

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ГЛАВНАЯ АСТРОНОМИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ

На правах рукописи

Лившиц Илья Моисеевич

**КРУПНОМАСШТАБНЫЕ МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ
И АКТИВНОСТЬ ЗВЕЗД
ПОЗДНИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ**

Специальность 01.03.02 —
астрофизика, радиоастрономия

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург — 2002

Содержание

Введение	3
Глава I. Магнитные поля активных звезд поздних спектральных классов	32
I.1. Вращательная модуляция общего магнитного поля Солнца	32
I.2. Обзор первых результатов измерений глобальных магнитных полей активных поздних звезд	38
I.3. Дипольная аппроксимация наблюдаемых глобальных полей поздних звезд	43
I.4. Выводы главы I	47
Глава II. Длительные рентгеновские вспышки на активных поздних звездах	48
II.1. Введение к главе II	48
II.2. Рентгеновские наблюдения длительных звездных вспышек	53
II.3. Результаты численного моделирования эволюции гигантских корональных петель при вспышках на поздних субгигантах ...	56
II.4. Оценка энергии крупномасштабного магнитного поля	69
II.5. Заключение главы II	74
Глава III. Свидетельства большой потери массы в системах типа RS CVn	77
III.1. Введение к главе III	77
III.2. Численное моделирование взаимодействия звездных ветров в двойной системе	81
III.3. Особенность в распределении меры эмиссии и ее возможная интерпретация	89
III.4. Выводы главы III	93
Заключение	95
Список литературы	97
Приложение	104

Введение

Как известно, большинство основных явлений солнечной активности связывают с эволюцией локальных магнитных полей. Она приводит к формированию солнечных пятен и активных областей в целом – образований размером несколько угловых минут (порядка десятых долей радиуса Солнца). Активные области захватывают все слои: фотосферу, хромосферу, переходную область и корону. На нижнем уровне располагаются пятна и фотосферные факелы, на среднем – флоккулы (хромосферные факелы) и уже в короне – совокупность плотных корональных петель, составляющих корональную конденсацию. Время жизни отдельных активных областей заключено в широких пределах – от нескольких дней до года. Их число меняется в ходе 11-летнего цикла.

В последние десятилетия, однако, стало выясняться, что некоторые долгоживущие (квазистационарные) процессы на Солнце, связанные с циклом активности, захватывают большую часть или даже всю его поверхность (де Ягер 1962). Это относится к системам волокон (протуберанцев) и громадных стримеров над ними, к корональным дырам и полярным факелам. Форма солнечной короны изменяется в ходе цикла, отражая эволюцию полей самого большого масштаба.

Масштаб некоторых нестационарных явлений, таких как длительные вспышки и гигантские корональные выбросы массы (Coronal Mass Ejection – СМЕ), превосходит размер активных областей. Начавшись в некоторой активной области, нестационарный процесс быстро распространяется вдоль линии, на которой радиальная составляющая крупномасштабного поля обращается в ноль. Иногда над этой нейтральной линией крупномасштабного магнитного поля развиваются системы гигантских арок, уходящих на громадные расстояния от поверхности Солнца.

Развитие как квазистационарных, так и нестационарных явлений создает впечатление, что циклом солнечной активности в целом управляют магнитные поля большого масштаба, а эволюция локальных полей, собственно и являющаяся причиной активных процессов, определяется крупномасштабным полем.

При наблюдениях с высоким пространственным разрешением крупномасштабные поля на Солнце не видны. Они достаточно хорошо выделяются на Стэнфордских синоптических картах, разрешение которых составляет 3×3 угловые минуты. На магнитных картах можно условно выделить локальные (размером несколько угловых минут) и крупномасштабные

(размером $\sim 0.3 - 1R_{\odot}$) магнитные поля. Самый крупный масштаб связан с дипольной составляющей магнитного поля, иногда называемой глобальным полем. Следуя терминологии (Словарь 1980), будем называть:

- глобальным полем – осредненное поле дипольного типа, наблюдающееся на полюсах в минимум активности.
- крупномасштабным полем – большие участки слабых магнитных полей одной и той же полярности. Крупномасштабное поле включает в себя две высокоширотные области, занятые противоположно направленными полями, и набор униполярных структур на средних и низких широтах, размером от нескольких до десяти-двадцати угловых минут. Униполярные магнитные области, иногда формирующиеся как остатки больших активных областей, существуют от полугода до 1 – 2 лет.

Замагниченный солнечный ветер вытягивает силовые линии крупномасштабного поля из внешней короны в межпланетное пространство. Глобальный диполь Солнца проявляется в гелиосфере в виде двух противоположно направленных магнитных потоков в северной и южной частях гелиосферы. На поверхности, разделяющей эти магнитные потоки, течет ток. Граница раздела магнитных потоков называется гелиосферным токовым слоем. Заметим, что силовые линии оказываются закрученными в паркеровскую спираль. Ток течет по направлению к Солнцу, причем направление тока всюду перпендикулярно силовым линиям магнитного поля.

В минимум активности этот слой является почти плоским. Вблизи его основания около Солнца располагается пояс корональных стримеров. При заметном уровне активности нейтральная линия на фотосферном уровне сложна и занимает значительный интервал широт, что приводит к развитию гофрированного токового слоя. Изменение знака полярных полей – переполюсовка – происходит близ максимума цикла, так что возврат к той же самой магнитной конфигурации глобального поля происходит только через 22 года.

Параллельная солнечной поверхности компонента магнитного поля в короне препятствует формированию солнечного ветра. Поэтому пояс стримеров является источником низкоскоростного солнечного ветра. Плотность плазмы в этом ветре выше, чем в высокоскоростных потоках из корональных дыр. Это связано с большими плотностями в стримерах по отношению к дырам и геометрией истечения в сходящихся (в стримерах) и сильно расширяющихся (в дырах) структурах короны.

В минимум активности глобальное поле проявляется, прежде всего, вблизи полюсов Солнца в виде сложной формы фоновых полей, имеющих противоположные знаки на полюсах. Близ максимума активности происходит (их) переполусовка.

При очень низкой активности магнитное поле в короне с определенной степенью точности представляет собой глобальный диполь, ось которого практически совпадает с осью вращения Солнца. Здесь имеются в виду корональные слои, в которых скорости солнечного ветра еще малы, т.е. ниже "поверхности источника" солнечного ветра. На этой фазе цикла возмущения диполя со стороны локальных полей слабы. Такая магнитная конфигурация остается устойчивой в течение нескольких лет.

В области низких широт дипольная конфигурация глобального поля способствует развитию некоторого количества высоких корональных петель, каждая из которых соединяет области противоположно направленных магнитных полей по обе стороны от экватора. Это приводит к формированию известной крупномасштабной структуры короны в минимуме, включающей в себя пояс стримеров на всех долготах вблизи экватора и две системы полярных щеточек близ полюсов. В результате выноса глобальных магнитных полей солнечным ветром наружу в межпланетном пространстве возникает гелиосферный токовый слой, разделяющий противоположно направленные магнитные потоки. При низкой активности этот нейтральный токовый слой является плоским.

С ростом активности влияние активных областей возрастает, и линия раздела полярностей крупномасштабных магнитных полей вблизи экватора становится волнистой. Токовый слой становится гофрированным. В этот период возрастает роль квадрупольной составляющей крупномасштабных магнитных полей.

Непосредственно перед максимумом активности и в самом начале фазы спада вклад дипольной составляющей снова оказывается значительным. Однако, в эти сравнительно короткие промежутки времени длиной в несколько солнечных оборотов диполь становится горизонтальным, т.е. магнитная ось оказывается перпендикулярной оси вращения Солнца. В отличие от эпох низкой активности (с вертикальным диполем) конфигурация с горизонтальным диполем является более сложной и менее устойчивой.

На фазе спада цикла иногда возникают периоды устойчивой конфигурации крупномасштабного поля с доминирующей ролью дипольной составляющей, когда угол между магнитной и осью вращения заключен в пределах $40^\circ - 60^\circ$, например, в течение всего 1984 г.

Известно также, что активные области появляются, как правило, вблизи нейтральной линии – линии раздела полярностей крупномасштабного поля. Более отчетливо эта тенденция проявляется на фазе спада циклов, когда комплексы активности формируются на нескольких фиксированных долгот. Ранее это явление называли активными долготами, и лишь позже выяснилась его связь с крупномасштабными полями. На Солнце этот эффект удается выделить только статистическими методами.

Необходимо подчеркнуть, что, начиная с 80-х годов, Макаров и его коллеги разработали методику (Макаров, Фатьянов 1982, Макаров 1984) определения по синоптическим H_α картам положения нейтральной линии магнитного поля. Хотя эти данные опираются только на знак магнитного поля, они дают надежную статистическую информацию о длительных вариациях глобального поля Солнца. На основе магнитных H_α карт (Makarov, Sivaraman 1983) был проведен детальный анализ проблемы смены знака магнитного поля Солнца, открыты трехкратные переполюсовки (Makarov, Sivaraman 1989). Полярная активность Солнца может быть представлена числом полярных факелов, причем выявлена корреляция между этими числами и напряженностью полярного магнитного поля (Makarov, Makarova 1998).

Работа группы В.И.Макарова позволила тем самым восстановить крупномасштабное магнитное поле за истекшие более чем 100 лет. Анализ циклической вариации крупномасштабных магнитных полей и, в частности, их поведение в период переполюсовки показали, что крупномасштабные поля опережают в своей эволюции локальные на 5.5 лет. Это может означать (Makarov et al. 2001, Makarov, Tlatov 1999), что локальные поля формируются на основе крупномасштабных, а не наоборот, как это предполагалось в известных представлениях Бэбкока и Лейтона. Этот вывод (Makarov et al. 2001, Makarov, Tlatov 1999) о первичности глобальных полей по отношению к локальным стимулировал проведение исследований по теме этой диссертации.

Разумеется, за последние несколько циклов солнечной активности можно использовать прямые наблюдения распределения магнитных полей на Солнце. Количественный анализ проблемы связи крупномасштабных магнитных полей и структуры белой короны начат в работах (Шаттен 1976) и (Obridko, Shelting 1999).

Эти исследования основаны на вычислениях корональных магнитных полей по фотосферным наблюдениям в рамках потенциального приближения.

В космической электродинамике в первом уравнении Максвелла прене-

брегается высокочастотными токами смещения, и плотность тока дается как

$$\mathbf{j} = (4\pi/c) \operatorname{rot} \mathbf{H}. \quad (1)$$

Если в некоторой области, например, над фотосферой токи отсутствуют, то выражение (1) совместно с вторым уравнением Максвелла $\operatorname{div} \mathbf{H} = 0$ дает

$$\Delta \mathbf{H} = 0. \quad (2)$$

Это означает, что в этом случае магнитное поле потенциально, и магнитное поле можно записать в виде

$$\mathbf{H} = \nabla \Psi,$$

где Ψ – скалярный магнитный потенциал, который удовлетворяет уравнению Лапласа

$$\Delta \Psi = 0. \quad (3)$$

Следовательно, для определения магнитного поля можно использовать стандартные методы теории потенциала, в частности, получить общее решение уравнения (3) методом разделения переменных. Наблюдаемые в фотосфере значения магнитного поля вдоль луча зрения могут использоваться в качестве граничного условия для уравнения (3).

Этот подход плодотворно применяется для расчета потенциальных магнитных полей над фотосферным уровнем активной области (краткую историю развития этих работ можно найти в книге (Молоденский, Филиппов 1992) на стр. 47) и для определения структуры поля в короне Солнца (Ноексема 1991). Использование потенциального приближения оказалось весьма плодотворным для решения целого ряда задач как для активных областей, так и для короны в целом. Однако вопрос о его применимости часто вызывает дискуссии, особенно применительно к активным областям и низким слоям короны. Многочисленные примеры, относящиеся к появлению вихревой структуры суперполутени пятен и некоторых активных протуберанцев (на лимбе и на диске), обсуждаются в книге (Молоденский, Филиппов 1992). Приведем также небольшую цитату из ее второй главы, посвященной обсуждению использования потенциального приближения для магнитного поля активной области:

”Достаточных оснований считать магнитные поля в хромосфере и короне потенциальными не существует. Поля могут отличаться от потенци-

альных за счет продольного тока довольно существенно, и при этом выполняются как условия равновесия, так и условия МГД-устойчивости. Более того, некоторые наблюдаемые структуры следует интерпретировать как результат действия продольного тока.

Однако если в активной области нет плотных волокон и отсутствуют быстрые движения, а также спиральность суперполутени пятен, тогда для не слишком больших высот над хромосферой поля можно считать близкими к потенциальным”.

Применительно к анализу наблюдений всей короны с низким разрешением при использовании потенциального приближения необходимо исключать высоты ниже $0.1 R_{\odot}$ над лимбом, особенно близко к активным областям. Трудности могут возникать также близ поверхностей раздела противоположно направленных магнитных потоков – токовых слоев.

Пакет программ, разработанный Харшиладзе (Харшиладзе, Иванов 1994), и его последующие модификации позволяют рассчитывать разложение глобального магнитного поля Солнца на сферические гармоники. Для этого на основе измерений продольного магнитного поля на уровне фотосферы восстанавливается поведение магнитного поля в слое от фотосферы до т.н. ”поверхности источника”. Затем по выражениям (4) вычисляются все три компоненты вектора поля:

$$H_r = \sum P_l^m(\cos \theta)(g_l^m \cos m\varphi + h_l^m \sin m\varphi) \times \\ \times \left((l+1)(R_{\odot}/R)^{l+2} - l(R/R_s)^{l-1}c_l \right), \quad (4)$$

$$H_{\theta} = -\sum \frac{\partial P_l^m(\cos \theta)}{\partial \theta} (g_l^m \cos m\varphi + h_l^m \sin m\varphi) \times \\ \times \left((R_{\odot}/R)^{l+2} + (R/R_s)^{l-1}c_l \right), \quad (5)$$

$$H_{\varphi} = -\sum \frac{m}{\sin \theta} P_l^m(\cos \theta)(h_l^m \cos m\varphi - g_l^m \sin m\varphi) \times \\ \times \left((R_{\odot}/R)^{l+2} + (R/R_s)^{l-1}c_l \right). \quad (6)$$

Здесь $0 \leq m \leq l \leq N$ (обычно $N = 9$), $c_l = -(R_{\odot}/R_s)^{l+2}$, P_l^m – присоединенные полиномы Лежандра, а g_l^m и h_l^m – коэффициенты гармонического разложения. Здесь принято, что поверхность источника располагается на расстоянии $R_s = 2.5 R_{\odot}$, и на ней поле является строго радиальным.

Для примера на рис. 1 приведены результаты расчетов В.Н.Обридко хода силовых линий, выходящих из фотосферы и достигающих поверхности источника для 11 июля 1991 г. Здесь же приводится снимок белой

Рисунок 1.

(а) Поведение открытых силовых линий магнитного поля по расчетам В.Н.Обридко для конфигурации в день полного солнечного затмения 11 июля 1991 г. Показанные линии начинаются на сфере – ”поверхности источника” – радиусом $2.5 R_{\odot}$ и заканчивающиеся на фотосфере.

(б) Изображение солнечной короны в ходе этого затмения в белом свете, полученное С.Кучми с радиальным фильтром, совмещенное с изображением в мягком рентгеновском диапазоне в линии Fe XVI (Л.Голуб).

короны, вместе с источниками мягкого рентгеновского излучения на диске и близ лимба. Сравнение рис. 1а и 1б показывает, что эти расчеты позволяют отождествлять стримеры и корональные дыры с замкнутыми и открытыми корональными конфигурациями. Заметим, что на этом рисунке показана редкая ситуация, условно называемая ниже "горизонтальным" диполем. Здесь стримеры располагаются в высоких широтах, в отличие от большинства периодов в цикле активности, когда пояс стримеров (магнитный экватор) располагается близ плоскости экватора и магнитные и географические полюса совпадают ("вертикальный" диполь).

Использование такой методики проводить изучение полей, вращения отдельных образований в короне. Используя значения гармонических коэффициентов, выведенные из синоптических H_α карт, Обридко и Шельтинг (Obridko, Shelting 1999) объяснили поведение полярного поля и изменение числа полярных факелов в течение нескольких солнечных циклов с 1915 г. по настоящее время. Кроме того, им удалось найти объяснение расходимости полярных щеточек, что свидетельствовало о реальном влиянии крупномасштабного поля на структуру солнечной короны. Следует отметить, что аналогичные вычисления позволяют определить относительный вклад дипольного и квадрупольного полей в конфигурацию поля всей короны в течение цикла и, соответственно, проследить их влияние на структуру короны.

Аналогичные вычисления корональных магнитных полей позволили получить ряд важных результатов, относящихся к вращению Солнца. Для XX–XXII циклов активности было показано (Ананьев, Обридко 1999), что "для фотосферных магнитных полей в данный момент времени характерно наличие нескольких выделенных дискретных твердотельных (одинаковых в довольно широком диапазоне широт) периодов вращения; скорость вращения же солнечных пятен резко дифференцирована по широте. Дифференциальная кривая вращения крупномасштабных фотосферных магнитных полей появляется только как усреднение на большом временном интервале". По данным 1915–1990 гг. Обридко и Шельтинг (Обридко, Шельтинг 2000) показали, что корональные образования, ответственные за появление двух- и четырехсекторной структуры ММП, являются независимыми и ведут себя по-разному в ходе цикла. Вклад тех видов, которые приводят к двухсекторной структуре, растет к высоким широтам, а других – формирующих четырехсекторную структуру – уменьшается. Обе системы магнитных полей вращаются квазитвердотельно. Обнаружено также, что повышение уровня активности сопровождается уменьшением скорости враще-

ния этих структур, и наоборот.

Существует несколько указаний на то, что крупномасштабное магнитное поле оказывает влияние на развитие нестационарных процессов на Солнце. Результаты последних наблюдений в коротковолновой и рентгеновской областях спектра показывают, что яркие цепочки развиваются вдоль линий пересечения с фотосферой поверхностей с током, связанных с крупномасштабным полем; иногда они пересекают весь диск (Chertok 2001). Некоторые части нейтральной линии характеризуются развитием многочисленных мелкомасштабных нестационарных явлений, частыми выбросами волокон. Еще в 1958 г. А.Б.Северным (Северный 1988) было установлено, что вспышечные ленты возникают вблизи нейтральной линии и затем становятся параллельны ей, что в современной терминологии соответствует формированию системы рентгеновских петель над этой линией в ходе постепенной (соответствующий англоязычный термин – gradual) фазы вспышек. Как уже упоминалось выше, формирующиеся гигантские корональные петли и СМЕ типа гало иногда достигают масштабов, сравнимых или превышающих солнечный радиус. Формирование низко- и высокоскоростных потоков солнечного ветра определяется также крупномасштабным магнитным полем.

Необходимо, однако, отметить, что на Солнце существуют большие проблемы с выделением крупномасштабных магнитных полей и с исследованием их влияния на квазистационарные и нестационарные процессы. Это связано как с ограниченной точностью магнитографических наблюдений, высоким уровнем развития локальных полей и их определяющим влиянием на солнечную активность. Возникла идея попытаться продвинуться в решении ряда проблем, рассматривая процессы на звездах, близких по своим характеристикам к Солнцу.

