационарных явлений (это так называемый эффект “shrinkage” [4]). В данном случае отсутствие этой, упоминаемой выше особенности процесса, связано с очень большой интенсивностью нагрева в условиях малой силы тяжести.

Мощные, но более короткие вспышки могут также успешно анализироваться в рамках предлагаемого моделирования. Так на рис. 5 приведены аналогичные результаты для типичной рентгеновской вспышки на звезде AB Dor. Начальные



условия в петле были аналогичны прежним:  $T_0 = 20$  МК и  $n_0 = 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ , но длина первоначальной половины петли была несколько меньше:  $l = 1.5 \cdot 10^{10} \text{ см}$ . Основное различие от предыдущего случая заключалось в параметрах функции нагрева вершины петли  $H_0 = 1.5 \cdot 10^{13} \text{ эрг/г} \cdot \text{с}$ ,  $t_1 = 6.7$  мин,  $t_2 = 1$  ч и прежде всего, в меньшей примерно в 4 раза длительности события (см. рис. 4). Это проявилось и в длине петли, которая примерно в 1.5 раза меньше, чем во вспышке на звезде UX Aгi. Заметим, что для последующего сравнения с наблюдениями на рис. 5 приведена мера эмиссии газа с  $T > 30$  МК, а не  $T > 50$  МК как на рис. 4, так что реальные величины EM для обоих случаев оказываются близкими.

Моделирование супервспышки на звезде HR 5110 оказалось также возможным. Однако результат оказался похожим на то, что уже обсуждалось выше для системы UX Aгi. Описание всего процесса требует несколько более медленного спада функции нагрева. Длина половины петли несколько превосходит  $l = 8 \cdot 10^{10} \text{ см}$ . Для вспышечной активности на звезде UX Aгi 19–25 ноября 1995 г. [18] остается открытым вопрос о том, рассматривать ли все явление как одну вспышку, или считать его наложением ряда всплесков. Форма световой кривой вспышки на звезде HR 5110 лучше описывается единым вспышечным событием. Переход к еще большим нагревающим потокам приводит уже к выбросу системы петель наружу. Вспышка на Алголе [21] близка по своим характеристикам к рассмотренной на звезде HR 5110, и моделирование для нее также возможно в рамках используемого подхода.

Проведенное моделирование позволяет оценить площадь, занимаемую вспышками, спроектируемыми на изображение короны (т.е. на небесную сферу). Предположим, что очаг вспышки состоит из набора из  $m$  петель длиной  $2l$  каждая (рис. 2б). Тогда объемная мера эмиссии может быть представлена в виде

$$EM_V = S_1 EM_l = 2md^2 \int_0^l n_e^2 dl, \quad (4)$$

где  $d$  — диаметр петли. Значение величины  $EM_V$  берется из наблюдений, а  $EM_l = \int_0^l n_e^2 dl$  есть результат нашего моделирования.

Общая энергия процесса

$$E = S_2 H_f = 2ml_{heat} d \iint H ds dt, \quad (5)$$

где  $l_{heat}$  — длина нагреваемой части петли. В ходе работы программы вычисляется значение суммарного нагрева, т.е. интеграл по лагранжевой координате  $s$  и по времени:  $H_f = \iint H ds dt$  (измеряется в единицах эрг  $\text{см}^{-2}$ ).

Например, для рассмотренной вспышки на звезде UX Aгi для всей фазы спада, длящейся 14 ч, величина  $H_f \approx 6.2 \cdot 10^{14} \text{ эрг см}^{-2}$ , а  $EM_l \approx 7 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-5}$ . Из приведенных в таблице значений  $E = 5 \cdot 10^{36} \text{ эрг}$  и  $EM = 5.1 \cdot 10^{54} \text{ см}^{-3}$  получаем значение  $S_1 \approx S_2 = 8 \cdot 10^{21} \text{ см}^2$ . Соответственно, для вспышки на AB Dог, для фазы спада, длящейся около 4 ч, величина  $H_f \approx 1.3 \cdot 10^{14} \text{ эрг см}^{-2}$ , а  $EM_l \approx 7 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-5}$ . По значениям  $E = 5 \cdot 10^{35} \text{ эрг}$  и  $EM = 5 \cdot 10^{54} \text{ см}^{-3}$  получаем значение  $S_1 \approx 4 \cdot 10^{21} \text{ см}^2$ , а  $S_2 \approx 7 \cdot 10^{21} \text{ см}^2$ . Видно, что для двух этих мощных вспышек, сильно различающихся по своей длительности, площади рентгеновского источника оказались очень большими. Из этого следует, что длительную вспышку действительно можно рассматривать как эволюцию стационарных петель, расширяющихся с высотой. Такие представления развивались в [25]. Различие величин  $S_1$  для двух рассматриваемых вспышек свидетельствует о различии отношений  $l_{heat}/d$  для них. В принципе, из двух приведенных уравнений можно найти число петель  $m$  и диаметр каждой петли  $d$ . Можно лишь сказать, что наше рассмотрение говорит в пользу большого числа тонких петель, однако точность определения этих величин пока невелика.

Для всей совокупности длительных рентгеновских вспышек, происходящих на звездах, — от Солнца, красных карликовых звезд и слабых явлений на субгигантах до рассмотренных в этой статье мощных событий на активных поздних звездах — проведенное рассмотрение позволяет сделать вывод о том, что мощность вспышки в некоторой степени связана с размерами корональной петли, но очень сильно зависит от протяженности соответствующей системы петель вдоль нейтральной линии магнитного поля. В любом случае, для развития таких вспышек необходим длительный нагрев плазмы на заметных высотах в петлях.

#### 4. ОЦЕНКА ЭНЕРГИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Энергия изучаемых длительных звездных вспышек очень велика. Для ее обеспечения необходимо, например, чтобы во всем объеме системы гигантских петель ( $V \approx EM_V/n^2 \approx 10^{31} - 10^{32} \text{ см}^3$ ) аннигилировали противоположно направленные магнитные поля с напряженностью  $(1 - 2) \cdot 10^3$  Гс. Поля такой величины не могут существовать во внешних слоях атмосфер рассматриваемых звезд, в частности, в нижних слоях их корон. Поэтому

пересоединение локальных магнитных полей не может обеспечить энергию, необходимую для этих вспышек.

В [26] впервые было обращено внимание на то, что некоторые явления звездной активности могут быть связаны с эволюцией не локальных, а более крупномасштабных магнитных полей. Для нестационарных процессов это утверждение, прежде всего, относится к появлению длительного постэруптивного энерговыделения, приводящего к развитию систем гигантских корональных петель. Можно представить себе пересоединение силовых линий в области экватора глобального (дипольного) поля всей звезды, искаженного звездным ветром. Для Солнца это соответствует поясу стримеров, располагающихся над той областью, где межпланетный токовый слой примыкает к короне.

Оценим здесь энергию токовой компоненты магнитного поля для всего пояса стримеров вокруг звезды. Для этого используем стационарное решение следующей задачи [27]: на сфере радиуса  $R$  задано дипольное магнитное поле, которое вытягивается наружу, в среду с заданным магнитным числом Рейнольдса  $Re_m$ . Стационарное решение основного уравнения идеальной магнитной гидродинамики при граничном условии, состоящем в задании на сфере радиуса  $R$  радиальной компоненты магнитного поля на  $B_r|_{r=R} = 2m \cos \theta / R^3$ , искалось в [27] в виде

$$B_r = \frac{1}{r^2} \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial \psi}{\partial \theta}, \quad (6)$$

$$B_\theta = -\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial \psi}{\partial r}. \quad (7)$$

Разделяя переменные в [27] удалось получить решение:

$$\psi = \frac{a \sin^2 \theta}{R(Re_m + 2)} \left( Re_m + 2 \frac{R}{r} \right). \quad (8)$$

Интегрируя по объему вне сферы радиуса  $R$ , получаем энергию этого поля

$$E = 2 \frac{m^2}{3 R^3} \left( 1 - \frac{2 Re_m + 2}{(Re_m + 2)^2} \right) \approx 2 \frac{m^2}{3 R^3}. \quad (9)$$

Учитывая, что энергия соответствующего дипольного магнитного поля вне сферы радиуса  $R$  равна

$$E = \frac{m^2}{3 R^3} \quad (10)$$

(см., например, [28]), получаем, что при больших числах Рейнольдса энергия токовой компоненты близка по величине к приведенной энергии дипольного поля.