В последние 20–30 лет возникло новое направление астрофизики, которое можно назвать ”солнечной активностью в мире звезд” (Р.Е.Гершберг), или солнечно-звездной физикой. Одни из активных исследователей в этой области, Хэйш и Шмитт наиболее четко подчеркнули актуальность этого направления. Процитируем здесь конец введения к их статье (Haisch, Schmitt 1996) :

”Солнечно–звездная астрофизика стала настоящей улицей с двусторонним движением: не только концепции, первоначально развитые для интерпретации солнечных наблюдений, используются для анализа наблюдений звезд, но и, наоборот, накопленные в звездной астрофизике знания углубляют наше понимание Солнца. Гелиофизики ограничены тем фактом, что

солнечные параметры не могут быть экспериментально изменены. Солнце нельзя ускорить или замедлить, нельзя сделать более или менее массивным, более или менее молодым – гелиофизики могут только просто смотреть, что происходит на одной звезде с одним и тем же множеством зафиксированных звездных параметров. Строго говоря, они не могут даже определить, является ли то, что они видят на Солнце, типичным для звезд в целом. Однако, при изучении звезд мы фактически располагаем следующими возможностями. Мы можем:

- определить широкий диапазон состояний внешних атмосфер, возможных для той же самой, расположенной ниже фотосферы звезды; в частности, мы можем изучать аналоги Солнца, подходящим образом ускоренные или замедленные;
- рассмотреть изменения этих состояний для звезд разного возраста; и, следовательно, изучать аналоги Солнца в приемлемом возрастном диапазоне;
- исследовать зависимость этих условий во внешней атмосфере от таких самых основных звездных параметров, как звездная масса.

Таким образом, основные результаты звездной астрофизики не только дополняют более детальные исследования физики Солнца, они дополняют изучение Солнца, обеспечивая понимание основополагающих проблем, почему анализируемые явления вообще появляются, как они возникают, и в какой период жизни звезды они будут развиваться. Обзоры по этим темам содержатся в следующих работах: о звездных коронах – (Rosner et al. 1985, Haisch 1986, Pallavicini 1989, Mewe 1991); о связи между солнечными и звездными вспышками – (Haisch et al. 1991, Haisch, Rodono 1989); о ветрах и потери массы звезд поздних классов – (Lafon, Berruyer 1991, Dupree 1986); про циклы звездной активности – (Baliunas, Vaughan 1985); и, наконец, про звездные магнитные поля и активность – (Hartmann, Noyes 1987, Landstreet 1992).”

В прошедшее (после опубликования этой цитаты) пятилетие появились данные нескольких спутников – ВеppoSAX, Chandra, XMM-Newton, существенно расширившие возможности солнечно–звездной физики. Активные процессы, аналогичные солнечным, наблюдаются сейчас в различных диапазонах на многих звездах поздних спектральных классов. На звездах были обнаружены и детально изучены многочисленные явления, которые аналогичны развивающимся на Солнце. Тем не менее, в ряде случаев обнару-

жены значительные отличия явлений, развивающихся на Солнце и других поздних звездах.

Будем называть далее активной поздней звездой такую, на которой зарегистрирован хотя бы один из процессов, аналогичных развивающимся в ходе солнечного цикла (пятна, вспышки и т.п.). Примерно половина из этих обнаруженных активных поздних звезд расположены в солнечной окрестности – сфере с радиусом около 25 парсек. Остальные являются более молодыми объектами, входящими в рассеянные скопления звезд нашей Галактики. Большинство активных поздних звезд располагаются на главной последовательности или вблизи нее, т.е. являются карликами с массой порядка солнечной и меньшей ее. Активных одиночных звезд повышенной светимости обнаружено очень мало. С другой стороны, высокая поверхностная активность обнаружена на поздних звездах повышенной светимости (субгигантах и гигантах), которые являются компонентами двойных систем типа RS Гончих Псов (RS CVn). Наблюдается около 200 таких систем, состоящих чаще всего из двух поздних звезд, причем уровень активности более поздней компоненты как правило значительно превосходит активность одиночных звезд. Двойные системы типа RS CVn являются разделенными, т.е. ни одна из звезд не заполняет свою полость Роша. Некоторые из этих систем являются затменными, что позволяет проводить более детальное изучение источников излучения, включая их структуру.

Как и на Солнце, активные процессы развиваются во внешних слоях атмосферы поздней звезды – хромосфере, переходной области и короне, часто называемых внешней атмосферой, – и в некоторых случаях изменяют характеристики звездного ветра. О существовании этих процессов на данной звезде свидетельствуют такие проявления, как изменение яркости звезды в оптическом диапазоне, переменность звезды в линиях H и K Ca II, большая яркость корон в мягком рентгеновском диапазоне. По аналогии с солнечной активностью, эти факты интерпретируются как наличие больших темных пятен в фотосферах звезд, флоккулов в хромосферах (ярких образований в частотах ультрафиолетового линий H и K ионизованного Ca, а также h и k ионизованного Mg), а также ярких корональных конденсаций. На многих объектах наблюдаются вспышки: в основном, импульсные – на красных карликовых звездах, и длительные – на поздних субгигантах.

Как известно, активность появляется на вращающихся звездах, обладающих подфотосферными конвективными зонами. Это считается аргументом в пользу динамо-механизма, приводящего к усилению магнитных полей и развитию активности. Кроме того, высокая и нерегулярная активность

характерна для звезд сравнительно небольшого возраста, в то время, как циклические изменения с не очень большой амплитудой наблюдаются на звездах, уже достигших главной последовательности. В одиночных звездах момент осевого вращения уменьшается за времена, меньшие характерных времен эволюции звезды малой массы, вследствие торможения звезды замедленным звездным ветром. Имеются основания полагать, что двойные типа RS CVn в своей эволюции уже сошли с главной последовательности. Однако их высокий уровень активности долго сохраняется из-за того, что в сравнительно тесных двойных системах поддерживается быстрое осевое вращение компонент. Это вызвано синхронизацией орбитального движения звезд и их собственного осевого вращения за счет передачи момента орбитального вращения моменту осевого вращения.

Далее в работе мы будем рассматривать звезды с возрастом, близким к солнечному или несколько превосходящим его. Иначе говоря, в нашей работе рассматриваются звезды главной последовательности и компоненты двойных систем типа RS CVn. Существует целый ряд интересных проблем, связанных с активностью молодых звезд типа Т Тельца (Т Tau). Часть развивающихся на молодых звездах процессов аналогична солнечным, другая же имеет иную физическую природу (например, аккреционные диски, пылевая компонента вблизи звезд, наблюдаемая в инфракрасном диапазоне). Анализу зависимости активных процессов от возраста звезд посвящено много оригинальных исследований и обзоров, и в диссертации лишь для сравнения проводится моделирование явлений на относительно молодой звезде AB Dor. С другой стороны, в работе не будем касаться систем типа Алголя, где наблюдаемые особенности определяются явными эффектами перетекания вещества в двойных системах.

Была высказана гипотеза о том, что крупномасштабные магнитные поля на некоторых звездах по сравнению с Солнцем могут играть существенно бóльшую роль в активных процессах. Прежде всего, это должно относиться к субгигантам, размеры которых превышают солнечные и где активные процессы развиты очень сильно. К такому заключению автора в самом начале этой работы в целом привело небольшое рассмотрение (И.Лившиц 1999), продемонстрировавшее, что общие свойства активности на звездах главной последовательности и субгигантах, по-видимому, сильно различаются. Как известно, по данным обсерватории EINSTEIN Паллавичини (Pallavicini 1989) впервые было показано, что рентгеновская светимость L_X зависит от скорости собственного вращения v_{rot} . Эта зависимость для звезд, располагающихся в нижней части главной после-

довательности (включая поздние компоненты двойных типа RS CVn) в (Pallavicini 1989) была получена в виде

$$L_X \sim v_{rot}^2 \sim \frac{1}{P^2}, \quad (1)$$

где P – период осевого вращения.

В работе (И.Лившиц 1999) была изучена зависимость характеристик рентгеновского излучения субгигантов, входящих в системы RS CVn, от периода их осевого вращения. Для этого из каталога систем звезд с хромосферной активностью (Strassmeier et al. 1988) были выбраны системы типа RS CVn, содержащие звезды повышенной светимости, т.е. субгиганты (класс светимости IV) и несколько случаев с классами светимости IV–III. Рентгеновские светимости, измеренные на ROSAT, и фотометрические периоды $P = 2\pi R_*/v_{rot}$ были взяты по (Dempsey et al. 1993). Выбранные характеристики сравнивались с приведенными в каталоге (Strassmeier et al. 1988). Затем были вычислены потоки мягкого рентгеновского излучения в коронах тех 30 субгигантов, радиусы которых были известны (см. таблицу 1 в Приложении). Результат представлен на рис. 2. Линейная аппроксимация приводит к соотношению

$$F_X = L_X/4\pi R_*^2 = 7.36 \cdot 10^7 \cdot P^{-1.28} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1} \quad (2)$$

(показатель степени аппроксимации 1.284 ± 0.21).

Для сравнения была построена зависимость светимостей активных карликов спектрального класса K от периода осевого вращения (рис. 3). Список этих звезд дан в таблице 2 в Приложении. Поскольку радиусы этих звезд внутри одного спектрального класса не очень сильно отличаются, примерно такая же зависимость будет характерна и для потоков рентгеновского излучения. Видно, что поток рентгеновского излучения оказывается насыщенным для быстровращающихся K-карликов. Этот эффект был ранее исследован Vilhu (Vilhu 1984, Vilhu, Walter 1987). Однако из того же рисунка видно, что при больших периодах рентгеновские светимости резко уменьшаются (пропорционально $P^{-2.6}$).

Заметим, что аналогичное рассмотрение удастся провести и для G-карликов солнечной окрестности. Получающаяся зависимость рентгеновских потоков от периода вращения оказывается также более резкой по сравнению с субгигантами систем типа RS CVn, т.е. выражением (1).

Таким образом, отмечавшаяся ранее тенденция подтверждается по данным спутника ROSAT: зависимость рентгеновского излучения от скорости

Рисунок 2.

Зависимость потока светимости в рентгене $\lg F_x$ от периода осевого вращения $\lg P$ для субгигантов в составе систем типа RS Гончих Псов. Размерность F_x : $\text{эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ (И.Лившиц 1999)

Рисунок 3.

Зависимость рентгеновских светимостей звезд-карликов спектрального класса К от периода осевого вращения.

вращения оказалась более пологой для субгигантов систем типа RS CVn по сравнению с активными поздними карликами солнечной окрестности. Эта зависимость может рассматриваться как наиболее общая характеристика организации активности на звездах данного типа, она является весьма устойчивой, и ее изменение может свидетельствовать об изменениях причин и механизмов развития активных процессов на звезде. Поскольку обнаруженное изменение характера связи активности с осевым вращением относится к переходу к звездам больших масс и размеров, эти соображения послужили исходным импульсом для рассмотрения влияния именно крупномасштабных магнитных полей на процессы активности на субгигантах. Появившиеся наблюдательные данные о мощных длительных рентгеновских вспышках на этих звездах и особенности их спектров в крайнем ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах дали возможность проанализировать более прямые следствия такой возможности.

Итак, в последующих трех главах диссертации последовательно излагаются вопросы наблюдений крупномасштабных магнитных полей на поздних звездах, возможное влияние этих полей на нестационарные процессы и на потерю массы звездами повышенной светимости.

Актуальность работы

За последние 20–30 лет в результате проведения наблюдений в рентгеновском, ультрафиолетовом и оптическом диапазонах звезд, близких по спектру к Солнцу, сформировалось новое направление астрофизики. Оно нацелено в основном на исследование на звездах явлений активности типа развивающихся на Солнце. Весь накопленный опыт исследований Солнца используется при этом для анализа все возрастающего количества информации об активных звездах поздних спектральных классов. С другой стороны, специалисты, занимающиеся физикой Солнца, изучают все многообразие солнечных явлений на единственном объекте с фиксированной массой, радиусом, светимостью и возрастом. Исследование аналогичных явлений на звездах позволяет лучше понять причины возникновения активности и то, в какой период жизни звезды она возникает. Общность тех или иных механизмов, предлагаемых для объяснения солнечных явлений, проверяется сегодня методами солнечно-звездной физики. Разумеется, результаты изучения солнечного ветра, корональных выбросов массы и мощных нестационарных процессов на Солнце на основе анализа данных о других звездах оказываются полезны для исследования проблем космической по-

годы – предсказания условий в околоземном космическом пространстве.

Предлагаемая работа посвящена одному из аспектов этого нового актуального направления. На протяжении нескольких веков изучения солнечной активности ее традиционно связывали с солнечными пятнами, точнее говоря, с эволюцией локальных магнитных полей. В последние годы, благодаря исследованиям, проводимым в Главной (Пулковской) астрономической обсерватории, в ИЗМИРАНе и в Стэнфордском университете, начала выясняться первичность крупномасштабных, а не локальных магнитных полей в формировании процессов циклической активности (Makarov et al. 2001). Глобальное магнитное поле в своей динамике опережает локальные поля на 5–6 лет. Кроме того, существует несколько прямых и косвенных указаний на то, что явления в различных активных областях, в далеко разнесенных частях солнечной поверхности оказываются не независимыми, а связанными между собой, например, единой токовой системой. При этом чрезвычайно актуальным оказалось выяснить, не выражено ли на каких-либо звездах влияние крупномасштабных магнитных полей на активность более отчетливо, чем на Солнце.

Будем называть далее активной поздней звездой такую, на которой зарегистрирован хотя бы один из процессов, аналогичных развивающимся в ходе солнечного цикла (пятна, вспышки и т.п.). Активность присуща звездам спектрального класса позже F5, обладающим подфотосферной конвективной зоной, и уровень активности сильно зависит от скорости вращения. Это считается аргументом в пользу механизма динамо, приводящего к усилению магнитных полей и развитию активности. Высокая и нерегулярная активность характерна для звезд сравнительно небольшого возраста, в то время, как циклические изменения с не очень большой амплитудой наблюдаются на звездах, уже достигших главной последовательности.

Большинство таких звезд являются карликами, расположенными в солнечной окрестности. Активных одиночных звезд повышенной светимости обнаружено очень мало. С другой стороны, высокая поверхностная активность обнаружена на поздних звездах повышенной светимости (субгигантах и гигантах), которые являются компонентами двойных систем типа RS Гончих Псов (RS CVn). Наблюдается около 200 таких систем, состоящих чаще всего из двух поздних звезд, причем уровень активности более поздней компоненты как правило значительно превосходит активность одиночных звезд. Двойные типа RS CVn в своей эволюции уже сошли с главной последовательности, и высокий уровень их активности сохраняется длительное время из-за эффекта синхронизации орбитального и осе-

вого вращений. Объектами исследования диссертации являются поздние звезды главной последовательности, возраст которых сравним с солнечным, и субгиганты, входящие в двойные системы типа RS CVn.

Если размер МГД-конфигурации составляет от 0.3 до 1 радиуса Солнца или рассматриваемой звезды, то такие поля будем относить к крупномасштабным. Среди них термин "глобальное" используем для самого большого масштаба – осредненного поля дипольного типа. Возможности современных солнечных наблюдений позволяют непосредственно проследить сложное динамическое поведение крупномасштабных структур. Стало ясно, что некоторые долгоживущие, квазистационарные процессы на Солнце, связанные с циклом активности, захватывают большую часть или даже всю его поверхность. Это относится к системам волокон (протуберанцев) и громадных стримеров над ними, к корональным дырам и полярным факелам. Форма солнечной короны изменяется в ходе цикла, отражая эволюцию полей самого большого масштаба. Структура межпланетного магнитного поля и формирование высокоскоростных потоков солнечного ветра из дыр и низкоскоростного истечения из стримеров определяются крупномасштабными полями.

Наглядно проявляются огромные масштабы как арочных систем, развивающихся при длительных вспышках, так и корональных выбросов массы (СМЕ). Начавшись в некоторой активной области, нестационарный процесс быстро распространяется на огромные расстояния по направлениям, определяемым структурой крупномасштабного магнитного поля.

Кроме некоторых проблем, связанных с выделением слабых крупномасштабных магнитных полей на Солнце и с исследованием их влияния на квазистационарные и нестационарные процессы, во многих случаях трудно решить, какие стороны этого влияния существенны для развития активности в целом, а какие относятся к особенностям, присущим данной активной области. Здесь было бы полезно проанализировать соответствующие процессы, развивающиеся на активных поздних звездах. Хотя общая идея неявно высказывалась ранее, данная работа является первой попыткой ее конкретной реализации. Разумеется, выполнение этого исследования в целом было бы невозможно без достигнутого в последнее время прогресса во внеатмосферных и наземных наблюдениях звезд поздних спектральных классов.

Целями работы являются:

– анализ первых результатов наблюдений глобальных магнитных полей поздних звезд, использующий опыт аналогичных солнечных исследований;

– выявление реальной роли локальных и крупномасштабных магнитных полей на основе анализа вспышек, развивающихся на Солнце и поздних звездах различных светимостей и характеризующихся полным энерговыделением $10^{27} - 10^{37}$ эрг;

– анализ результатов спектральных наблюдений в коротковолновом и рентгеновском диапазонах для выявления свидетельств истечения плазмы из крупномасштабных корональных структур на активных поздних звездах.

При выполнении работы применялись **методы** численного моделирования газодинамических процессов, развивающихся в длительных звездных вспышках и в области взаимодействия ветров в двойных системах типа RS CVn. При этом использован достаточно простой подход, который вполне адекватен появившимся первым наблюдательным результатам. Особенности статистических методов, использованных при анализе солнечных наблюдений, определяются необходимостью дальнейшего сопоставления с результатами наблюдений соответствующих процессов на звездах.

Основное содержание диссертации

Во **Введении** обосновывается актуальность работы, дан краткий обзор результатов изучения крупномасштабных магнитных полей на Солнце, сформулированы цели исследования и положения, выносимые на защиту. Здесь же изложены результаты предварительного исследования связи рентгеновских потоков поздних субгигантов в составе двойных систем типа RS CVn с периодом осевого вращения, существенного для постановки задачи в целом.

В **Главе I** проанализирован ряд наблюдений магнитного поля Солнца как звезды (общего магнитного поля Солнца – ОМПС). Эти наблюдения были начаты в Крымской астрофизической обсерватории в 1967 г. и проводились впоследствии на обсерваториях Маунт Вилсон, в Стэнфорде (США) и в Институте солнечно-земной физики СО РАН. Наше рассмотрение основывается на ряде ежедневных значений поля Солнца как звезды за период с 1975 по 1996 гг., полученных в Стэнфорде. При этом использованы некоторые полученные ранее результаты, в частности, значение периода колебаний ОМПС 27.00 ± 0.05 суток (Котов и др. 1999, Ханейчук 1999). Прежде всего, значения ОМПС были сопоставлены со значением поля, полученного в результате интегрирования Стэнфордских синоптических карт в разрешении $3' \times 3'$ минуты. Тем самым для современных наблюдений было подтверждено заключение о том, что ОМПС действительно совпадает со

средним значением напряженности поля в центральной части диска (в интервале $\pm 50^\circ$ по широте и долготе).

На примере XX и XXI циклов активности показано, что квазисинусоидальные изменения появляются, чаще всего, в виде отдельных цугов, длящихся 5–6 кэррингтоновских оборота (CR), в небольшой период времени на фазе роста активности в цикле, и затем после максимума и дольше всего существуют на фазе спада. В эти моменты дипольная составляющая магнитного поля наиболее отчетливо выражена. Было проведено детальное сравнение свойств 27-дневных колебаний на фазе спада циклической активности и в момент, близкий к переполюсовке знака глобального поля. Найден способ количественной оценки устойчивости колебаний, и показано, что на фазе спада, в 1984 г. квазисинусоидальные колебания стабильны. Эта ситуация условно названа "наклонным" диполем. С другой стороны, период в 1991 г., когда значения ОМПС были максимальны (более 1 Гс), характеризовался сильными флуктуациями амплитуды волн, длительности конкретных колебаний и их формы. Эта ситуация "горизонтального диполя" реализуется на Солнце в эпохи высокой активности. В эти же периоды времени отмечаются нарушения фазовой зависимости ОМПС, связанные с появлением в центральной части диска больших комплексов активности с преимущественной полярностью одного или нескольких пятен.

Во разделе 1.2 упоминаются результаты определения магнитных полей в звездных пятнах и проводится первый анализ информации о глобальных магнитных полях на активных поздних звездах. При этом анализируются результаты первых наблюдений продольной компоненты магнитного поля от поверхности всей звезды. Эти наблюдения получены С.И.Плачиндой, Т.Н.Тарасовой и их коллегами на 2.6-м телескопе им.Г.А.Шайна Крымской астрофизической обсерватории. На нескольких поздних звездах главной последовательности время от времени регистрировались поля с напряженностью 10–20 Гс при среднеквадратической ошибке 2–3 Гс. Эти значения более, чем на порядок превосходят среднемесячные значения сигнала от Солнца как звезды за весь 30-летний период наблюдений Солнца этим методом. С точки зрения рассмотрения, проведенного в первом параграфе для Солнца, наибольший интерес представляют данные о вращательной модуляции сигнала магнитного поля от звезд. В настоящее время достаточно полные данные имеются для двух звезд ξ Boo A и 61 Cyg A, первая из которых характеризуется высоким, а вторая – низким уровнем активности. Однако если у первой звезды ξ Boo A (G8 V) хромосферная активность нерегулярна, то на 61 Cyg A (K5 V) отчетливо наблюдается цикл с периодам

7.3 года. Как различие уровней активности этих звезд, так и степень выраженности циклов обусловлено различием скоростей их осевого вращения: период вращения ξ Boo A составляет 6.3 суток, тогда как период вращения 61 Cyg A – 35.4 суток.

Регулярное изменение глобального магнитного поля с фазой осевого вращения наблюдается в некоторые эпохи, например, у звезды ξ Boo A в 1998 (Тарасова и др. 2001). Большинство наблюдаемых значений поля B меняются с фазой φ регулярно, хотя некоторые точки располагаются вне этой зависимости. Для обеих звезд соответствующие зависимости $B(\varphi)$ оказались практически подобными: абсолютные значения максимальных полей противоположных знаков различны, и интервалы фаз регистрации поля одного и того же знака не совпадают. Наблюдения 61 Cyg A день за днем дают указания на то, что появляющиеся отклонения сигнала от фазовой кривой исчезают в течение 1–2 суток.

Для звезды 61 Cyg A аппроксимация наблюдаемой зависимости $B(\varphi)$ полем центрального диполя в предположении малых отклонений его оси от оси вращения дает угол наклона $i = 33^\circ$ и напряженность магнитного поля на полюсах звезды $H = 60$ Гс. Однако обе указанные особенности фазовых кривых описываются моделью нецентрального диполя. Проведенная оценка показывает, что при сдвиге диполя на $0.15 R_*$ от центра звезды в направлении к полюсу форма теоретической кривой оказывается близка к наблюдаемой. Заметим, что наблюдения 61 Cyg A соответствуют сдвигу в сторону южного полюса, а у ξ Boo A – в сторону северного.

Отметим также, что те же авторы зарегистрировали глобальное магнитное поле у субгиганта G8 β Aql с напряженностями от -14 Гс до $+12.8$ Гс при среднеквадратичной ошибке 3–4 Гс. Однако зависимость значений $B(\varphi)$ для этой звезды, вращающейся с периодом 52 дня, пока не выявлена.

Глава II посвящена анализу мощных нестационарных процессов на активных поздних звездах. До сих пор считалось, по аналогии с импульсными вспышками, что развитие этих явлений связано с эволюцией локальных магнитных полей на звездах, в частности, оценка полного выделения энергии при вспышке состояла в вычислении изменения магнитной энергии в объеме области, где развивается первичный вспышечный процесс. Однако, проведенные внеатмосферные наблюдения длительных звездных вспышек показали, что такой подход неверен. В разделе II.2 собраны наблюдательные данные о мощных длительных рентгеновских вспышках, наблюдавшихся на субгигантах в двойных системах типа RS CVn и других активных звездах поздних спектральных классов (например, AB Dor). Во время

этих нестационарных процессов обнаружено, что большое количество горячей плазмы с температурой свыше 100 млн К существует на протяжении многих часов. Впервые такие данные были получены на спутниках Ginga и ROSAT, основные наблюдения проводились на спутнике ВерроSAX, и в самое последнее время многочисленные длительные, но менее мощные явления регистрируются на спутнике CHANDRA.

В разделе II.3 проведено численное моделирование с целью выяснения основного процесса, приводящего к появлению мощного длительного рентгеновского излучения. При этом рассматривается только фаза спада вспышки – та газодинамическая стадия 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 – плазменное $\beta = 8\pi r/B^2$ – начинает превосходить 1.

Расчет эволюции массы газа внутри гигантской корональной петли проводился путем решения системы одномерных газодинамических уравнений, учитывающих гравитацию, изменяющуюся с высотой, теплопроводность и потери на излучение. Радиационные потери, определяемые излучением основных резонансных линий высокотемпературных ионов, рассматривались как функция температуры и плотности в данной точке и вводились в уравнение энергии в виде одного из диссипативных членов. Считалось, что нагрев плазмы происходит близ вершины петли и распределен по времени и в пространстве (по массовой лагранжевой координате). Для этого моделирования программа, разработанная ранее для длительных солнечных вспышек, была модифицирована, что позволило проводить расчеты в условиях различной силы тяжести и других характеристик звездных атмосфер. В частности, функция радиационных потерь была расширена по сравнению с солнечным случаем в область температур ≥ 20 МК согласно расчетам группы R.Mewe.

Моделирование проводилось для начальных плотностей в основании изо-термической петли от $2 \cdot 10^{10}$ до $5 \cdot 10^{11}$ см⁻³, принятых величин половины длины петли $l = (0.5 - 5) \cdot 10^{10}$ см и тепловых потоков, изменяющихся в широких пределах. Гравитационное ускорение могло принимать значения $10^2 - 4 \cdot 10^4$ см с⁻². В работе приведены результаты расчетов для трех поздних звезд: UX Ari (G5 V + K0 IV), HR 5110 = BH CVn (F2 IV + K2 IV) и для сравнения AB Dor – хорошо изученного молодого K1 карлика с возрастом всего 20–30 миллионов лет.

В результате проведенного моделирования выяснено, что после максимума длительной рентгеновской вспышки действительно происходит эволюция образовавшейся фиксированной массы плазмы в гигантских корональных петлях. Этот процесс существует до тех пор, пока значительная энергия поступает в верхнюю часть гигантской петли или системы петель, и при этом теплопроводность является основным фактором, переносящим энергию вдоль петли.

Во всех вариантах моделирования 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 самых больших вспышках на субгигантах практически не проявляется иногда наблюдаемое на Солнце резкое уменьшение размера петли после максимума нестационарных явлений (это так называемый shrinkage-эффект, см. (Forbes, Acton 1996)). Отсутствие этой особенности процесса связано с очень большой интенсивностью нагрева в условиях малой силы тяжести.

Поведение температуры и меры эмиссии в ходе рассматриваемых вспышек удастся хорошо описать, и это надежно определить параметры плазмы и размеры вспышечного источника. Для вспышки на звезде UX Ari, продолжавшейся около суток, через 5 часов после начала процесса размер петли возрастает в 3.5 раза, достигая $2 R_{\odot}$, плотность даже на очень больших высотах превосходит $7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Проведенное моделирование позволяет оценить площадь, занимаемую вспышками. Для двух мощных вспышек на UX Ari и AV Dog, сильно различающихся по длительности, площади рентгеновского источника оказались очень большими $S = (7 - 8) \cdot 10^{21} \text{ см}^2$. Отсюда легко получить, что протяженность светящегося вещества вдоль нейтральной линии магнитного поля превосходит значение R_{\odot} , а учитывая "скважность", протяженность системы петель должна быть заметно больше. В зависимости от предположения о поперечном сечении петли, их общее количество во вспышечной системе оценивается от нескольких десятков до сотен.

Следует отметить, что представления о длительной рентгеновской вспышке как эволюции квазистационарных петель, хорошо согласуются с теорией таких образований, развитой в работе (van den Oord, Zuccarello 1996). С другой стороны существует много работ группы F.Reale, основанных на использовании одномерного Палермо-Гарвардского кода моделирования газодинамических процессов (например, (Betta et al. 1997) и цитируемая там литература). Этот подход был разработан первоначально для импульс-

ных событий и затем автоматически применен к длительным явлениям. Существенным, но излишним элементом в нем является учет испарения вещества из хромосферы в корональную часть петли, что важно для импульсных событий, но не позволяет получить разумных результатов для длительных событий.

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 разделе II.4 предлагается новый подход к оценке энергетики таких явлений. Если стационарная МГД-конфигурация возмущается, например, в результате движений плазмы в нижележащих слоях, то развивается система токов, энергия которых может реализоваться при вспышках. Для самых крупномасштабных МГД-конфигураций оценивается энергия магнитного поля, связанная с такими токами. При этом рассмотрены два случая: искажение дипольного поля всей звезды и искажение поля плоского магнитного диполя, расположенного на некоторой глубине под фотосферой. Строгое решение для первого, трехмерного случая получено при использовании стационарного решения задачи о вытягивании наружу дипольного поля, заданного на сфере. Энергия искаженного поля диполя вне сферы оказалась равной

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

где m – магнитный момент диполя, Re_m – магнитное число Рейнольдса. Второе равенство для больших значений Re_m вне сферы радиуса R означает, что искажение поля вследствие истечения увеличивает магнитную энергию вне сферы вдвое по сравнению с этой первоначальной энергией диполя. Отметим, что для гелиосферы с токовым слоем аналогичная оценка иным методом была получена И.С.Веселовским (Veselovsky 1999) Для двумерного диполя удастся провести аналогичное рассмотрение.

Предполагая, что энергия крупномасштабного магнитного поля, связанная с токами, может реализовываться при вспышках и выражая магнитный момент диполя через поле на полюсе, получаем $E = (1/3) B_{pole}^2 R^3$, или для случая плоского диполя $E = (9/8) B_y^2 \zeta^3$, где B_y – поле в вершине петли, ζ – протяженность системы петель вдоль нейтральной линии.

Для гигантских арочных систем комплексов активности на Солнце можно принять $\zeta = 10^{10}$ см (что равно $1/7 R_\odot$) и $B_y = 10$ Гс в вершине петель. Тогда приведенное выражение соответствует энергии $E \leq 10^{32}$ эрг,

что согласуется с наблюдениями длительных солнечных вспышек. На некоторых активных поздних звездах значения поля в комплексах активности могут на порядок превосходить величины, характерные для солнечной короны, и оцениваемая величина ζ достигает 10^{11} см. Это естественно объясняет полную энергию длительных рентгеновских вспышек на субгигантах, которая может на 5 порядков превышать энергетику аналогичных солнечных явлений.

В **Главе III** рассматривается вопрос о возможном влиянии крупномасштабных магнитных полей на темп истечения плазмы из корон активных поздних звезд, в основном, субгигантов в составе двойных систем типа RS CVn. Многочисленные радио- и внеатмосферные наблюдения двойных систем типа RS CVn, проведенные в последние годы, дали определенные указания на существование вокруг этих систем значительных количеств горячей плазмы. Некоторые из этих наблюдений позволяют составить представление о локализации и размерах источников соответствующего излучения.

Прежде всего, наблюдения изменений рентгеновских потоков во время затмений некоторых затменных систем RS CVn показывают, что часть этого излучения возникает в пространстве между звездами (Siarkowski 1996). Интерферометрические радионаблюдения с большой базой позволили выделить не только системы гигантских петель, связанных с комплексами активности на одной или обеих звездах двойной системы, но также и протяженный источник, размеры которого сопоставимы с расстоянием между компонентами (Kürster 1996, Lestrade 1996). Однако, по разным причинам результаты этих наблюдений не позволяют в настоящее время надежно оценить потерю массы активными поздними звездами в этих двойных системах.

В то же время при анализе наблюдений линий Fe XVIII – Fe XXIII в крайней ультрафиолетовой и мягкой рентгеновской областях обнаружено, что распределение меры эмиссии от температуры имеет узкий максимум в области температур 4–9 МК. Впервые этот результат был получен для Капеллы – α Aur (F9 III + G6 III) (Dupree et al. 1993) на спутнике EUV Explorer. В разделе III.2 предлагается интерпретировать появления такой спектральной особенности в Капелле в результате квазистационарного истечения из области короны более активного F9 гиганта. Это возможно в том случае, когда низкоскоростной звездный ветер, вероятно формирующийся в поясе стримеров активной компоненты, взаимодействует с короной и ветром спокойного G6 гиганта.

В работе проведено моделирование газодинамических процессов в области взаимодействия звездных ветров. Поскольку темп перетекания меняется с долготой в зависимости от условий в газовой оболочке звезды F9 (т.е. ветер активной звезды воздействует на корону спокойного гиганта ограниченное время), можно использовать постановку нестационарной задачи о распаде произвольного разрыва. Соответствующая система одномерных уравнений газодинамики с учетом гравитации и диссипативных процессов – теплопроводности и потерь на излучение – аналогична использованной в главе II при моделировании длительных рентгеновских вспышек. В результате получено, что для объяснения поведения меры эмиссии газа при температурах выше 4 МК, необходимо, чтобы ветер от горячей звезды был достаточно плотным: поток массы в области взаимодействия ветров должен достигать величины $\sim 2 \cdot 10^{-10} M_{\odot}$ в год. Очевидно, что потеря массы всей звездой может в несколько раз превышать это значение, так что данная оценка является нижним пределом для полной потери массы рассматриваемой звезды.

Недавно обсуждаемая спектральная особенность была обнаружена и изучена не только в случае Капеллы, но и у 24 других систем типа RS CVn (Sanz-Forcada 2002). Только у самых спокойных систем такая особенность отсутствует, тогда как у более активных высокотемпературная часть (6–9 МК) выражена сильнее по сравнению с низкотемпературной частью, впервые обнаруженной на Капелле. Наблюдения свидетельствуют о том, что плазма с температурой 6–9 МК удерживается в гигантских петлях в коронах этих звезд. Выяснилось также, что эта особенность мало чувствительна к мощным вспышкам, которые реально наблюдаются на рассматриваемых звездах.

В диссертации высказывается предположение, что в то время как низкотемпературная часть обсуждаемого максимума в распределении меры эмиссии связана с усиленным звездным ветром, его высокотемпературная часть обусловлена суммарным влиянием многочисленных слабых длительных вспышек. Скорее всего в коронах субгигантов происходят процессы, аналогичные динамическим вспышкам на Солнце, в которых велика роль постэруптивного выделения энергии. Эти процессы тесно связаны с крупномасштабными выбросами массы, и звезда теряет массу в течение всей динамической вспышки. Частота слабых длительных вспышек на некоторых из этих систем, например, на AR Lac уже известна из недавних внеатмосферных наблюдений. Это дает возможность оценить темп истечения, связанный с многочисленными нестационарными корональными

процессами, и для активных систем типа RS CVn эта величина превышает $10^{-10} M_{\odot}$ в год.

Таким образом, потеря массы субгигантами в системах типа RS CVn как за счет плотного низкоскоростного звездного ветра, так и из-за многочисленных нестационарных процессов в короне должна на 3–4 порядка превосходить потерю массы Солнцем.

В **Заключении** кратко суммированы результаты диссертации и обсуждаются пути дальнейшего развития этого направления солнечно–звездной физики.

В **Приложении** приведены данные о некоторых активных поздних звездах, к которым относятся проблемы, рассмотренные в диссертации.

Научная новизна

В работе реализован конкретный подход к рассмотрению *новой* идеи о влиянии крупномасштабных магнитных полей на активные процессы, развивающиеся в различных слоях атмосфер звезд поздних спектральных классов. В частности, *впервые*:

- проведен специальный анализ наблюдений магнитного поля Солнца как звезды, который позволил дать интерпретацию первых наблюдений глобальных магнитных полей поздних звезд;

- разработана программа численного моделирования газодинамических процессов при длительных звездных вспышках на новых представлениях о фазе спада таких вспышек как эволюции гигантской корональной петли, заполненной фиксированной массой газа;

- обоснован новый метод оценки энергии длительных вспышек, основанный на преобразовании энергии не локальных, а крупномасштабных магнитных полей в излучение и кинетическую энергию частиц;

- устанавливается связь между новой спектральной особенностью, наблюдаемой в коротковолновом и рентгеновском диапазонах у активных двойных систем, и темпом истечения корональной плазмы.

Результаты, выносимые на защиту

Явления типа солнечной активности широко распространены среди звезд. На Солнце эти явления связаны, в основном, с эволюцией локальных полей. Крупномасштабные магнитные поля, сравнимые по своим масштабам с солнечным радиусом, определяют формирование корональных дыр и стримеров, и, соответственно, высоко- и низкоскоростного солнечного ветра.

Кроме того, они оказывают определенное влияние на развитие длительных нестационарных процессов – СМЕ и вспышек – в солнечной короне. Однако на Солнце такое влияние крупномасштабного поля на активность выражено не сильно. На основе результатов современных внеатмосферных наблюдений активных поздних звезд на спутниках EUVE, ВерроSAX и CHANDRA в диссертации развивается идея о том, что не только локальные, но и крупномасштабные магнитные поля играют заметную роль в формировании активности на некоторых звездах поздних спектральных классов.

На защиту выносятся следующие результаты:

1 – анализ общего магнитного поля Солнца (ОМПС) на протяжении нескольких циклов, и обоснование того, что вращательная модуляция аналогичного сигнала от звезды может служить хорошей характеристикой для описания крупномасштабных магнитных полей активных поздних звезд;

2 – численное моделирование длительных рентгеновских вспышек на поздних субгигантах, которое продемонстрировало, что такие явления существуют до тех пор, пока значительная энергия поступает в верхнюю часть системы гигантских петель, и позволило надежно определить физические условия в плазме и размеры источника мягкого рентгеновского излучения;

– новый метод оценки энергии мощных нестационарных процессов на активных поздних звездах, основанный на определении изменения составляющей крупномасштабного магнитного поля, связанной с токами;

3 – оценка потери массы активными компонентами двойных систем типа RS CVn, основанная на интерпретации данных об избытке излучения в линиях ионов Fe XVIII – Fe XXIII в крайнем ультрафиолетовом и мягком рентгеновском диапазонах и решении задачи о столкновении звездных ветров; при этом темп квазистационарного и нестационарного истечения оказывается на 3–4 порядка больше потери массы Солнцем и может достигать $10^{-10} M_{\odot}$ в год.

Личный вклад автора

Во всех работах автор принимал участие в формулировке задач, проведении газодинамических и статистических расчетов и анализе полученных результатов. Относительно работ, выполненных в соавторстве, следует отметить, что первый вариант программы численного моделирования газодинамических процессов при длительных солнечных вспышках разработан

автором совместно с К.В.Гетманом, дальнейшее развитие и использование этого подхода для расчетов процессов на звездах произведены автором самостоятельно. При разработке метода оценки энергии длительных звездных вспышек автором проведены основные вычисления.

Научное и практическое значение

Полученные в диссертации результаты продемонстрировали плодотворность новой идеи о влиянии крупномасштабного магнитного поля на активность поздних звезд. Стало ясно, что имеется еще несколько интересных аспектов этой проблемы, дальнейшая разработка которых представляет интерес: в частности, связь крупномасштабного поля с активными долготами, дальнейшее развитие динамо-теории применительно к звездам повышенной светимости, анализ наблюдений активных поздних звезд в радиодиапазоне с целью изучения их магнитосфер и общих оболочек двойных систем типа RS CVn.

Использованный в работе подход позволяет с более общих позиций анализировать физические процессы, развивающиеся на Солнце. Например, физика солнечных вспышек становится более ясной, если рассматривать их общие свойства среди совокупности всех возможных явлений, которые наблюдаются на активных поздних звездах и характеризуются полным энергосвободением $10^{27} - 10^{37}$ эрг.

Основные результаты опубликованы в 7 работах:

(Гетман, И.Лившиц 1998), (Гетман, И.Лившиц 1999), (И.Лившиц 1999), (И.Лившиц 2001), (I.Livshits 2001), (И.Лившиц, Лившиц 2002), (I.Livshits, Livshits 2002).