Энергия, запасенная в токовом слое гелиосферы, может быть оценена следующим образом. В минимум солнечной активности глобальное магнитное поле Солнца близко к диполю, ось которого

близка к оси вращения. Силовые линии межпланетного магнитного поля на больших расстояниях от Солнца практически радиальны. Наиболее просто источники такого поля во внешней короне и удаленных участках гелиосферы можно представить в виде суперпозиции точечного диполя Солнца и бесконечно тонкого кольцевого тока в экваториальной плоскости с плотностью поверхностного тока  $j_\phi \sim r^{-3}$  [29]. В [30] получено, что энергия, запасенная в таком токе по порядку величины равна энергии дипольного поля, содержащейся выше начала истечения ветра. Это согласуется с результатами нашего интегрирования распределения поля типа приведенного на рис. 2.

Предыдущее выражение можно переписать в следующем виде:  $E = (1/3) B_\odot^2 R_\odot^3$ . При поле вблизи полюсов Солнца  $B_\odot = 1$  Гс получаем энергию тока  $1.1 \cdot 10^{32}$  эрг. Заметим, что интегрирование от “сферы источника” солнечного ветра существенно не меняет эту оценку. Полученная оценка энергии не превышает энергии длительных солнечных вспышек.

В настоящее время магнитные поля дипольного типа на активных поздних звездах начинают измеряться, и напряженности оказываются порядка десятка Гс (см., например, [31]). Звездный ветер от активных поздних звезд, особенно субгигантов, входящих в двойные системы типа RS CVn, гораздо мощнее солнечного. Поэтому для UX Agi, при радиусе субгиганта  $K0$   $4.7 R_\odot$  и поле на оси диполя 30 Гс, получаем оценку энергии тока  $E \approx 3 \cdot 10^{36}$  эрг. Размеры некоторых других активных поздних звезд не так велики, но поля могут быть несколько больше.

Необходимо отметить, что длительная звездная вспышка не обязательно должна распространяться на весь пояс стримеров. Чаще всего процесс происходит в некотором интервале долгот вдоль нейтральной линии крупномасштабного поля. Наблюдения больших нестационарных явлений на Солнце показывают, что здесь возможны два случая. Во-первых, нейтральная линия часто искажается и поверхность межпланетного токового слоя становится не плоской, а гофрированной. Это происходит тогда, когда по разные стороны от нейтральной линии крупномасштабного поля развиваются униполярные области противоположно направленных магнитных полей. Это соответствует четырехсекторной структуре межпланетного магнитного поля, чаще всего существующей в гелиосфере. Нестационарные процессы, развивающиеся при нарушении устойчивости в соответствующей части пояса стримеров, приводят к глобальной перестройке структуры короны.

Во-вторых, в том же интервале долгот время от времени в ходе цикла формируются большие комплексы активности, в которых могут происходить

мощные рентгеновские вспышки длительностью от нескольких часов до суток. Этот случай ближе всего к рассматриваемым в этой статье длительным звездным вспышкам. Оценка энергии таких событий может быть проведена с использованием аппроксимации магнитного поля плоским диполем, как это иногда делается для двухленточных вспышек на Солнце. Здесь будет дана наиболее простая оценка, хотя с поступлением новых результатов о крупномасштабном магнитном поле звезд будет целесообразно провести и более детальное рассмотрение этого вопроса.