Глава I. Магнитные поля активных звезд поздних спектральных классов.

В настоящее время появилась реальная возможность измерять не только магнитные поля звездных пятен, но и поле звезды в целом. Измерения глобальных магнитных полей сейчас удается проводить на самых больших оптических телескопах – в 6-м телескопе САО РАН и 2.5-м в КрАО и нескольких установках в США. Наблюдения Солнца проводятся как в полном потоке излучения – для получения данных о магнитном поле Солнца как звезды, – так и с определенным пространственным разрешением по диску – для построения карт распределения магнитных полей.

В первом параграфе этой главы кратко обсуждается вопрос о применении результатов солнечных наблюдений при интерпретации первых измерений глобальных полей звезд (И.Лившиц 2001). А именно, выясняется какой смысл имеет сигнал магнитного поля Солнца как звезды с точки зрения современных наблюдений Солнца, и какой метод анализа наблюдений магнитных полей звезд наиболее эффективен с точки зрения опыта наблюдений Солнца при наблюдениях звезд солнечного типа. Второй и третий параграфы этой главы посвящены анализу первых измерений звезд солнечного типа.

I.1. Вращательная модуляция общего магнитного поля Солнца.

Несколько лет тому назад в Крымской астрофизической обсерватории были начаты измерения магнитного поля звезд типа Солнца. Для нескольких звезд были обнаружены поля с напряженностью в несколько десятков Гс, изменяющиеся с фазой осевого вращения звезды (Тарасова и др. 2001). Для последующей интерпретации этих данных была проведена работа по сопоставлению данных о фотосферных магнитных полях с сигналом Солнца как звезды – сигналом общего магнитного поля Солнца (ОМПС).

Исследования ОМПС были начаты в КрАО в 1968 году (Котов, Северный 1983), продолжены в обсерваториях Маунт Вилсон и Стэнфордского университета. В настоящее время, как часть общей проблемы о крупномасштабном магнитном поле Солнца, эти проблемы изучаются в ИЗМИРАН (Обридко, Шельтинг 2000, Obridko, Shelting 1999). Наш анализ основывается на ряде ежедневных значений ОМПС за период с 1975 по 1996 годы, полученных в обсерватории Стэнфордского университета.

Из-за того, что наблюдательный ряд имел лакуны на протяжении около 15% всего периода наблюдений, недостающие данные были получены путем интерполяции имеющегося материала. Более конкретно, в работе были использованы данные всех обсерваторий, сведенные в один ряд и регуляризованные Ананьевым (Ананьев, Обридко 1999).

Карты фотосферных магнитных полей на Солнце с разрешением $3' \times 3'$ были проинтегрированы по центральной части диска (в интервале $\pm 50^\circ$). Это интегрирование было проведено по синоптическим картам магнитного поля, построенным по наблюдениям в Стэнфордской обсерватории (см. Solar Geophysical Data).

На рис. I.1 приведены значения ОМПС для 1984 и 1991 гг. Во-первых, на рис. I.1б сравниваются значения ОМПС для 1991 г., вычисленные путем осреднения синоптических карт, и непосредственно измеренные. По этим данным, приведенным для 1991 г., видно, что сигнал поля ОМПС действительно является средним полем центральной части диска Солнца. Разумеется, этот вывод справедлив и для активных звезд поздних спектральных классов. Во-вторых, на рис. I.1 отчетливо видно наличие изменений с периодом около 27 суток. Амплитуда этих изменений велика в период максимума активности и уменьшается до очень малых значений при переходе к минимуму. Отметим, что точное значение доминирующего периода выявлено в ходе предыдущих исследований (Ханейчук 1999).

Сравнение этих данных с числами Вольфа показывает, что регулярные изменения ОМП появляются непосредственно перед максимумом активности, после него, и затем на фазе спада. Более детально этот вопрос мы исследовали на примере XXI и XXII циклов активности. Периоды существования квазисинусоидальных изменений с периодом около 27 дней совпадают с временем существования ярко выраженной дипольной составляющей крупномасштабного магнитного поля Солнца. Просмотр данных для более ранних циклов показывает, что эта картина возникновения трех больших промежутков времени возникновения 27-дневных изменений ОМПС прослеживается весьма отчетливо. Здесь, конечно, необходимо заметить, что собственно в минимум цикла (т.е. для чисто вертикального диполя) амплитуда вращательной модуляции ОМПС становится очень малой.

Данные XXII цикла продемонстрировали некоторые особенности. Дипольная составляющая была хорошо выражена практически весь период максимума, от 1989 до 1992 года, т.е. на протяжении трех лет, и затем появилась на фазе спада, как обычно, в 1994 году. Заметим, что результаты этого нашего анализа периодов выраженной вращательной модуляции

Рисунок 1.1.

Магнитное поле Солнца как звезды в микротеслах, ($1 \mu\text{Tл} = 0.01 \text{ Гс}$) (сплошная кривая). Пунктир – вычисленные по фотосферным данным значения ОМПС в условных единицах.

ОМПС подтверждаются и более тщательным исследованием возникающих колебаний с периодами от 26.6 до 30 дней (см. рис. 4 в (Ханейчук 1999)).

Наиболее интересным является вопрос об изменении вращательной модуляции ОМПС при переходе от фазы спада цикла (т.е. фазы с невысокой активностью) к тем периодам высокой активности, когда существовала заметная дипольная составляющая ОМПС. Этот вопрос исследовался здесь детально, т.к. он важен для интерпретации магнитных наблюдений поздних звезд, активность которых в ряде случаев значительно превышает солнечную.

При проведении этой работы мы разделили каждый из промежутков, в который отчетливо проявляется модуляция ОМПС, на 27-дневные интервалы, причем начало колебания в середине интервала совмещалось с сутками начала кэррингтоновского оборота. Для примера на рис. 1.2а приводятся значения

ОМПС для 6 кэррингтоновских оборотов 1984 года. Здесь используется аналог известного метода наложения эпох, но для удобства восприятия результатов соответствующие 27-дневные кривые каждый раз приводятся дважды. Для этих CR 1748–1753 фазовые кривые были близки друг другу, и по форме не слишком сильно отличались от синусоидальных зависимостей. Такая ситуация является не слишком редкой, и на фазе спада каждого из циклов можно выбрать один или несколько промежутков длительностью около полугода с подобным набором таких не сильно отличающихся фазовых кривых.

Для каждого из рассматриваемых дней отклонение конкретных значений от среднего можно характеризовать величиной среднеквадратичного отклонения. Эта величина – σ – характеризует просто разброс значений поля (относительно среднего, выделенного жирной линией) для данного дня оборота. Поскольку при обсуждении работы (И.Лившиц 2001) несколько раз эти значения σ ошибочно ассоциировались с точностью измерений, укажем, что в данном случае они определяются степенью сохранения фазовой зависимости сигнала поля, а точность измерений учитывается еще на стадии непосредственно измерений в данный день. Эти значения σ приводятся в нижней части рисунка и могут служить определенной мерой ”устойчивости” конфигурации крупномасштабного поля Солнца в рассматриваемый промежуток времени.

Итак, на фазе спада цикла фазовая кривая ОМПС часто сохраняется в течение нескольких полугодичных интервалов. Однако в приводимом, одном из лучших, примере 1984 г. заметны отклонения от синусоидальной

зависимости. Это свидетельствует о присутствии, наряду с дипольной, и квадрупольной составляющей ОМПС. Разумеется, такой вывод следует и из разложения магнитного поля по сферическим полиномам, например, на поверхности источника. При высокой активности в цикле амплитуды волн, длительность конкретных колебаний, их форма сильно изменяется даже в периоды выраженной дипольной составляющей крупномасштабного поля. Так на рис. 4 работы Ханейчука (Ханейчук 1999) приводится осредненное за 1991 год изменение ОМПС, амплитуда которого достигает 1.2 Гс. Величина этой амплитуды и форма средней кривой создают впечатление об устойчивом "горизонтальном диполе", гораздо более выраженном, чем например в 1979 г. Картина заметно меняется, если перейти к анализу фазовых кривых для каждого CR 1991 г. Так на рис. I.2б приведены данные (в аналогичном 1984 г. формате по 6 CR) для второй половины 1991 г. Обращает на себя внимание в несколько раз большая амплитуда этих изменений в 1991 г. по сравнению с 1984 г., иное влияние квадрупольной составляющей. Величины σ также в несколько раз больше: средние за оборот значения равны 0.148 Гс в 1984 г., и 0.358 и 0.281 Гс для первой и второй половин 1991 г. соответственно. Здесь важно не только собственно возрастание самих значений σ от 1984 к 1991 году, но и то, что возрастает и относительное изменение этого разброса. Действительно, если вычислить среднее значение модуля ОМПС за 27-дневный период и вычислить отношение σ к этой величине, мы получим, что оно равно 0.35 для 1984 г. и 0.47 и 0.41 для первой и второй половины 1991 г. Изменение этого отношения примерно на 25% и является мерой того, что соответствующая конфигурация крупномасштабного поля становится менее устойчивой.

Таким образом, конфигурация крупномасштабного поля, близкая к вертикальному или наклонному диполю, характеризуется иными свойствами по сравнению с горизонтальным диполем. В первую очередь это относится к устойчивости конфигурации, проявляющейся в подобии форм фазовой волны от оборота к обороту (при низкой активности), а также в определенном соотношении между дипольной и квадрупольной компонентами поля. Большие значения ОМПС регистрировались в периоды достаточно высокой активности, когда структура межпланетного магнитного поля характеризовалась четырехсекторной структурой.

Заметим также, что сигнал ОМПС оказывается чувствительным к выходу на поверхность Солнца очень больших групп пятен, особенно когда потоки северной и южной полярности магнитного поля оказываются разными. Эта асимметрия потоков сказывается в августе 1972 г., в середине

1991 г. и других, известных эпох прохождения по диску Солнца громадных групп или комплексов активности, как правило с преобладанием одним или несколькими громадными пятнами одной полярности. Появляющаяся асимметрия магнитных потоков полушарий приводит к нарушению регулярной зависимости ОМПС с фазой. Например, наибольшие отклонения от средней зависимости на рис. I.2 регистрируются в двух последних из рассмотренных кэррингтоновских оборотов в июне–июле 1991 года.

Заметим также, что мы не останавливаемся здесь на том, что период этих колебаний очень близок к 27 дням. Это согласуется с величинами преимущественных периодов 27.00 ± 0.05 дней, найденных в работах (Котов и др. 1999, Ханейчук 1999). Специально анализом влияния выхода на видимую сторону Солнца больших групп пятен и, в более широком плане, влиянием активных долгот на сигнал магнитного поля Солнца как звезды мы не занимались, так как сейчас не достаточно однородных данных для получения нормального, статистически значимого результата.

Мы также посчитали не целесообразным проведение дополнительного спектрального анализа данных (методом Фурье или др.) и просто обращаем внимание на то, что период изменения магнитного поля Солнца (27.00 дня) несколько меньше длительности кэррингтоновского оборота (27.3), описывающего движение пятен на широте 17° и являющегося, фактически, периодом фотометрического изменения яркости.

Для некоторых звезд оба эти эффекта – выход пятен и различие периодов – оказываются весьма существенными.

I.2. Обзор первых результатов измерений глобальных магнитных полей активных поздних звезд.

Все методы прямых измерений магнитных полей на звездах основаны на проявлениях эффекта Зеемана – расщеплении спектральной линии в магнитном поле на ряд компонент с различной поляризацией. Принцип определения сильных (локальных) магнитных полей был предложен в 1980 г. Робинзоном (Robinson et al. 1980). В нем используются неполяризованные спектры. Наблюдаемый профиль линии поглощения F_{obs} представляется в виде суммы

$$F_{obs} = fF_B + (1 - f)F_q(B = 0),$$

где f – доля поверхности звезды, занятая областью с полем, F_B – профиль линии, возникающий в этой области с напряженностью B , $F_q(B = 0)$ – профиль линии, возникающей в невозмущенной фотосфере. Первые 10

лет наблюдений показали, что величины fB находятся в пределах 0.3–3 кГц для исследованных в (Saar 1990) активных поздних звезд. Это интерпретировалось там таким образом: напряженности полей в звездных пятнах близки к тем, которые наблюдаются в центре солнечных пятен, а площади доходили до $f = 30 - 40 \%$. Однако в дальнейшем были учтены процессы переноса поляризованного излучения, и это привело к снижению в несколько раз оцениваемой величины f . В результате, для обсуждаемой ниже звезды 61 Cyg A, согласно (Marcy, Basri 1989), доля поверхности, покрытой пятнами, оказалась равной 25–30%, а величина напряженности поля в активных областях 3240 и 2660 Гс соответственно. Найденное для этой же звезды в работе (Саванов, Савельева 1997) значение fB составляет 1300 ± 250 Гс. Современные исследования, однако, показывают, что эти величины существенно завышены. Так, для этой звезды данные в инфракрасной области с учетом эффектов переноса излучения приводят к величине напряженности магнитного поля около 2–3 кГц при факторе заполнения $f = 2 - 3 \%$ (Valenti et al. 1995). Для второй из подробно обсуждаемых ниже звезд, ξ Boo A, анализ, учитывающий перенос поляризованного излучения, привел к $B \approx 1900$ Гс и $f \approx 18 \%$ (Marcy, Basri 1989, Linsky et al. 1994).

Ситуация с измерениями глобальных магнитных полей активных поздних звезд гораздо хуже. Только в последние годы началась реализация программ высокоточных измерений, что позволило обнаружить наличие магнитных полей на звездах солнечного типа, на нескольких холодных гигантах, а также на молодых звездах, не достигших главной последовательности в своей эволюции (Hubrig et al. 1994, Johns-Krull et al. 1999, Plachinda, Tarasova 1999).

Наибольший интерес представляют данные о вращательной модуляции сигнала магнитного поля от звезд. Здесь анализируются наблюдения, проведенные С.И.Плачиндой и Т.Н.Тарасовой на 2.6-м телескопе им. Г.А.Шайна Крымской астрофизической обсерватории. Измерение круговой поляризации в профилях 10–20 магниточувствительных линий (для каждой из звезд) позволяло определить продольную компоненту магнитного поля. В статье (Тарасова и др. 2001) приводится сводная кривая для звезды ξ Boo A (рис. 1.3) и первые статистически значимые величины для звезды 61 Cyg A, наблюдения которой были продолжены (Plachinda et al. 2001).

Звезда ξ Boo A = HD 131156 G8 V с периодом вращения 6.31 дней, выведенном из наблюдений в линиях H и K CaII, характеризуется высоким уровнем активности. Хромосферная активность является нерегулярной, с некоторыми колебаниями ее уровня на шкале времени в несколько лет. Ее

Рисунок 1.3.

Зависимость напряженности общего магнитного поля звезды ξ Boo A от фазы периода осевого вращения (Тарасова и др., 2001). Внизу представлены результаты измерений, проведенных в 1998 г. в КрАО. На верхнем, сводном, рисунке те же данные представлены вместе с более ранними измерениями различных авторов, причем точки, не укладывающиеся на регулярную зависимость, показаны светлыми значками.

рентгеновская светимость велика, $\lg L_x = 28.94$ эрг/с.

Наблюдения магнитных полей этой звезды в 1998 г. в КрАО продемонстрировали наличие регулярных изменений с фазой осевого вращения (рис. I.3, внизу). Соответствующую вращательную модуляцию можно выделить и по всем данным 1982–1998 гг., однако некоторое количество точек выпадает из этой зависимости.

Аналогичные наблюдения более спокойной звезды 61 Cyg A дают некоторую информацию о возможной причине отклонений измеряемых величин от регулярной фазовой зависимости. Карлик 61 Cyg A спектрального класса K5 с периодом вращения 35.37 суток и с небольшой рентгеновской светимостью $\lg L_x = 27.45$ эрг/с обладает хорошо выраженным циклическим изменением хромосферного излучения. Период цикла составляет 7.3 года.

Результаты измерений магнитного поля 61 Cyg A представлены на рис. I.4 (Plachinda et al. 2001), причем много точек относится к 1998 г., когда активность звезды была минимальной. В отличие от аналогичных наблюдений ξ Boo A, здесь удалось провести ряд наблюдений по несколько дней подряд. На рисунке они отмечены черточками от одного дня к следующему. Видно, что сигнал монотонно изменяется, например, его модуль сначала возрастает, а затем уменьшается. Это позволяет связать его эволюцию с постепенным изменением различия магнитных потоков различных полушарий, с возможным выходом в центральную часть диска большой области – ”пятна” преимущественной полярности. Обратим внимание на то, что относительная площадь, занимаемая пятнами, на 61 Cyg A заметно меньше, чем на ξ Boo A, и поэтому эффекты выхода такого образования с преимущественной полярностью могут легче выделяться.

По обеим кривым изменения глобального магнитного поля с фазой можно сделать некоторые выводы. Как и в солнечном случае (см раздел I.1) наблюдаемый сигнал от звезды с большой вероятностью является значением напряженности, осредненной по центральной части диска. Кроме того, видно, что, во-первых, амплитуда этих изменений достигает 10–20 Гс, что более чем на порядок превосходит максимально возможные вариации поля Солнца как звезды (см., например, рис. I.2 для 1991 г.). Это дает основание надеяться, что крупномасштабные поля оказывают большее влияние по сравнению с Солнцем на процессы активности.

Во-вторых, обращает на себя внимание характерная форма фазовой зависимости $B(\varphi)$ – различие абсолютных значений максимальных полей различных знаков и несовпадение интервалов фаз регистрации поля одного и того же знака $\Delta\Phi_+$ и $\Delta\Phi_-$. Вероятно, это характеризует строение крупно-

Рисунок I.4.

То же самое, что на рисунке I.3, для звезды 61 Cyg A. Стрелками указаны наблюдения, проведенные в следующие друг за другом ночи. Измерения КраО обозначены кружками. Продолжительности регистрации положительного и отрицательного знака магнитного поля обозначены $\Delta\Phi_+$ и $\Delta\Phi_-$ соответственно.

масштабных полей. Разумеется, только накопление наблюдательных данных, возможная регистрация переполюсовки на какой-либо активной звезде покажет, насколько типичными являются первые результаты и даст возможность приступить к детальному анализу структуры глобальных полей на звездах.

Отметим также, что на звезде ϵ Eri K2 V наблюдались глобальные поля, близкие к найденным на ξ Boo A, но изменения с фазой пока не выявлены вероятнее всего по причине недостаточности наблюдений.

В свете нашей работы представляет интерес начатые наблюдения на субгиганте G8 β Aql = β Орла (HD 188512). Эта звезда характеризуется средним уровнем хромосферной активности с отношением излучения в линиях H и K ионизованного кальция к близлежащему континууму – индекс $S \approx 0.136$, и величина S слабо меняется на протяжении последних 40 лет (Valiunas 1995). Период осевого вращения β Aql составляет 52 дня. В 1997–1999 г. на этой звезде зарегистрированы поля с напряженностями от -14 Гс до $+12.8$ Гс при среднеквадратичной ошибке 3–4 Гс (результаты этих наблюдений любезно предоставлены С.И.Плачиндой). К сожалению, пока нет перекрытия всех фаз орбитального движения статистически значимыми результатами наблюдений, и реальная зависимость полей от фазы остается пока неизвестной.

I.3. Дипольная аппроксимация наблюдаемых глобальных полей поздних звезд

Наиболее естественным для первых наблюдений глобальных магнитных полей звезд является представление этих данных магнитным диполем, располагающемся в центре звезды. Соответствующая фазовая зависимость близка к синусоиде. Так, например, мы использовали программу для определения угла наклона оси вращения звезды и характеристик магнитного диполя к лучу зрения по измеряемым значениям поля для N точек значений фазы. В предположении малых отклонений оси магнитного диполя от оси вращения мы получили (при солнечном коэффициенте потемнения к краю 0.55) для звезды 61 Cyg A угол наклона $i = 33^\circ$ и напряженность магнитного поля на полюсе $H = 60$ Гс.

Сопоставление наблюдаемых и теоретических значений приводится на рис. I.5. Вообще говоря, согласие наблюдаемых и вычисленных значений достаточно хорошее, если принять во внимание точность первых наблюдений. Отметим лишь некоторый относительный сдвиг двух кривых по оси

Рисунок 1.5.

Сопоставление наблюдаемых значений с их аппроксимацией полем центрального диполя.

ординат.

Однако эта аппроксимация и наблюдения обеих звезд 61 Cyg A и ξ Boo (рис. I.4 и I.3) свидетельствуют о том, что существует асимметрия двух секторов разной полярности. Типичный диполь дает кривую близкую к синусоиде. Здесь же мы наблюдаются два сектора разной длины и разной амплитуды.

Эта на первый взгляд странная картина часто наблюдается и на Солнце и легко объясняется нецентральным положением эффективного диполя. Можно рассчитать точную кривую, но с учетом необходимости интегрирования по поверхности звезды это довольно трудоемкая задача. Поскольку сама концепция эффективного диполя является некоторым приближением, точный расчет в данном случае излишен. Однако имеющиеся данные позволяют оценить параметр смещения эффективного диполя относительно центра звезды (см. рис. I.6).

Обозначим это смещение величиной x , выраженной в единицах радиуса звезды. Поле на оси диполя падает как r^{-3} . Тогда отношение максимальных напряженностей при нецентральном положении диполя можно записать следующим образом

$$\frac{B_1}{B_2} = \frac{(1-x)^3}{(1+x)^3}$$

На рисунке I.3 отношение $B_1/B_2 \sim 2.5$. Тогда из этого соотношения получим

$$x = 0.15$$

Можно сделать оценку того же параметра x , опираясь на длительность секторов разного знака. Легко показать, что отношение длин секторов можно записать следующим образом

$$\frac{S_1}{S_2} = \frac{\pi - 2\varphi}{\pi + 2\varphi},$$

где $\sin\varphi = x$, а S_1 и S_2 – это длины положительного и отрицательного секторов соответственно. На рисунке соотношение секторов S_1/S_2 составляет ~ 0.833 . Отсюда имеем

$$x = 0.14$$

Несмотря на грубость наших расчетов обе оценки очень хорошо согласуются. Таким образом, заметные отклонения от синусоидальной кривой возникают при довольно скромных значениях асимметрии.

Рисунок 1.6.
Схема расположения нецентрального диполя.

Насколько реальны такие значения асимметрии? На Солнце асимметрия всех видов активности как для локальных, так и для крупномасштабных поле встречается весьма часто и является предметом интенсивных исследований. Природа такой асимметрии не решена и для Солнца, однако последние гелиосейсмологические исследования связывают ее с существованием очень сильных крупномасштабных магнитных полей (~ 100 кГс) в основании конвективной зоны.

I.4. Выводы главы I.

В этой главе представлен взгляд на начавшиеся наблюдения глобальных магнитных полей с точки зрения интенсивно разрабатываемых в последние годы представлений о крупномасштабных полях на Солнце. Анализ наблюдений магнитного поля Солнца как звезды привел к выводу о необходимости изучения в первую очередь вращательной модуляции сигнала глобального магнитного поля от звезд, тем более, что в отличие от Солнца, угол наклона их оси вращения и магнитной оси к лучу зрения не равен 90 градусов, а у каждого объекта свой – от 0 до 90 градусов. Глобальные поля активных поздних звезд превышают соответствующее солнечное значение более, чем на порядок величины, что позволяет ожидать бóльших эффектов его влияния на активность. Кроме того, по аналогии с Солнцем можно предполагать, что зависимость глобального поля звезды от фазы периода осевого вращения может нарушаться время от времени из-за дисбаланса магнитных потоков полушарий, которые в момент наблюдений вносят различный вклад в общий сигнал.

Здесь предлагается также простая интерпретация наблюдательных данных, полученных в основном в Крымской астрофизической обсерватории группой С.И.Плачинды для двух поздних звезд с разными уровнями активности. Характерные особенности наблюдаемой фазовой зависимости удастся объяснить моделью нецентрального диполя – аппроксимацией полем диполя, сдвинутого вдоль магнитной оси на ≈ 0.15 радиуса звезды от ее центра. Накопления соответствующих наблюдательных данных позволит проводить более детальное исследование распределение крупномасштабных магнитных полей по поверхности звезд.

Глава II. Длительные рентгеновские вспышки на активных поздних звездах

II.1. Введение к главе II

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 суток. Вспышки с длительностью свечения свыше 3 часов 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 10 000 км.

Для оценки полной энергии длительных вспышек используется выражение

$$E_{\text{tot}} = (B^2 - B_0^2) \frac{V_{\text{loop}}}{8\pi}, \quad (3)$$

где B и B_0 – напряженность поля в петле до и после процесса, объем V_{loop} для длительных вспышек принимается равным объему петель. В (3) 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, (Maggio et al. 2000). Исключением является работа (Güdel et al. 1999), где предполагается, что объем источника мягкого рентгеновского излучения при вспышке сравним с объ-

емом звезды, и используется другое выражение для оценки энергии. Напряженность B , оцениваемая по выражению (3) для различных длительных вспышек, достигает нескольких килогаусс, что является абсолютно неприемлемым для полей в коронах рассматриваемых звезд. Рассмотрение этого противоречия инициировало представленное в этой главе исследование (I.Livshits 2001, И.Лившиц, Лившиц 2002, I.Livshits, Livshits 2002).

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 поля¹, 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, распола-

¹Эту линию принято называть нейтральной линией продольного магнитного поля $H_{||}$.

гающегося 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 (Tsuneta 1996, Forbes, Acton 1996). Одним из важных, но не решенных до сегодняшнего дня, вопросов является выяснение роли корональных выбросов массы (СМЕ) в общем мощном нестационарном процессе. СМЕ часто начинается уже близ максимума импульса – эрупция, подъем горячих петель и расхождение вспышечных лент. Иногда вместо СМЕ могут наблюдаться выброс 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 СМЕ 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 одним часом.

Большинство мощных солнечных вспышек представляют собой процессы со сложной пространственно-временной структурой. Во многих случаях СМЕ приводит к началу развития иной части двухленточной вспышки – зажиганию системы в другой части АО или комплекса активности (широко известный пример – вторая вспышка в день Бастилии – 14 июля 2000 г. (Chertok et al. 2001)). Это продлевает длительность явления в целом, иногда в несколько раз.

Проведенный недавно анализ мягкого рентгеновского излучения около 20 мощных вспышек (Лившиц и др. 2002) показал, что на фазе спада этих вспышек существуют длительные интервалы времени, когда температура всего источника этого излучения изменяется экспоненциально со временем. Для вспышек со сложной пространственно-временной структурой, которые называются ниже вспышками в комплексах активности, характерное время уменьшения температуры от 3 до 10 часов. Переход к этому медленному спаду температуры начинается почти сразу вслед за максимумом, т.е. при значительном уровне потока рентгеновского излучения. Большое количество этих солнечных вспышек характеризуется образованием ”ка-

спа” на изображениях в мягком рентгене. Заметим, что в ряде случаев на заключительной стадии некоторых мощных вспышек наблюдается очень медленный спад температуры с характерным временем около 10 часов. Вероятнее всего, здесь мы сталкиваемся с переходом к т.н. ”динамическим вспышкам” в терминологии З. Швестки (Svestka et al. 1995).

В случае вспышек этого типа, СМЕ выводит процесс за пределы АО, в область слабых магнитных полей, и облегчает тем самым развитие систем гигантских арок в т.н. динамических (Svestka et al. 1995) и сигмоидных явлениях – sigmoid shape flares (Canfield et al. 1999) и (Wang et al. 2000). 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 H_{α} , до одних суток.

Во-вторых, в начале 80-х годов Старроком (Sturrock 1966) и Коппом и Пнойманом (Корр, Рнеуман 1976) 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 (Гетман, Лившиц 1999), процессам глобальной перестройки структуры короны (McAllister et al. 1996). 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 со 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, (McAllister et al. 1996)). 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 повышенной по сравнению с Солнцем светимостью, ситуация может быть иной. Поэтому привлекательную модель Коппа и Пноймана не следует окончательно отбрасывать при анализе явлений на этих звездах.

Первая идея объяснения длительного свечения нестационарного явления в очень мягком рентгеновском диапазоне ($65 - 190 \text{ \AA}$) на красном карлике AU Mic была высказана Калли и др. (Cully et al. 1994). Ими предполагалось, что в этом событии на красном карлике AU Mic, длящемся более полусуток, регистрировалось излучение коронального выброса массы (СМЕ). В противоположность этой точке зрения, в (Katsova et al. 1999) 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 (Гетман, Лившиц 1999, Гетман, Лившиц 2000), 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 – плазменное $\beta = \frac{8\pi p}{B^2}$ – 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. (Peres et al. 1982, Betta et al. 1997) и цитируемую в (Betta et al. 1997) 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 по-

этому расчеты успешно описывают совокупность рентгеновских наблюдений вспышек, длящихся сотни секунд (см. рис. 4 в (Betta et al. 1997)).

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.

II.2. Рентгеновские наблюдения длительных звездных вспышек

За последние десять лет на космических аппаратах *Ginga*, *EUVE*, *ASCA* и *ВерроSAX* проведены наблюдения мощных вспышек на активных поздних звездах. Эти внеатмосферные наблюдения проведены в мягкой рентгеновской (и коротковолновой EUV) областях спектра. Большинство из этих вспышек было зарегистрировано на субгигантах, входящих в состав двойных типа RS CVn (Osten, Brown 1999, Pallavicini, Tagliaferri 1998, Graffagnino et al. 1995). В ряду этих вспышек находятся и несколько более коротких явлений, например, на молодой поздней звезде класса G – AB Dor (Maggio et al. 2000), а также длительные процессы на Алголе – двойной звезде B8 IV–V + G–K IV (Favata et al. 2000). Несколько длительных вспышек зарегистрировано на красных карликах AU Mic, EV Lac в мягком рентгеновском и EUV-диапазонах. Некоторые наблюдательные данные и результаты анализа мягкого рентгеновского излучения длительных звездных вспышек собраны в Таблице 1.

Дата	Звезда	T , 10^6 К	EM , 10^{54} см^{-3}	t , часы	E_X , эрг	Название КА	Ссылка
24–25.07.1987	UX Ari	> 100	10	> 12	10^{37}	Ginga	1
28–30.08.1997	UX Ari	111.5	5.13	30	$5 \cdot 10^{36}$	BeppoSAX	2
9.11.1997	AB Dor	110	5.5	5	$4 \cdot 10^{35}$ эрг	BeppoSAX	3
29.11.1997	AB Dor	110	3.7	4	$7 \cdot 10^{35}$ эрг	BeppoSAX	3
30.08.1997	Algol	≈ 100	10	50	$1.4 \cdot 10^{37}$ эрг	BeppoSAX	4
23–25.06.1991	HR 5110	110	0.7	70	$> 4 \cdot 10^{36}$ эрг	ROSAT	5

1 – (Tsuru et al. 1989)

2 – (Pallavicini, Tagliaferri 1998)

3 – (Maggio et al. 2000)

4 – (Favata et al. 2000)

5 – (Graffagnino et al. 1995)

Из Табл. 1 видно, что основной особенностью является то, что температура плазмы в максимум многих LDF превышает $100 \cdot 10^6$ К, и высокие значения температуры и меры эмиссии сохраняются в течение многих часов. Длительные вспышки на субгиганте UX Ari 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} (Güdel et al. 1999). 9, 20 и 22 ноября 1995 г. были зарегистрированы три вспышки с длительностью фазы спада рентгеновского потока 5.2, 23.0 и 31.5 часа в ходе длительного мониторинга на EUVE (Osten, Brown 1999). 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 Ari 23 марта 1999 года – было зарегистрировано жесткое излучение в области $h\nu > 20$ keV (Pallavicini, Tagliaferri 1998) и это вызвало большой интерес к процессам на этой звезде. Для вспышки с жестким рентгеновским излучением, продлившейся более суток 28–30.08.1997 (рис. II.1), спутником BeppoSAX зарегистрированы $T = 111.5 \cdot 10^6$ К 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 (Tsuru et al. 1989) для вспышки, которая продолжалась около 1 суток. Авторы (Pallavicini, Tagliaferri 1998) считают, что величина полной энергии вспышки 28–30.08.1997 превосходила $6 \cdot 10^{36}$ эрг.

Рисунок П.1.

Пример регистрации рентгеновского излучения длительной звездной вспышки. Вспышка на звезде UX Ari 28–30 августа 1997 г. наблюдалась на спутнике ВерроSAX в диапазоне 1.8–10.5 кэВ (Pallavicini, Tagliaferri 1998).

II.3. Результаты численного моделирования эволюции гигантских корональных петель при вспышках на поздних субгигантах

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. (Pallavicini et al. 1990), характерное время затухания скорости счета, или светимости, рентгеновского излучения в e раз : $\tau_d = d \ln I / dt$. В импульсных вспышках величина τ_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 τ_d превосходит τ_{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 (Гетман, Лившиц 2000), простую одномерную модель поведения фиксированного количества плазмы в петле постоянного сечения. Будем для простоты считать ось петли полуокружностью (см. рис. II.2, рис. II.3). 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:

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} &= -\frac{\partial p}{\partial s} - g, \\ \frac{\partial z}{\partial s} &= \frac{1}{n \cdot m_p}, \\ \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} &= -p \frac{\partial v}{\partial s} - \frac{\partial W}{\partial s} - Q_{rad} + H, \end{aligned} \quad (4)$$

где лагранжева s и эйлерова z координаты (вдоль петли) здесь отсчитываются от основания короны спокойной звезды, причем лагранжева координата $s(z) = \int_{z_0}^z n(z') m_p dz'$, где $n = n_e = n_p$ – плотность полностью ио-

Рисунок П.2.

Схематическое изображение петли для двух моментов времени. Сила тяжести зависит от позиционного угла, т.е. от высоты в короне.

Рисунок П.3.

Схематическое изображение системы петель; здесь d – диаметр петли, $2l$ – ее длина, $2l_{heat}$ – полный размер области нагрева. Протяженность всей системы петель вдоль нейтральной линии магнитного поля в разделе П.4 будет обозначена как ζ .

низованной водородной плазмы, а m_p – масса протона. Термодинамические уравнения состояния для такой плазмы имеют вид $p = 2nkT$ и $\varepsilon = 3kT/m_p$. g – ускорение силы тяжести, тепловой поток $W = -\kappa m_p n \frac{\partial T}{\partial s}$, где коэффициент теплопроводности $\kappa = 10^{-6} T^{5/2}$. Радиационные потери $Q_{rad} = (1/m_p)nL(T)$, 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 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):

$$H = H_0 \cdot \exp \left\{ - \left(\frac{s}{s_1} \right)^2 \right\} \cdot \exp \left\{ - \left(\frac{t - t_1}{t_2} \right)^2 \right\}, \quad (5)$$

где H_0 – амплитуда в эрг $\text{г}^{-1} \text{с}^{-1}$, 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% H_0 . Заметим, что этот нагрев проявляется и на заключительной стадии явления, при окончании основного нагрева.

Модификация прежней программы (Гетман, Лившиц 2000), 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 (Гетман, Лившиц 2000) в область температур $T > 20$ МК по расчетам (Mewe et al. 1995):
 $L(T) = 10^{-24.73} T^{0.25}$ эрг $\text{см}^3 \text{с}^{-1}$.

Следует отметить два момента:

1. Нами используется граничное условие на нижнем основании, позволяющее петле расширяться в обоих направлениях. Для моделирования вспы-

шек 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 подходу (Betta et al. 1997), 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 рентгена, 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 изо-термической 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 получалась в интервале $(10 - 200) \cdot 10^6 \text{ К}$. 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 К0, входящий в состав двойной системы UX Ari, 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 – АВ Dor – самый известный молодой К1 карлик с возрастом всего 20–30 миллионов лет; как и в (Maggio et al. 2000), 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 = BH CVn (F2 IV + K2 IV) (Graffagnino et al. 1995). Принято, отношение масс в этой системе $M_2/M_1 = 0.54$ и сила тяжести на вторичном К субгиганте $g = 4 \cdot 10^3 \text{ см/с}^2$.

Моделированию процессов на звезде UX Ari уделено наибольшее внимание. На рис. II.4, II.5 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 $l = 2 \cdot 10^{10} \text{ см}$.

На рис. II.4 показано типичное распределение физических параметров вдоль петли для начала затухания рентгеновской вспышки (через 5 часов 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 и длины половины петли в ходе вспышки показаны на рис. II.5. 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 полусуток. Мера эмиссии плазмы с температурой $T > 50 \text{ МК}$ приведена здесь для одной половины петли EM_l (максимально 10^{33} см^{-5}); для всей системы петель $EM_V = 5 \cdot 10^{54} \text{ см}^{-3}$ получаются умножением вычисленных величин EM_l на "эффективную" площадь $5 \cdot 10^{21} \text{ см}^2$ (см. ниже). Тем самым, объясняется

Рисунок П.4.

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

Рисунок П.5.

Результаты моделирования вспышечного процесса на звезде UX Ari: временная зависимость температуры в вершине петли, меры эмиссии и длины половины петли. Наблюдаемые значения температуры по данным из (Pallavicini, Tagliaferri 1998) показаны звездочками.

существование горячего источника в течение около $1/2$ суток.

Несимметричность зависимости $T(t)$ 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 невспышечной 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 shrinkage-эффект (Forbes, Acton 1996)). 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. II.6 приведены аналогичные результаты для типичной рентгеновской вспышки на звезде AB Dor. Начальные условия в петле были аналогичны прежним: $T_0 = 20$ МК и $n_0 = 4 \cdot 10^{11}$ см $^{-3}$, но длина первоначальной половины петли была несколько меньше: $l = 1.5 \cdot 10^{10}$ см. Основное различие от предыдущего случая заключалось в параметрах функции нагрева вершины петли $H_0 = 1.5 \cdot 10^{13}$ эрг/(г · с), $t_1 = 6.7$ мин, $t_2 = 1$ ч., прежде всего, в меньшей примерно в 4 раза длительности события (см. рис. II.5). Это проявилось и в длине петли, которая примерно в 1.5 раза меньше, чем во вспышке на звезде UX Ari. Заметим, что для последующего сравнения с наблюдениями на рис. II.6 приведена мера эмиссии газа с $T > 30$ МК, а не $T > 50$ МК, как на рис. II.5, так что реальные величины ЭМ для обоих случаев оказываются близкими.

Моделирование вспышки на звезде HR 5110 оказалось также возможным. Эта двойная система включает субгиганты спектральных классов F2 и K2 с периодом орбитального вращения 2.6 дня. Радиусы звезд равны 3.1 и 2.85 солнечных радиусов, и в нашем моделировании радиус звезды, на которой происходит вспышка, принят равным $3 R_{\odot}$.

Отличительной особенностью этой вспышки, как это видно и в приведенной выше таблице, является ее наибольшая длительность: 70 часов. Поэтому описание всего процесса требует несколько более медленного спада функции нагрева: $t_2 = 5$ ч. Однако результат, представленный на рис. II.7,

Рисунок П.6.

Распределение тех же параметров, что и на рис. П.5, для типичной длительной рентгеновской вспышки на звезде AB Dor.

Рисунок П.7.

То же самое по сравнению с рис. П.5, но для вспышки на звезде HR 5110.