Направим ось  $z$  вдоль нейтральной линии. Тогда для магнитного поля диполя, лежащего горизонтально на некоторой глубине под фотосферой, имеем (см., например, [32]):

$$H = \left\{ \frac{2\mu xy}{(x^2 + y^2)^2}, \frac{\mu(y^2 - x^2)}{(x^2 + y^2)^2}, 0 \right\}. \quad (11)$$

Здесь магнитный момент диполя  $\mu$  может, вообще говоря, зависеть от времени. Силовые линии лежат в плоскости  $xy$ ; они являются окружностями с центрами, лежащими на оси  $x$ , и проходящими через начало координат. Будем далее считать, что ось  $x$  направлена радиально, а ось  $y$  — параллельна фотосфере в точке расположения рассматриваемой активной области. Вводя величину  $\rho = (x^2 + y^2)^{1/2}$ , легко получить выражение для энергии поля в области  $\rho \geq \rho_1$ :

$$E = \frac{\Delta z}{8\pi} \int H^2 ds = \frac{\zeta}{8\pi} \int \frac{\mu^2}{\rho^4} 2\pi\rho d\rho = \frac{\mu^2 \zeta}{8\rho_1^2}, \quad (12)$$

где  $\zeta \equiv \Delta z$  — протяженность арочной системы по оси  $z$ .

Магнитный момент  $\mu$  связан с напряженностью поля: для  $y = 0$  величина  $H_y = -\mu/\zeta^2$  при  $x = \zeta$  в вершине петли. Энергия поля в области  $\rho \geq \rho_1$  при  $\rho_1 = 1/3 \zeta$  оценивается тогда как

$$E = (9/8)H_y^2\zeta^3. \quad (13)$$

Таким образом, оценка энергии магнитного поля в приближении плоского диполя не слишком сильно отличается от случая глобального диполя с той естественной разницей, что эта энергия зависит от протяженности системы петель вдоль нейтральной линии. Решение задачи об искажении магнитного поля плоского диполя звездным ветром известно [32], и по своему смыслу близко к тому, которое продемонстрировано в [27] для звезды в целом. Повторяя то рассмотрение, которое проведено в начале этого раздела для глобального диполя, можно получить, что энергия токов, появляющихся при искажении магнитного поля плоского диполя, с точностью до десятков процентов совпадает с выражением (13). Это означает, что для энергии

длительных рентгеновских звездных вспышек может оцениваться этим выражением (13).

Для гигантских арочных систем комплексов активности на Солнце можно принять  $\zeta = 10^{10}$  см (что равно  $1/7 R_\odot$  и меньше 0.1 радиуса рассматриваемых звезд) и  $H_y = 10$  Гс в вершине петель. Выражение (13) соответствует тогда  $E \leq 10^{32}$  эрг, что находится в согласии с наблюдениями солнечных вспышек. На некоторых активных поздних звездах и значения поля, и размеры могут быть на порядок величины превышать те, которые характерны для солнечной короны. В частности, напряженность поля в комплексах активности на звездах или в двух противоположно направленных униполярных областях может в несколько раз превосходить напряженность поля близ полюсов (десятки Гс), регистрируемых сейчас по данным об изменении напряженности глобальных полей некоторых поздних звезд. Поэтому на наиболее активных поздних звездах возможны вспышки с общей энергетикой до  $10^{37}$  эрг, что и наблюдается в самое последнее время.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проанализирована совокупность появившихся данных о физических условиях в источниках мягкого рентгеновского излучения в длительных вспышках на активных поздних звездах. Появление большого количества плазмы, нагретой до температур от 50 до 100 МК, обусловлено вспышечным процессом в гигантских корональных петлях. Моделирование газодинамического процесса в такой петле, нагреваемой сверху, позволяет описать физические условия в источнике мягкого рентгеновского излучения как в случае слабых, так и наиболее мощных длительных вспышек на активных поздних звездах.