оказался похожим на то, что уже обсуждалось выше для системы UX Ari. Длина половины петли несколько превосходит $l = 8 \cdot 10^{10}$ см. Для вспышечной активности на звезде UX Ari 19–25 ноября 1995 г. (Osten, Brown 1999) 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. Заметим, что для хода температуры в самом конце вспышки становится существенным вневспышечный нагрев короны активной области. Переход к еще большим нагревающим потокам приводит уже к выбросу системы петель наружу. Вспышка на Алголе (Favata et al. 2000) 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, в проекции на картинную плоскость. Предположим, что очаг вспышки состоит из набора из m петель длиной $2l$ каждая (см. рис. II.3). Тогда объемная мера эмиссии может быть представлена в виде

$$EM_V = S_1 EM_l = 2m d^2 \int_0^l n_e^2 dl, \quad (6)$$

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.

Значение общей энергии процесса E :

$$E = S_2 H_f = 2ml_{heat} d \iint H ds dt, \quad (7)$$

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

Например, для рассмотренной вспышки на звезде UX Ari, для всей фазы спада, длящейся 14 ч, величина $H_f \approx 6.2 \cdot 10^{14}$ эрг см⁻², а $EM_l \approx 7 \cdot 10^{32}$ см⁻⁵. Из приведенных в Таблице 1 значений $E = 5 \cdot 10^{36}$ эрг и $EM = 5.1 \cdot 10^{54}$ см⁻³ получаем значение $S_1 \approx S_2 = 8 \cdot 10^{21}$ см². Соответственно, для вспышки на AB Dor, для фазы спада, длящейся около 4 ч, величина $H_f \approx 1.3 \cdot 10^{14}$ эрг см⁻², а $EM_l \approx 7 \cdot 10^{32}$ см⁻⁵. По значениям $E = 5 \cdot 10^{35}$ эрг и $EM = 5 \cdot 10^{54}$ см⁻³ получаем значение $S_1 \approx 4 \cdot 10^{21}$ см², а $S_2 \approx 7 \cdot 10^{21}$ см². 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 (van den Oord, Zuccarello 1996). 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.

Отметим, что после того как работа (И.Лившиц, Лившиц 2002) была направлена в печать, стали известны данные подробного анализа вспышки 28–30.08.1997 на звезде UX Ari из (Franciosini et al., 2001). Здесь уже использовались данные рентгеновских каналов, работающих в областях 0.1–10 кэВ и 1.6–10 кэВ. Поэтому стало возможным определить значения T и EM для 14 моментов времени в ходе вспышки. Оказалось, что температура спадает медленнее, чем следовало из анализа двухтемпературного анализа данных одного мягкого канала, проведенного в (Pallavicini, Tagliaferri 1998), и использованного нами выше. Для моделирования этих данных, также как и хода температуры для вспышки на Алголе, оказалось необходимым перейти к функции нагрева, медленнее спадающей со временем, чем использованная ранее. В этом случае расчеты проводились с функцией нагрева

$$H = H_0 \cdot \exp \left\{ - \left(\frac{s}{s_1} \right)^2 \right\} \cdot \exp \left\{ - \frac{|t - t_1|}{t_2} \right\}, \quad (8)$$

где, как и ранее, H_0 – амплитуда в эрг/(г⁻¹ · с⁻¹), t_1 – время до достижения максимума, t_2 – величина, характеризующая ширину временного профиля.

Результаты моделирования – изменение температуры, меры эмиссии плазмы с температурой выше 50 МК в расчете на см² и длины половины петли со временем представлены на рис. II.8. В этих расчетах использовался более слабый, но длительный нагрев плазмы по сравнению

Рисунок П.8.

Распределение температуры в длительной вспышке на звезде UX Ari. Сплошная линия показывает результаты моделирования с нагревом по выражению 8. Значения температуры по наблюдениям (Franciosini et al., 2001) представлены квадратами.

с использованным ранее для этой вспышки: в выражении (8) величина $H_0 = 1.5 \cdot 10^{13}$ эрг/(г · с), $t_1 = 0.83$ ч, $t_2 = 13.3$ ч. Начальные условия не изменялись по сравнению с предыдущим расчетом.

В работе (Franciosini et al., 2001) приведены наблюдаемые значения температуры и ошибки определения этих величин. Сопоставление этих данных с результатами моделирования (рис. П.8) показывает, что, несмотря на большую длительность явления, рассчитываемые значения близки к наблюдаемым. Таким образом, очень длительные явления могут рассматриваться как результат квазистационарной эволюции гигантских петель при условии существования необходимого длительного нагрева.

Получающиеся в результате мера эмиссии и размер петли близки к полученным ранее. Поэтому площадь проекции вспышечных петель на картинную плоскость также заметно не изменяется, и модель остается близкой к рассмотренной ранее. Полная энергия, требуемая для реализации всего процесса, оказывается больше, чем 10^{37} эрг.

П.4. Оценка энергии крупномасштабного магнитного поля

Энергия изучаемых длительных звездных вспышек очень велика. Для ее обеспечения необходимо, например, чтобы во всем объеме системы гигантских петель ($V \approx EM_V/n^2 \approx 10^{31} - 10^{32}$ см³) 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.

Для большинства вспышек на активных поздних субгигантах потоки рентгеновского излучения начинают медленно уменьшаться практически сразу после достижения максимума. В соответствии с анализом, проведенным в (Лившиц и др. 2002), это соответствует вспышкам в комплексах активности, развитию процесса в некотором интервале долгот вдоль нейтральной линии крупномасштабного поля. Эта нейтральная линия часто искажается и поверхность межпланетного токового слоя в гелиосфере 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.

Оценка энергии таких событий может быть проведена с использованием аппроксимации магнитного поля плоским диполем, как это иногда делается для двухленточных вспышек на Солнце. Рассмотрим в первую очередь идеализированный крайний случай, когда длительная звездная вспышка распространяется на весь пояс стримеров, и удастся получить точное решение задачи в трехмерном случае.

Оценим здесь энергию магнитного поля, связанного с протеканием токов, для всего пояса стримеров вокруг звезды. Для этого используем стационарное решение следующей задачи (Koutchmy, Livshits 1992): 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 – задании радиальной компоненты магнитного поля на сфере радиуса R $B_r|_{r=R} = \frac{2m \cos \theta}{R^3}$, искалось в (Koutchmy, Livshits 1992) в виде

$$B_r = \frac{1}{r^2} \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial \psi}{\partial \theta}, \quad (9)$$

$$B_\theta = -\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial \psi}{\partial \theta}. \quad (10)$$

Разделяя переменные в (Koutchmy, Livshits 1992) удалось получить решение:

$$\psi = \frac{m \sin^2 \theta}{R(Re_m + 2)} \left(Re_m + 2 \frac{R}{r} \right). \quad (11)$$

Ход силовых линий для случаев увеличивающихся чисел Re_m показан на рис. II.9.

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

$$E = 2 \frac{m^2}{3 R^3} \left(1 - \frac{2 Re_m + 2}{(Re_m + 2)^2} \right) \approx 2 \frac{m^2}{3 R^3}. \quad (12)$$

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

$$E = \frac{m^2}{3 R^3} \quad (13)$$

(см., например, (Ермаков 1988)) получаем, что при больших числах Рейнольдса энергия поля, связанного с протеканием появившихся в результате

Рисунок П.9.

Схема с токовыми слоями для оценки энергии вспышки

искажения первоначального поля токов, 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 $j_\varphi \sim r^{-3}$ (Веселовский 1996). В (Veselovsky 1999) 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. II.8.

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, (Тарасова и др. 2001)). Звездный ветер от активных поздних звезд, особенно субгигантов, входящих в двойные системы типа RS CVn, гораздо мощнее солнечного. Поэтому для UX Ari, 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.

Разумеется, длительная звездная вспышка чаще всего не распространяется на весь пояс стримеров. Оценка энергии вспышек в комплексах активности 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, (Сомов, Сыроватский 1974)):

$$H = \left\{ \frac{2\mu xy}{(x^2 + y^2)^2}, \frac{\mu(y^2 - x^2)}{(x^2 + y^2)^2}, 0 \right\}. \quad (14)$$

Здесь магнитный момент диполя μ 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 $\rho \geq \rho_1$

$$E = \frac{\Delta z}{8\pi} \int H^2 ds = \frac{\zeta}{8\pi} \int \frac{\mu^2}{\rho^4} 2\pi\rho d\rho = \frac{\mu^2 \zeta}{8\rho_1^2}, \quad (15)$$

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

Магнитный момент μ связан с напряженностью поля: при $y = 0$ 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

$$E = (9/8)H_y^2\zeta^3. \quad (16)$$

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 (Сомов, Сыроватский 1974), и по своему смыслу близко к тому, которое продемонстрировано в (Koutchmy, Livshits 1992) 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 (16). Это означает, что для энергии длительных рентгеновских звездных вспышек может оцениваться этим выражением (16).

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 (16) 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.

II.4. Заключение главы II

Во второй главе 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.

Наше численное моделирование подтверждают результаты вычислений с использованием одномерного Палермо–Гарвардского газодинамического кода о том, что 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 (Betta et al. 1997) 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} 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 вплоть до 10^{37} эрг настолько велика, что подобные явления невозможно связывать с эволюцией локальных магнитных полей, как это делалось ранее.

Оценена энергия составляющей крупномасштабного магнитного поля, связанной с токами, возникающими 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 этой компоненты магнитного поля, связанной с искажением первоначально существующей МГД-конфигурации, близка к полной энергии мягкого рентгеновского излучения длительных вспышек и тем значениям, которые следуют из проведенного газодинамического моделирования. Поэтому происхождение рассматриваемых явлений наиболее естественно связать 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 МК), 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 (Katsova et al. 1999).

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 иницировании новых очагов вспышечного процесса вдоль нейтральной линии крупномасштабного магнитного поля. На Солнце такое развитие процесса – вспышка в комплексе активности – иногда происходит (Chertok et al. 2001), но на активных субгигантах может быть более типичным. Частота динамиче-

ских вспышек – поднимающихся систем гигантских арок и развития постр-эруптивного энерговыделения – может также зависеть от того, на какой звезде это происходит: на звезде главной последовательности или субгиганте.

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 (Graffagnino et al. 1995). Заметим, что радиоизлучение вспышек в пространстве между звездами двойных систем типа RS CVn и Algol исследовалось в работе (Степанов 1996).

Глава III. Свидетельства большой потери массы в системах типа RS CVn.

III.1. Введение к главе III.

Во Введении к диссертации уже говорилось о том, что крупномасштабное магнитное поле Солнца ответственно за формирование стримеров и корональных дыр. Плотности вещества в стримерах выше, чем в окружающей спокойной короне, но параллельная поверхности Солнца компонента дипольного магнитного поля (близ магнитного экватора) препятствует формированию потоков плазмы из короны в межпланетное пространство. Поэтому в отсутствие вспышек в этих областях возникает низкоскоростной солнечный ветер. Вблизи полюсов и в корональных дырах вообще, в области радиально направленных полей образуются высокоскоростные потоки. Однако на Солнце из-за относительно малых плотностей в корональных дырах поток вещества (т.е. произведение $n \cdot v$) из них примерно равен потоку вещества из стримеров, и зависит от широты и долготы очень слабо.

При изучении вопроса о таких слабодисширяющихся в солнечной короне структурах как стримеры в (Бадалян, Лившиц 1992) было обращено внимание на то, что соответствующий поток массы из пояса стримеров, вероятно существующих на поздних компонентах двойных типа RS CVn, может возрастать на несколько порядков величины по отношению к потоку солнечного ветра. Однако в 1992 году не существовало наблюдательных данных, свидетельствующих об увеличении потери массы этими звездами, и тогда этот вопрос не получил дальнейшего развития.

За последние десять лет проведены многочисленные радио- и внеатмосферные наблюдения двойных систем типа RS CVn. Поскольку звездный ветер образуется довольно высоко в короне, и вклад излучения высоких слоев короны, где он образуется, в общее излучение корональных линий мал, не удастся получить прямых свидетельств увеличения потери массы в двойных типа RS CVn по измерению доплеровских сдвигов линий.

При истечении корональной плазмы часть этого горячего газа может накапливаться в околосредном пространстве, и наблюдение такого вещества является косвенным указанием на усиление потери массы. Рассмотрим с этой точки зрения имеющиеся в настоящее время наблюдательные результаты трех типов.

1. Как известно, основная часть мягкого рентгеновского излучения возникает в звездных коронах. Однако, наблюдения изменений рентгеновских

потоков во время затмений некоторых затменных систем RS CVn показывают, что часть этого излучения возникает в пространстве между звездами. Первая работа, в которой решена обратная задача и восстановлено распределение яркости рентгеновского излучения в системе AR Lac, была проведена по данным спутника EXOSAT (Siarkowski 1992) и затем продолжена по данным других спутников (Siarkowski 1996) также для нескольких других систем.

Кроме систем гигантских петель, связанных с комплексами активности на одной или обеих звездах двойной системы (Kürster 1996), удастся также выделить протяженный источник, размеры которого сопоставимы с расстоянием между компонентами. Образование рентгеновского источника между звездами, вероятно, связано с истечением газа из короны активной звезды. Однако оценка величины потери массы затруднена, во-первых, вследствие ограниченной точности решения обратной задачи и, во-вторых, из-за отсутствия ответа на вопрос, является ли истечение плазмы квазистационарным или связано с отдельными вспышками.

2. Около 20 лет проводятся наблюдения радиоизлучения систем типа RS CVn, в основном, в сантиметровом диапазоне. Уже в одной из первых работ (Feldman et al. 1978) была отмечена сильная переменность этого излучения: спокойные дни с низким уровнем излучения часто сменяются сильно возмущенными, когда развиваются и мощные вспышки. Мониторинг на волне 6 см (Trigilio et al. 1993) наглядно показал, что потоки от разных систем меняются в пределах от ≈ 0.5 мЯн до сотен мЯн. Большие потоки связаны со вспышками, которые могут продолжаться сутки и более.

При наблюдениях на радиоинтерферометрах удастся построить карту распределения радиояркости. Размер излучающей области, например, системы UX Ari по наблюдениям на интерферометре с очень большой базой VLBI на волне 6 см оказался сравним с расстоянием между компонентами (рис. 1 в (Lestrade 1996)). Построенные сейчас карты относятся, однако, к возмущенному состоянию системы или концу вспышки (Trigilio et al. 1993), и вопрос о размерах источника в период минимальных потоков остается открытым. Имеются некоторые основания полагать, что так же, как и в мягком рентгеновском диапазоне, одна часть излучения связана с гигантскими петлями, другая – с веществом, образующимся в результате истечения. В предположении теплового тормозного излучения можно оценить меру эмиссии плазмы, которая даже для минимальных потоков оказывается слишком высокой. Это приводит или к необычно плотным корональным петлям или к очень большой потере массы. Основная трудность, не позволяющая по-

лучить приемлемый результат, состоит в том, что нетепловое излучение, скорее всего, гиротронное, связанное с излучением ускоренных электронов в крупномасштабных магнитных полях в коронах звезд и в пространстве между ними, преобладает над тепловым излучением.

3. Наблюдения линий в крайней ультрафиолетовой и мягкой рентгеновской областях привели к неожиданному результату: был обнаружен избыток излучения в линиях Fe XVIII – Fe XXIII. Впервые этот результат был получен для Капеллы (Dupree et al. 1993, Dupree, Brickhouse 1995) с помощью спутника EUVE, а затем был обнаружен и изучен для 25 систем типа RS CVn. Если построить зависимость меры эмиссии от температуры по наблюдениям линий указанных ионов в различных участках ультрафиолетового излучения от 1600 до 90 Å, то кроме обычного коронального излучения при $T = 4 - 9$ МК появляется узкий максимум ("the narrow enhancement" или "bump"). Среди этих линий следует отметить сильные линии с наблюдаемыми длинами волн 93.72 Å Fe XVIII, 108.20 Å Fe XIX, 128.53 Å Fe XXI, 132.66 Å Fe XXIII (+Fe XX).

Так, на рис. III.1 приведено распределение $EM(T)$ для солнечной короны и для Капеллы (Dupree 1996). Здесь видно, что на Капелле обычный корональный газ имеет несколько бóльшую температуру, чем средняя температура солнечной короны 2 МК, с небольшим вкраплением областей с $T \geq 10$ МК. Узкий максимум в распределении меры эмиссии наблюдался с тех пор многократно на Капелле в области $T=(4-9)$ МК. В работе, выполненной совместно с К.В.Гетманом (Гетман,И.Лившиц 1999), было обращено внимание на то, что появление этой особенности внеатмосферных спектров Капеллы может быть связано с потоками плазмы, истекающими из некоторой области на более активном гиганте Капеллы. Этот вопрос обсуждается в следующем разделе III.2.

Анализ наблюдения этой спектральной особенности в спектрах систем типа RS CVn с различными уровнями активности показал, что существуют две компоненты распределения $EM(T)$ в интервалах температуры 3–5 и 6–9 МК. Это позволяет рассмотреть не только квазистационарное истечение на Капелле, но и дать первый анализ этой проблемы для других, более активных систем типа RS CVn. Краткое обсуждение последних результатов внеатмосферных наблюдений обсуждаемой спектральной особенности и их возможное истолкование дано в разделе III.3.

Рисунок III.1.

Распределение меры эмиссии на Солнце (в центрах ячеек супергранул, в относительных единицах) и на Капелле. Используются данные о линиях, располагающихся от 1600 Å до 90 Å. Рисунок заимствован из (Dupree 1996).

III.2. Численное моделирование взаимодействия звездных ветров в двойной системе

В этом разделе излагаются результаты работы (Гетман, И. Лившиц 1999), проведенной после получения данных о переменности излучения Капеллы в крайнем ультрафиолетовом излучении (Dupree, Brickhouse 1995). Капелла является спектрально-двойной системой α Aur Aa+Ab, состоящей из двух гигантов поздних спектральных классов. Ее часто относят к переменным типа RS Гончих Псов (RS CVn), у которых один или оба компонента обладают поверхностной активностью, напоминающей солнечную. Более активным является вторичный компонент — гигант F9; он вращается с периодом около 8 дней, который не синхронизован с орбитальным (104 дня). Напомним, что остальные двойные типа RS CVn обладают существенно меньшими периодами орбитального вращения.

Наблюдения, проводимые в Крымской астрофизической обсерватории с 1980 г. (Katsova, Shcherbakov 1998), показали, что поглощение в линии $\lambda = 10830 \text{ \AA}$ He I спектра Капеллы меняется от года к году. Это может вызываться наличием цикла активности у звезды F9. Однако основное поглощение в этой линии локализуется не близ звезды F9, а в окрестности первичного компонента — звезды G6. Это послужило основанием для разработки моделей (Katsova 1995), включающих эффекты взаимодействия ветров. В нескольких затменных системах типа RS Гончих Псов удалось выделить источник мягкого рентгеновского излучения, располагавшийся в пространстве между звездами (Siarkowski 1995).

Кроме того, появилась первая информация о переменности излучения Капеллы в крайнем ультрафиолетовом диапазоне (Dupree, Brickhouse 1995). Это позволяет конкретизировать характер течения, возникающего в пространстве между звездами, и оценить ту величину потока звездного ветра активной звезды, которая необходима для объяснения наблюдаемых эффектов. Последнее и является основной задачей нашей работы.

Постановка задачи и основные уравнения По данным спутника EUVE (Dupree, Brickhouse 1995) интенсивность линий ионов Fe XVIII – Fe XXIII оказалась переменной, достигающей максимума при фазе орбитального периода системы, при которой наблюдается максимальный эффект в линии $\lambda = 10830 \text{ \AA}$ He I. Эта фаза несколько меньше, чем 0.5 (заметим, что при фазе 0.5 звезды расположены на линии, перпендикулярной лучу зрения, и скорость звезды G6 направлена в сторону наблюдателя).

Связывая эти эффекты с межзвездной ударной волной, можно по наблюдаемому небольшому сдвигу фаз 0.1 оценить из геометрических соображений положение ее фронта. Оказалось, что он располагается на расстоянии $z = (1,5 - 2) R_{G6}$, где z — расстояние от центра спокойной звезды, а R_{G6} — ее радиус. Мера эмиссии EM этого источника с температурой $(4 - 8) \cdot 10^6$ К составляет не менее 10^{52} см⁻³. Эта оценка получена на основании рис.2 в работе (Brickhouse 1996) по величине максимума EM(T) при $T = (4 - 8) \cdot 10^6$ К в предположении, что переменное излучение Fe XVIII – Fe XXIII составляет заметную долю суммарного потока при этих температурах. Из условий видимости источника в рентгеновских линиях приближенная оценка его площади составляет $2\pi R_{G6}^2$.

Как известно, проблему взаимодействия ветров начали изучать в работе (Прилуцкий, Усов 1976) в одномерном приближении для сферически симметричных условий около звезд. В настоящее время существуют весьма эффективные методы решения соответствующих двумерных задач, применяемые, например, для симбиотических звезд (Боярчук и др. 1997). В отличие от систем типа Алголя или некоторых тесных или полуразделенных двойных, звезды в рассматриваемой нами системе не заполняют полость Роша и обмен массой происходит посредством звездного ветра. Очень быстрый ветер гиганта F9 будет распространяться непосредственно к звезде G6 и, как в (Прилуцкий, Усов 1976), приводить к формированию ударной волны на линии, соединяющей звезды системы. При этом фаза наилучшей видимости области, располагающейся за фронтом ударной волны, не будет совпадать с той, которая наблюдалась в работе (Dupree, Brickhouse 1995).

Имеются, однако, основания предполагать, что звездный ветер гиганта F9 заполняет веществом близлежащее пространство (свою полость Роша), но его скорости на больших расстояниях от звезды невелики. Это связано с тем, что основное истечение в активных субгигантах и гигантах, по-видимому, происходит из областей замкнутых крупномасштабных магнитных полей. Такое утверждение было сделано в работе (Бадалян, Лившиц 1992), где была продемонстрирована возможная роль корональных стримеров в формировании ветров активных поздних звезд. В (Бадалян, Лившиц 1992) использовался тот факт, что на Солнце стримеры являются источниками низкоскоростных плотных потоков.

Кроме того, сравнительно быстрое вращение гиганта F9 должно приводить к бóльшей по сравнению с солнечным случаем величине тангенциальной компоненты скорости звездного ветра, особенно если магнитные поля в короне F9 таковы, что радиус альвеновской сферы заметно превос-

ходит радиус звезды. Взаимодействие ветра с магнитными полями может привести к некоторому уменьшению самой величины скорости на больших расстояниях от звезды. Поэтому представляется возможным предположить, что в нашем случае реализуется случай "слабого" звездного ветра (Боярчук и др. 1997), с перетеканием части вещества околозвездной оболочки через область внутренней точки Лагранжа (заметим, что без магнитного поля для возникновения такого течения необходимо, чтобы скорость ветра была в этой области меньше скорости движения звезд по орбите). В этом случае взаимодействие налетающего вещества с ветром звезды G6 приводит к образованию ударной волны (иногда — системы волн), располагающейся перед спокойной звездой и наблюдающихся наилучшим образом при фазах, близких к 0.5 (так же, как в соответствующем случае в работе (Боярчук и др. 1997), отошедшие ударные волны образуются "перед аккретором на пути его орбитального движения"). Соответствующая ситуация для Капеллы иллюстрируется на рис. III.2.

Для решения задачи оказалось возможным рассмотреть процессы только в области взаимодействия звездных ветров. Поскольку темп перетекания меняется с долготой в зависимости от условий в газовой оболочке звезды F9, можно использовать постановку нестационарной задачи о распаде произвольного разрыва. Рассчитаем этот процесс до того момента, когда волна, движущаяся к поверхности спокойной звезды, достигнет уровня с $z = 2 R_{G6}$.

Соответствующая система одномерных уравнений газодинамики с учетом гравитации и диссипативных процессов — теплопроводности и потерь на излучение, записанная в лагранжевых массовых координатах, имеет вид (Самарский, Попов 1992):

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial s} - g, \quad \frac{\partial z}{\partial t} = v, \quad \frac{\partial z}{\partial s} = \frac{1}{n \cdot m_p}, \quad \frac{\partial \epsilon}{\partial t} = -p \frac{\partial v}{\partial s} - \frac{\partial W}{\partial s} - Q_{rad}.$$

И лагранжевы, и эйлеровы координаты здесь отсчитываются от основания короны спокойной звезды, причем лагранжева координата $s(z) = \int_{z_0}^z n(z') m_p dz'$, где $n = n_e = n_p$ — плотность полностью ионизованной водородной плазмы, а m_p — масса протона. Термодинамические уравнения состояния для такой плазмы имеют вид $p = 2nkT$ и $\epsilon = 3kT/m_p$. Тепловой поток $W = -\kappa m_p n \frac{\partial T}{\partial s}$, где коэффициент теплопроводности $\kappa = 10^{-6} T^{5/2}$. Радиационные потери $Q_{rad} = (1/m_p) n L(T)$.

Для выбора начальных условий предварительно была решена модельная задача распространения ударной волны в короне Капеллы, вызываемой движущимся сверху поршнем. Условия в короне и области формирования

Рисунок III.2.

Схематическое изображение перетекания плазмы в системе Капелла. Показана ситуация при фазе 0.5, когда холодная компонента системы движется по направлению к наблюдателю. L_1 – точка Лагранжа.

ветра спокойной звезды были выбраны по (Бадалян, Лившиц 1992) с учетом известного сейчас вклада последней в общее рентгеновское излучение Капеллы. Далее было принято, что начальный разрыв располагается на расстоянии $z = 3 R_{G6}$; плотность корональной плазмы уменьшается при удалении от поверхности звезды G6 экспоненциально (шкала высот соответствует принятому значению температуры). Всюду в зоне взаимодействия ветров ускорение силы тяжести, направленное к поверхности спокойной звезды, взято равным $g = 0.005 g_{\odot}$, начальная температура $T = 2 \cdot 10^6$ К, плотность в основании короны $n = 0.7 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$, скорость ветра звезды G6 100 км/с.

Расчеты проводились при различных значениях скорости и плотности налетающего потока. Для реализации плоской задачи гравитационной газовой динамики была выбрана полностью консервативная разностная схема (Самарский, Попов 1992, Косовичев, Попов 1979). Небольшая искусственная вязкость вводилась нами для сквозного расчета возникающих ударных волн.

Результаты моделирования и их обсуждение Решение задачи о распаде разрыва иллюстрирует рис. III.3. Здесь выбран вариант расчета с начальной скоростью налетающего потока 400 км/с и его плотностью $n = 0.4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ (скачок плотности на разрыве фактически отсутствует). Конечный момент относится здесь к тому времени, когда волна достигает уровня с $z = 2 R_{G6}$. Это соответствует моменту 4.4 ч после начала распада разрыва. Из рис. III.3 видно, что начальный произвольный разрыв приводит к образованию двух возмущений, движущихся в противоположные стороны по массовой координате. Общий характер процесса аналогичен описанному в (Самарский, Попов 1992) решению, хотя в нашем случае учет гравитации и процесса переноса тепла изменяет характеристики образующихся ударных волн.

На рис. III.4 приводятся распределения скорости, температуры и плотности для того же варианта и в тот же момент времени $t = 4,4$ ч. Высокотемпературный источник рентгеновского излучения формируется в области между ударными волнами. Физические условия в основном определяются перепадами скоростей на фронтах ударных волн. Поскольку плотности в рассматриваемой области невелики, радиационные потери не оказывают существенного влияния на ход процесса. Это проверялось соответствующими расчетами, не учитывающими радиационные потери. Напротив, учет теплопроводности кардинально меняет структуру высокотемператур-

Рисунок III.3.

Распределение скоростей в зависимости от массовой координаты в начальный момент времени (штриховая линия) и через 4.4 ч от начала процесса распада разрыва (сплошная линия). Поверхность спокойной звезды находится слева, при $s = 0$

Рисунок III.4.

Распределение скорости (а), плотности (б) и температуры (в) для момента времени $t = 4.4$ ч как функция расстояния от центра звезды G6, выраженного в радиусах этой звезды

ного источника. В частности, протяженность области с $T > 4 \cdot 10^6$ К оказывается сравнимой с радиусом звезды. Разумеется, в отсутствие теплопроводности нагрев происходит только в тонких областях за фронтами ударных волн.

В описанном выше решении скорость налетающего потока могла быть связана только с ускорением в поле тяжести звезды G6. Иначе говоря, режим "слабого" звездного ветра способен обеспечить появление источника с $T > 4 \cdot 10^6$ К. Вне рамок этого режима мы можем произвольно варьировать скорость и плотность налетающего потока. Расчеты показывают, что температура между фронтами ударных волн возрастает с увеличением скорости налетающего потока, достигая значений более 10^7 К при $v = 1000$ км/с. Большая плотность налетающего потока увеличивает плотность рентгеновского источника, лишь несколько изменяя распределение температуры в нем. Протяженность по высоте области с $4 \cdot 10^6$ К $< T < 8 \cdot 10^6$ К получается примерно равной радиусу спокойной звезды $R_{G6} = 7 \cdot 10^{11}$ см. В самых плотных областях радиационные потери начинают сказываться на получающемся окончательно распределении температуры.

В выбранном варианте расчетов со скоростью налетающего потока 400 км/с линейная мера эмиссии области с $T > 4 \cdot 10^6$ К составляет $3,8 \cdot 10^{28}$ см⁻⁵. При принятой площади источника $2\pi R_{G6}^2$ это приводит к мере эмиссии $1,75 \cdot 10^{52}$ см⁻³, превышающей наблюдаемое минимальное значение этой величины. Поток частиц налетающего ветра в области взаимодействия оказывается тем самым равным $7,3 \cdot 10^{39}$ с⁻¹ (конечно, при той же площади источника). Это соответствует потоку массы около $1,8 \cdot 10^{-10} M_{\odot}$ /год в области взаимодействия ветров.

Уже само значение этой величины показывает, что реализация рассматриваемой модели возможна лишь при большой потере массы звезды-донора. Этот звездный ветер гиганта F9 можно оценить здесь только по порядку величины. Так, для этой системы можно предположить, что лишь малая часть (несколько процентов) потока звездного ветра звезды F9 проходит через точку Лагранжа (Боярчук и др. 1997), и заметная доля этих частиц попадает во внешние слои короны спокойной звезды и взаимодействует там с ее звездным ветром. Отсюда получаем, что потеря массы гиганта F9 должна быть больше полученного выше значения. С другой стороны, имеются основания полагать, что не все излучение, обуславливающее появление узкого максимума меры эмиссии, образуется в пространстве между звездами (см. следующий раздел для других систем типа RS CVn).

Таким образом, обнаружение переменного излучения Капеллы в линиях

в диапазоне 100 \AA , с максимумом при фазе орбитального вращения около 0.5, поставило трудную проблему для теоретического анализа. Проведенное моделирование показало, что необходимый рентгеновский источник может сформироваться в короне спокойного компонента Капеллы. Эта модель является достаточно специфичной: ветер звезды F9 должен быть достаточно плотным, но его скорость на удалении порядка десяти радиусов звезды не должна сильно превышать скорость движения звезд по орбите. Имеются основания полагать, что одномерные расчеты, включающие теплопроводность, приводят примерно к такой же толщине источника, к которой должны привести двумерные расчеты. Поэтому основной вывод работы состоит в том, что модель движений плазмы в Капелле, описывающая совокупность последних наблюдений Капеллы в ИК и крайнем ультрафиолетовом диапазонах, может реализоваться, но только при большой потере массы активного гиганта F9.

III.3. Особенность в распределении меры эмиссии и ее возможная интерпретация

Наблюдения после 1993 г. продемонстрировали более сложную структуру высокотемпературного источника как в системе Капелла, так и в других двойных типа RS CVn. Так наблюдения на космическом телескопе им. Хаббла показали, что большая часть излучения в линии 1354 \AA иона Fe XXI образуется в петлях корон F9 и G6 гигантов, в то время переменность крайнего ультрафиолетового излучения прослеживается по изменению потока в линии 1640 \AA He II (Linsky et al. 1998). По наблюдениям, охватывающим период 1993 – 1999 гг. высокотемпературные линии изменяются сильнее всего (примерно вдвое), в то время, как потоки в линиях Fe XVIII – Fe XIX изменяются не более чем на 20% (Dupree 2001).

Кроме того, обсуждаемая выше особенность распределения меры эмиссии была обнаружена и изучена не только в случае Капеллы, но и у других систем типа RS CVn. Впервые такие данные приведены на рис. 2 в (Dupree 1996), а затем обобщение результатов для 24 других систем типа RS CVn дано в работах (Sanz-Forcada et al. 2002, Sanz-Forcada 2002). Здесь можно отметить несколько новых результатов:

1. Обсуждаемая особенность распределения меры эмиссии по температуре у самых спокойных систем отсутствует, тогда как у более активных высокотемпературная часть (6–9 МК) выражена сильнее по

сравнению с низкотемпературной частью, впервые обнаруженной на Капелле.

2. Мера эмиссии в максимуме обсуждаемой особенности хотя и меняется во время вспышек, регистрируемых на этих системах, однако это изменение невелико: 1.6 – 2.5 раза при различных температурах.
3. Использование данных об отношениях линий показывает, что, если в области обычных корональных температур $T \approx 2$ МК электронные плотности близки к $n_e = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, то в максимуме обсуждаемой особенности у большинства систем при $T \approx 8$ МК величина $n_e \geq 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Это свидетельствует о том, что основное излучение при этих высоких температурах образуется в корональных петлях, причем физические условия при температуре $T \approx 8$ МК близки к характерным для слабых длительных вспышек или иных нестационарных процессов, развивающихся в коронах этих звезд.

Два первых результата могут быть проиллюстрированы заимствованным из (Sanz-Forcada 2002) рис. III.5. Параметры систем даны в Таблице 1 Приложения, кроме системы σ Gem, состоящей из гиганта K1 и неизвестного спутника, и характеризующейся орбитальным периодом 19.6 дня. Здесь видно, что влияние вспышек существенно сильнее сказывается при температурах, отличных тех 4 – 9 МК, характерных для обсуждаемой особенности распределения меры эмиссии. Особенно четко это проявляется для системы UX Ari, хотя именно на ней длительные вспышки происходят чаще, чем на многих других. Заметим также, что детальное сравнение рис. III.1 и III.5 показывает, что интервал температур, на которых существует обсуждаемый максимум меры эмиссии, на Капелле заметно смещен в область меньших температур по сравнению с другими системами, более активными и быстрее вращающимися.

Третий из перечисленных результатов показывает, что в коронах звезд все время существуют корональные петли, близкие к по своим характеристикам к вспышечным. Вероятнее всего, это означает, что нестационарные процессы в коронах активных компонент RS CVn- систем идут непрерывно, скорее всего, в различных частях поверхности, перемещаясь от одной активной области к другой. Поскольку рентгеновская светимость RS CVn- систем ограничена, как правило, не превышает $10^{-3} L_{bol}$, эта перманентная активность должна быть чисто корональной, существенно не затрагивающей хромосферные слои. Поэтому разумно предположить, что эти явления и основная часть вещества, приводящая к появлению максимума меры

Рисунок III.5.

Распределение меры эмиссии для четырех систем типа RS CVn. Толстой линией представлен суммарный спектр системы, пунктиром и точками – вспышечное и спокойное состояние.

эмиссии, образуется в явлениях, близких к динамическим вспышкам на Солнце. Последние являются достаточно слабыми в мягком рентгеновском диапазоне, см. (Лившиц и др. 2002) и главу II.

Возвращаясь теперь к проблеме потери массы, можно предположить, что в комплексах активности над нейтральной линией крупномасштабного магнитного поля развиваются многочисленные слабые длительные вспышки, развитие которых связано с крупномасштабным СМЕ с последующим развитием гигантских корональных петель, часть которых также выбрасывается наружу. Эти явления на звездах с пониженной по сравнению с Солнцем гравитацией могут происходить чаще, чем на Солнце или других поздних звездах главной последовательности. Потери вещества в ходе этих явлений вызваны как СМЕ, так и последующим длительным истечением. Таким образом, кроме квазистационарного истечения типа звездного ветра, рассмотренного в предыдущем разделе, на системах типа RS CVn следует ожидать появления потоков плазмы, связанных с частым развитием нестационарных корональных процессов.

В настоящее время только появляются первые наблюдательные результаты, на основании которых можно провести оценку темпа потери массы, связанную с многочисленными слабыми длительными вспышками на активных поздних субгигантах. На рис. 12 работы (Osten, Brown 1999) приведена частота появления вспышек на системах типа RS CVn с различным уровнем активности. Степенной закон распределения явлений с полной энергией больше заданной был зарегистрирован в области энергий длительных вспышек от $\approx 10^{33}$ до $\approx 3 \cdot 10^{34}$ эрг, причем частота слабых из них достигала 30 явлений в день. Первые результаты наблюдений на спутнике CHANDRA системы AR Lac (Pease et al. 2002) показали, что на этой системе в период наблюдений эта частота была больше, чем указанная выше. По этим двум работам можно принять, что одна вспышка с полной энергией $\approx 3 \cdot 10^{33}$ эрг происходит каждый час. Оценим количество плазмы, которое теряется из-за коронального выброса массы, предшествующего такой вспышке. Предполагая, что энергии СМЕ и вспышки примерно равны, и скорость движения основной части плазмы в короне субгиганта около 500 км/с, из соотношения $E = 1/2 N m_p v^2$ получаем, что наружу выносятся $2.4 \cdot 10^{18}$ грамм. Эта оценка согласуется с количеством вещества, выносимым СМЕ при самых мощных солнечных вспышках – 10^{16} грамм при полной энергии вспышки 10^{32} эрг. Принятая частота таких вспышек соответствует потере массы вследствие СМЕ, составляющей $1.05 \cdot 10^{-11} M_{\odot}$ в год.

Медленный подъем части системы гигантских корональных петель при динамических вспышках увеличивает количество вещества, покидающего звезду. На Солнце лишь во время некоторых наиболее мощных длительных явлений это значительно увеличивает массу газа, формирующего возмущения межпланетной среды. Так, например, при мощных вспышках в августе 1972 г. с энергией 10^{32} эрг полное количество выброшенной в межпланетное пространство плазмы достигало 10^{17} грамм (Zastenker et al. 1978), т.е. на порядок превышало значение, соответствующее мощным СМЕ. Таким образом, можно ожидать, что и при длительных вспышках на звездах суммарная потеря массы может также в несколько раз превышать величину $10^{-11} M_{\odot}$ в год, приближаясь к величине $10^{-10} M_{\odot}$ в год.

III.4. Выводы главы III

Известно, что в поздних звездах бóльшей светимости в хромосферных линиях (например, h и k Mg II) непосредственно наблюдается истечение хромосфер наружу, что приводит к формированию протяженных, достаточно холодных оболочек вокруг гигантов и сверхгигантов. Радио- и рентгеновские наблюдения дают определенные указания на присутствие значительного количества горячего вещества в окрестностях звезд типа RS CVn. В работе обращается внимание на то, что особенность в температурном распределении меры эмиссии может быть связана с истечением вещества. Для долгопериодической системы α Aur (Капеллы) дана оценка квазистационарного истечения, предположительно формирующегося в поясе стримеров активного F9 гиганта. Численное моделирование взаимодействия ветров в этой системе позволило описать наблюдательные данные при темпе потери массы, превышающем $10^{-10} M_{\odot}$ в год.

Недавно аналогичная особенность в распределении электронной плотности была обнаружена и изучена не только в случае Капеллы, но и у 24 других систем типа RS CVn (Sanz-Forcada 2002). Было показано, что у более активных систем высокотемпературная часть (6–9 МК) выражена сильнее по сравнению с низкотемпературной частью, впервые обнаруженной на Капелле. Наблюдения свидетельствуют о том, что плазма с температурой 6–9 МК удерживается в гигантских петлях в коронах этих активных компонент Систем типа RS CVn. Выяснилось также, что эта особенность мало чувствительна к мощным вспышкам, которые реально наблюдаются на рассматриваемых звездах.