Наши расчеты подтверждают результаты вычислений с использованием одномерного Палермо–Гарвардского газодинамического кода, согласно которым подобные вспышки длятся до тех пор, пока существует необходимый нагрев в верхней части петли. Кроме того, оба подхода показывают, что процесс переноса тепла преобладает над другими диссипативными процессами, в частности, радиационными потерями в большей части петли, и поэтому временной ход температуры в источнике мягкого рентгеновского излучения отражает изменение нагрева во времени.

Однако, в отличие от [17] мы не используем никаких дополнительных предположений типа сохранения энтропии или закона подобия для физических условий в петле, что дает возможность более надежно определить параметры плазмы и размер вспышечного источника. Выяснилось, что мощный нагрев может длиться от нескольких часов

до одних или нескольких суток; плотность плазмы во вспышечном корональном источнике превышает  $10^{11} \text{ см}^{-3}$ . Отметим, что для дальнейшего развития этих исследований необходимы спектральные наблюдения, позволяющие непосредственно определять плотности во вспышечных арках на активных поздних звездах.

Сильные длительные вспышки отличаются от аналогичных слабых событий размером самой петли и протяженностью системы петель вдоль нейтральной линии магнитного поля. Это означает, что вспышечный процесс охватывает часть пояса стримеров, а во время самых мощных длительных явлений распространяется по-видимому вдоль всего магнитного экватора.

Наши расчеты позволяют для каждого события определить общую энергию, необходимую для реализации процесса. Полная энергия таких вспышек до  $10^{37}$  эрг закрывают возможность принятого ранее объяснения длительных звездных вспышек как результата эволюции локальных магнитных полей.

В статье оценена энергия токовой составляющей крупномасштабного магнитного поля, возникающей в результате выноса силовых линий поля наружу выбросами плазмы или звездным ветром. При этом рассмотрены два случая: глобальное поле всей звезды и поле, соединяющее области противоположно направленных униполярных магнитных полей. Оцененная величина энергии токовой компоненты магнитного поля, связанной с искажением первоначально существующей МГД-конфигурации, близка к полной энергии мягкого рентгеновского излучения длительных вспышек и тем величинам, которые следуют из проведенного газодинамического моделирования. Поэтому происхождение рассматриваемых явлений наиболее естественно связывать с пересоединением крупномасштабных магнитных полей прежде всего в областях, непосредственно примыкающих к вершинам гигантских корональных петель.

Заметим, что слабые длительные явления, характеризующиеся сравнительно низкими температурами плазмы в вершине петли ( $< 10 \text{ MK}$ ), которые наблюдаются иногда на типичных вспыхивающих звездах — красных карликах, а также поздних субгигантах, могут быть связаны с чисто пост-эруптивным выделением энергии, локализованным в вертикальном токовом слое на больших расстояниях от поверхности звезды [14].

Сравнение длительных рентгеновских событий на красных карликах (и Солнце) и активных субгигантах позволяет предположить, что кроме масштаба эти явления отличаются различной ролью корональных выбросов массы (СМЕ) в общем нестационарном процессе. В анализируемых здесь явлениях основная роль каждого СМЕ заключается в инициировании новых очагов

вспышечного процесса вдоль нейтральной линии крупномасштабного магнитного поля. На Солнце такое развитие процесса встречается редко [5] по сравнению с развитием динамических вспышек — поднимающихся систем гигантских арок и развитием пострэруптивного энерговыделения.

Развитие самых мощных процессов в условиях сравнительно небольшой силы тяжести должно приводить к разрыву системы петель и выбросу плазмы наружу. Поэтому есть все основания полагать, что часть длительных супервспышек непосредственно переходит в нестационарный процесс, развивающийся уже в пространстве между компонентами двойной системы. Наш анализ супервспышек подтверждает такую возможность, указанную ранее для вспышки на звезде HR 5110 [20].

Авторы благодарят С.И. Плачинду и И.С. Веселовского за обсуждение. Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (коды проектов 99-02-16289 и 01-02-17693).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. Maggio, R. Pallavicini, F. Reale, and G. Tagliaferri, *Astron. and Astrophys.* **356**, 627 (2000).
2. M. Güdel, J. L. Linsky, A. Brown, and F. Nagase, *Astrophys. J.* **511**, 404 (1999).
3. S. Tsuneta, *Astrophys. J.* **456**, 840 (1996).
4. T. G. Forbes and L. W. Acton, *Astrophys. J.* **459**, 330 (1996).
5. I. M. Chertok, V. V. Fomichev, A. A. Gnezdilov, and R. Gorgutsa, *Solar Phys.*, 2001. (in press).
6. Z. Svestka, F. Farnik, H. S. Hudson *et al.*, *Solar Phys.* **161**, 331 (1995).
7. R. C. Canfield, H. S. Hudson, and D. E. McKenzie, *Geophys. Res. Lett.* **26**, 627 (1999).
8. H. Wang, P. R. Good, C. Dencera *et al.*, *Astrophys. J.* 2000.
9. P. A. Sturrock, *Nature.* **211**, 695 (1966).
10. R. A. Kopp and G. W. Pneuman, *Solar Phys.* **50**, 85 (1976).
11. К. В. Гетман, М. А. Лившиц, *Астрон. журн.* **76**, 704 (1999).
12. A. McAllister, M. Dryer, McIntosh, and H. Singer, *J. Geophys. Res.* **101**(A6), 13497 (1996).
13. S. L. Cully, G. Fisher, M. J. Abbott, and O. H. W. Siegmund, *Astrophys. J.* **435**, 449 (1994).
14. M. M. Katsova, J. Drake, and M. A. Livshits, *Astrophys. J.* **510**, 986 (1999).
15. К. В. Гетман, М. А. Лившиц, *Астрон. журн.* **77**, 295 (2000).
16. G. Peres, R. Rosner, S. Serio, and G. S. Vaiana, *Astrophys. J.* **252**, 791 (1982).
17. R. M. Betta, G. Peres, F. Reale, and S. Serio, *Astron. Astrophys. Suppl.* **122**, 585 (1997).
18. R. Osten and A. Brown, *Astrophys. J.* **515**, 746 (1999).
19. R. Pallavicini and G. Tagliaferri, *Palermo Astronomy Preprints. 1998. N 4. (The Activity X-ray Sky: Results from BeppoSAX and Rossi-XTE Symposium)*

20. V. G. Graffagnino, D. Wonnacott, and S. Schaeidt, *Monthly Notices Roy Astron. Soc.* **275**, 129 (1995).
21. F. Favata, J. H. M. M. Schmitt, G. Micela, F. Reale, and S. Sciortino, *Astron. and Astrophys.* **362**, 628 (2000).
22. T. Tsuru, K. Makishima, and T. Ohashi, *Publ. Astron. Soc. Japan.* **41**, 679 (1989).
23. R. Pallavicini, G. Tagliaferri, and L. Stella, *Astron. Astrophys.* **228**, 403 (1990).
24. R. Mewe, J. S. Kaastra, and D. A. Liedahl, *Legacy.* **6**, 16 (1995).
25. G. H. J. Van Den Oord and F. Zuccarello, *Stellar Surface Structure* Eds. K. G. Strassmeier, J. Linsky Dordrecht: Kluwer. 433 (1996).
26. S. Kouchmy and M. A. Livshits, *Space Sci. Rev.* **61**, 393 (1992).
27. Ф. А. Ермаков, *Физика солнечной активности*, ред. Э. И. Могилевский (Наука, Москва, 1988).
28. И. С. Веселовский, *Геомагнетизм и аэрономия.* **34**, N 6. 1 (1996).
29. I. S. Veselovsky, in: *Proc. 9th European Meeting on Solar Physics, Magnetic Fields and Solar Processes.* Florence, Italy. 1999. 12–18 September 1999. ESA SP-448. 1217.
30. Т. Н. Тарасова, С. И. Плачинда, В. В. Румянцев, *Астрон. журн.* **78**, 550 (2001).
31. Б. В. Сомов, С. И. Сыроватский, *Нейтральные токовые слои в плазме* (Наука, Москва, 1974).