В диссертации высказывается предположение, что в то время как низ-

котемпературная часть обсуждаемого максимума в распределении меры эмиссии связана с усиленным звездным ветром, его высокотемпературная часть обусловлена суммарным влиянием многочисленных слабых длительных вспышек. Скорее всего в коронах субгигантов происходят процессы, аналогичные динамическим вспышкам на Солнце, в которых велика роль постэруптивного выделения энергии. Эти процессы тесно связаны с крупномасштабными выбросами массы, и звезда теряет массу в течение всей динамической вспышки. По появившимся недавно наблюдательным данным о вспышечной активности на системах типа RS CVn и используя аналогии с процессами на Солнце здесь проведена первая оценка темпа истечения, связанного с многочисленными нестационарными корональными процессами. Для активных систем типа RS CVn эта величина может также достигать $10^{-10} M_{\odot}$ в год.

Таким образом, потеря массы субгигантами в системах типа RS CVn как за счет плотного низкоскоростного звездного ветра, так и из-за многочисленных нестационарных процессов в короне должна на 3–4 порядка превосходить потерю массы Солнцем.

Заключение

В диссертации рассмотрено несколько актуальных проблем солнечно-звездной физики, решение которых позволило конкретизировать общую идею о возможном влиянии на формировании активности не только локальных, но и крупномасштабных магнитных полей. Появление первых наблюдений глобальных магнитных полей поздних звезд стимулировало как проведение их первого анализа, так и выбор направлений новых исследований. Эффекты, связанные с существованием глобального (и крупномасштабного) магнитного поля звезды и приводящие к формированию таких образований как пояс стримеров в области магнитного экватора, корональные дыры и истекающих из них потоков звездного ветра, на некоторых звездах могут проявляться в гораздо большей степени, чем на Солнце.

Так, например, гигантские рентгеновские вспышки на поздних субгигантах двойных систем RS CVn являются аналогом солнечных вспышек в комплексах активности, но при этом их полная энергия на 5–6 порядков превышает энергетику соответствующих солнечных событий. Это не позволяет рассматривать такие вспышки как результат эволюции локальных магнитных полей, а требует учета влияния крупномасштабного магнитного поля. Следует отметить, что помимо энергетических оценок, имеется еще несколько свидетельств того, что проанализированные в работе вспышки на субгигантах связаны с эволюцией именно крупномасштабных магнитных полей.

Существование крупномасштабных магнитных полей на активных поздних звездах, особенно субгигантах, вероятнее всего приводит к увеличению потери массы на несколько порядков величины по сравнению с Солнцем. Некоторые указания на это содержатся в рентгеновских и радионаблюдениях особенно с высоким пространственным разрешением или во время затмений, когда удается зарегистрировать излучение вне звездных корон. В диссертации обращается внимание на то, что особенность распределения меры эмиссии в области температур от 4 до 9 МК, обнаруженная при анализе спектров RS CVn-систем в области крайнего ультрафиолета и мягкого рентгена, может использоваться для оценки темпа истечения вещества. Как рентгеновские и радиоданные, так и анализируемое здесь избыточное высокотемпературное излучение, указывают на существование двух компонент истечения плазмы из звездных корон: квазистационарного (ветер, возникающий, по-видимому, в поясе стримеров) и нестационарного, связанного с длительными вспышечными процессами в коронах. Суммарная

величина потери массы активными поздними субгигантами оценивается значением $\geq 10^{-10} M_{\odot}/\text{год}$.

Необходимо подчеркнуть, что эта работа является первой конкретной разработкой новой идеи. Существует еще несколько интересных вопросов, непосредственно связанных с дальнейшим развитием этого направления:

1 – какие изменения следует внести в теорию динамо, чтобы адекватно отразить роль крупномасштабных магнитных полей в формировании активности;

2 – как связано крупномасштабное магнитное поле и активные долготы на Солнце и активных поздних звездах;

3 – как влияет возраст звезды на роль в формировании активности крупномасштабных магнитных полей по отношению к локальным.

Среди первых конкретных задач следует отметить необходимость наблюдения вращательной модуляции глобального магнитного поля позднего субгиганта β Aql.

Автор благодарит своего научного руководителя д.ф.-м.н. В.Н.Обридко за интерес к теме исследования и помощь в выполнении работы, д.ф.-м.н. В.С.Птускина за обсуждение ряда научных проблем, к.ф.-м.н. К.В.Гетмана и к.ф.-м.н. И.В.Ананьева за содействие в решении некоторых вопросов.

Работа выполнена в рамках гранта РФФИ поддержки ведущих научных школ 00-15-9661.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Ананьев И.В., Обридко В.Н. // Астрон. журн. 1999. Т.76. С.942
- [2] Бадалян О.Г., Лившиц М.А. // Астрон. журн. 1992. Т.69. No 1. С.138
- [3] Боярчук А.А., Бисикало Д.В., Кузнецов О.А., Чечеткин В.М. // Двойные звезды. / Под ред. А.Г.Масевич. М., 1997. С.18
- [4] Веселовский И.С. // Геомагнетизм и аэрономия. 1996. Т.34. N 6. С.1
- [5] Гетман К.В., Лившиц И.М. // Известия РАН, серия физическая. 1998. Т.62. No 6. С.1255
- [6] Гетман К.В., Лившиц И.М. // Вестник МГУ. Серия 3. Физика. Астрономия. 1999. No 1. С.59
- [7] Гетман К.В., Лившиц М.А. // Астрон. журн. 1999. Т.76. С.704
- [8] Гетман К.В., Лившиц М.А. // Астрон. журн. 2000. Т.77. С.295
- [9] К. де Ягер. Строение и динамика солнечной атмосферы. М.:1962. С.312–322
- [10] Ермаков Ф.А. // Физика солнечной активности. / Ред. Могилевский Э.И. М.: Наука. 1988. С.25
- [11] Косовичев А.Г., Попов Ю.П. // ЖВМ и МФ. 1979. Т.19. No 5. С.1253
- [12] Котов В.А., Северный А.Б. // Общее магнитное поле Солнца как звезды. Каталог 1968 – 1976 / Ред. Дубов Э.Е. М: МГК АН СССР. 1983.
- [13] Котов В.А., Ханейчук В.И., Цап Т.Т. // Астрон. журн. 1999. Т.76. С.218
- [14] Лившиц И.М. // Труды конф. "Крупномасштабная структура солнечной активности". Пулково, 21-25 июня 1999. Санкт-Петербург, ГАО РАН. С.139
- [15] Лившиц И.М. "Вращательная модуляция общего магнитного поля Солнца" // Труды конф. "Солнце в период смены знака полярностей магнитного поля". 2001. Санкт-Петербург, ГАО РАН. С.241
- [16] Лившиц И.М., Лившиц М.А. // Астрон. журн. 2002. Т.79. No 4. С.364

- [17] Лившиц М.А., Бадалян О.Г., Белов А.В. // Астрон. журн. 2002. Т.79. No 6 (в печати)
- [18] Макаров В.И. // Солнечные данные. 1984. N 6. С.59
- [19] Макаров В.И., Фатьянов М.П. // Письма в Астрон. журн. 1982. Т.8. С.631
- [20] Молоденский М.М., Филиппов Б.П. Магнитные поля активных областей Солнца. М.: Наука. 1992
- [21] Обридко В.Н., Шельтинг Б.Д. // Астрон. журн. 2000. Т.77. С.124 и 303
- [22] Прилуцкий О.Ф., Усов В.В. // Астрон. журн. 1976. Т.53. No.1. С.6
- [23] Саванов И.С., Савельева Ю.Ю. // Астрон. журн. 1997. Т.74. С.919
- [24] Самарский А.А., Попов Ю.П. Разностные методы решения задач газовой динамики. М., 1992.
- [25] Северный А.Б. Некоторые проблемы физики Солнца. М.:Наука. 1988. Глава 6.
- [26] Солнечная и солнечно-земная физика. М.: 1980.
- [27] Сомов Б.В., Сыроватский С.И. // в книге "Нейтральные токовые слои в плазме". М.: Наука. 1974. (Труды ФИАН. Т.74.) С.14
- [28] Степанов А.В.1996 Сомов Б.В., Сыроватский С.И. // Известия Главной астроном. обс. в Пулкове. N.211 С-Петербург:ГАО 1996. С.5
- [29] Тарасова Т.Н., Плачинда С.И., Румянцев В.И. // Астрон. журн. 2001. Т.78. С.550
- [30] Ханейчук В.И. // Астрон. журн. 1999. Т.76. С.385
- [31] Харшиладзе А.Ф., Иванов К.Г. // Геомагнетизм и аэрономия. 1994. Т.34. No 4. С.22
- [32] Шаттен К.Г. // в кн.: Наблюдения и прогноз солнечной активности. / Ред. П.Мак-Интош, М.Драйер. М.: Мир. 1976

- [33] Baliunas et al. // ApJ. 1995. V.438. P.269
- [34] Baliunas S.L., Vaughan A.H. // Ann.Rev.Aston.Astrophys. 1985. V.23. P.379
- [35] Betta R.M., Peres G., Reale F., Serio S. // Astron. Astrophys. Suppl. 1997. V.122. P.585
- [36] Brickhouse N.S. // Astrophysics in the Extreme Ultraviolet. /Eds. S.Bowyer, R.F.Malina. 1996. Dordrecht: Kluwer. P.105
- [37] Canfield R.C., Hudson H.S., McKenzie D.E. // Geophys.Res.Lett. 1999. V.26. P.627
- [38] Chertok I.M. // Solar Phys. 2001. V.198. P.367
- [39] Chertok I.M., Fomichev V.V., Gnezdilov A.A., Gorgutsa R. // Solar Phys. 2001. V.204. P.139
- [40] Cully S.L., Fisher G., Abbott M.J., Siegmund O.H.W. // Astrophys.J. 1994. V.435. P.449
- [41] Dempsey R.C., Linsky J.L., Fleming T.A., Schmitt J.H.M.M. // Astrophys.J.Suppl. 1993. V.86. No 2. P.599
- [42] Dupree A.K. // 1986. Ann.Rev.Aston.Astrophys. V.24. P.377
- [43] Dupree A.K. // in: "Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun". ASP Conf. Ser. 1996. V.109. P.237
- [44] Dupree A.K. // in: "Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun". ASP Conf. Ser. 2001. V.223. P.333
- [45] Dupree A.K., Brickhouse N.S. // Stellar Surface Structure. (Poster Proc. IAU Symp. 176) / Ed. K.G.Strassmeier. 1995. Univ.of Vienna. P.190
- [46] Dupree A.K., Brickhouse N.S., Doschek G.A., Green J.C., Raymond J.C. // Astrophys.J. 1993. V.418. P.L41
- [47] Favata F., Schmitt J.H.M.M., Micela G., Reale F., Sciortino S. // Astron. and Astrophys. 2000. V.362. P.628
- [48] // Feldman P.A. et al., Astron.J.1978. V.83. P.1471
- [49] Forbes T.G., Acton L.W. // Astrophys. J. 1996. V.459. P.330

- [50] Graffagnino V.G., Wonnacott D., Schaeidt S. // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 1995. V.275. P.129
- [51] Güdel M., Linsky J.L., Brown A., Nagase F. // *Astrophys. J.* 1999. V.511. P.404
- [52] Haisch B. // *Irish AJ.* 1986. V.17. P.200
- [53] Haisch B., Schmitt J.H.M.M. // *Publ.Astr.Soc.Pacific.* 1996. V.108. No.720. P.113
- [54] Haisch R., Strong K.T., Rodono M. // *Ann.Rev.Aston.Astrophys.* 1991. V.29. P.275
- [55] Haisch R., Rodono M.(eds.) // *Solar and Stellar Flares.* Dordrecht: Kluwer. 1989.
- [56] Hartmann L., Noyes R.W. // *Ann.Rev.Aston.Astrophys.* 1987. V.25. P.271
- [57] Hoeksema J.T. *Solar Magnetic Field 1985 through 1990.* Boulder: WCDA. 1991.
- [58] Hubrig S., Plachinda S.I., Hunsch M., Schroder K.-P. // *A&A.* 1994. V.291. P.890
- [59] Johns-Krull C.M., Valenti J.A., Hatzes A.P., Kanaan A. // *ApJ.* 1999. V.510. P.L41
- [60] Katsova M.M. // *Stellar Surface Structure.* (Poster Proc. IAU Symp. 176) / Ed. K.G.Strassmeier. 1995. Univ.of Vienna. P.187
- [61] Katsova M.M., Drake J., Livshits M.A. // *Astrophys. J.* 1999. V.510. P.986
- [62] Katsova M.M., Shcherbakov A.G. // *Astron.Astrophys.* 1998. V.329. P.1080
- [63] Kopp R.A., Pneuman G.W. // *Solar Phys.* 1976. V.50. P.85
- [64] Koutchmy S., Livshits M.A. // *Space Sci.Rev.* 1992. V.61. P.393
- [65] Kürster M. // *Stellar Surface Structure.* (Proc. IAU Symp. 176) / Eds. K.G.Strassmeier, J.L.Linsky. 1996. Dordrecht: Kluwer. P.477
- [66] Lafon J.-P.J., Berruyer N. // *A&AR.* 1991. V.2. P.249
- [67] Landstreet J.D. // *A&AR.* 1992. V.4. P.35

- [68] Lestrade J.-F. // Stellar Surface Structure. (Proc. IAU Symp. 176) / Eds. K.G.Strassmeier, J.L.Linsky. 1996. Dordrecht: Kluwer. P.173
- [69] Linsky J.L., Andrielis C., Saar S.H. et al. // in: "Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun". ASP Conf. Ser. 1994. V.64. P.438
- [70] Linsky J.L., Wood B.E., Brown A., Osten R.A. // ApJ. 1998. V.492. P.767.
- [71] Livshits I.M. // Astronomical and Astrophysical Transactions. 2001. V.20. P.587
- [72] I.M.Livshits, M.A.Livshits // In: "Stellar Coronae in the Chandra and XMM-Newton era" / Ed. F.Favata, J.Drake. Noordwijk, The Netherlands. 25-29 June 2001. 2002(in press)
- [73] Livshits I.M., Livshits M.A. // The 35th ESLAB Symposium "Stellar Coronae in the Chandra and XMM-Newton era" Noordwijk, The Netherlands. 25-29 June 2001. Abstract Book. P.69
- [74] Maggio A., Pallavicini R., Reale F., Tagliaferri G. // Astron. and Astrophys. 2000. V.356. P.627
- [75] Makarov V.I., Makarova V.V. // Synoptyc Solar Phys. ASP Conf.Ser. 1998. V.140. P.347
- [76] Makarov V.I., Sivaraman K.R. // Solar Phys. 1983. V.85. P.227
- [77] Makarov V.I., Sivaraman K.R. // Solar Phys. 1989. V.119. P.35
- [78] Makarov V.I., Tlatov A.G. // Proc. 9th European Meeting of Solar Physics. / Ed. Wilson A. 1999. P.125
- [79] Makarov V.I., Tlatov A.G., Obridko V.N. et al. // Solar Phys. 2001. V.198. P.409
- [80] Marcy G.W., Basri G.S. // Astrophys.J. 1989. V.345. P.480
- [81] McAllister A., Dryer M., McIntosh P., Singer H. // J. Geophys. Res. 1996. V.101(A6). P.13497
- [82] Mewe R. // A&AR. 1991. V.3. P.127
- [83] Mewe R., Kaastra J.S., Liedahl D.A. // Legacy. 1995. V.6. P.16
- [84] Obridko V.N., Shelting B.D. // Solar Phys. 1999. V.184. P.187

- [85] Osten R., Brown A. // *Astrophys.J.* 1999. V.515. P.746
- [86] Pallavicini R. // *Astron.Astrophys.Rev.* 1989. V.1. P.177
- [87] Pallavicini R., Tagliaferri G.//Palermo Astronomy Preprints. 1998. N 4. (The Activity X-ray Sky: Results from BeppoSAX and Rossi-XTE Symposium)
- [88] Pallavicini R., Tagliaferri G., Stella L. // *Astron. Astrophys.* 1990. V.228. P.403
- [89] D.Pease, J.J.Drake, V.Kashyap et al. // In: "Stellar Coronae in the Chandra and XMM-Newton era" / Ed. F.Favata, J.Drake. Noordwijk, The Netherlands. 25-29 June 2001. (Poster book. P.74). 2002(in press)
- [90] Peres G., Rosner R., Serio S., Vaiana G.S. // *Astrophys. J.* 1982. V.252. P.791
- [91] Plachinda S.I., Johns-Krull C.M., Tarasova T.N. // *Odessa Astronomical Publications.* 2001. V.14. P.219
- [92] Plachinda S.I., Tarasova T.N. // *ApJ.* 1999. V.514. P.402
- [93] Robinson R.D., Worden S.P., Harvey J.W. // 1980. *ApJ.* V.236. P.L155
- [94] Rosner R., Golub L., Vaiana G.S. // 1985. *Ann.Rev.Aston.Astrophys.* V.23. P.413
- [95] Saar S.H. // 1990. *Proc. IAU Symp.* N 138. / Ed. Stenflo J.H.
- [96] Sanz-Forcada J. // in: *Stellar Coronae in the Chandra and XMM-Newton Era.* ASP Conf. Ser. / Eds. Favata F., Drake J. 2002 (in press)
- [97] Sanz-Forcada J., Dupree A.K., Brickhouse N.S. // in: *Stellar Coronae in the Chandra and XMM-Newton Era.* ASP Conf. Ser. / Eds. Favata F., Drake J. 2002 (in press)
- [98] Siarkowski M. // *Monthly Notices Roy.Astron.Soc.* 1992. V.259. P.453
- [99] Siarkowski M. // *Stellar Surface Structure.* (Poster Proc. IAU Symp. 176) / Eds. K.G.Strassmeier. 1995. Univ.of Vienna. P.190
- [100] Siarkowski M. // *Stellar Surface Structure.* (Proc. IAU Symp. 176) / Eds. K.G.Strassmeier, J.L.Linsky. 1996. Dordrecht: Kluwer. P.469

- [101] Strassmeier K.G., Hall D.S., Zeilik M., Nelson E., Eker Z., Fekel F.C. // *Astron.Astrophys.Suppl.* 1988. V.72. P.291
- [102] Sturrock P.A. // *Nature.* 1966. V.211. P.695
- [103] Svestka Z., Farnik F., Hudson H.S., Uchida Yu., Hick P., Lemen J.R. // *Solar Phys.* 1995. V.161. P.331
- [104] Franciosini E., Pallavicini R., Tagliafierri G. // *Astron. Astrophys.* 2001. V.375. P.196
- [105] Trigilio C. et al. // *Physics of Solar and Stellar Coronae / Eds. J.L.Linsky, S.Serio.* 1993. Dordrecht: Kluwer. P.413
- [106] Tsuneta S. // *Astrophys. J.* 1996. V.456. P.840
- [107] Tsuru T., Makishima K., Ohashi T. // *Publ. Astron. Soc. Japan.* 1989. V.41. P.679
- [108] Valenti J.A., Marcy G.W., Basri G.S. // *Astrophys.J.* 1995. V.439. P.939
- [109] van den Oord G.H.J., Zuccarello F. // *Stellar Surface Structure. (Proc. IAU Symp. 176) / Eds. Strassmeier K.G., Linsky J.* 1996. Dordrecht: Kluwer. P.433
- [110] Veselovsky I.S. // in: *Proc.9th European Meeting on Solar Physics, Magnetic Fields and Solar Processes. Florence, Italy. 12–18 September 1999. ESA SP–448.* 1999. P.1217
- [111] Vilhu O. // 1984. *Astron.Astrophys.* V.133. P.117
- [112] Vilhu O., Walter F.M. // 1987. *Astrophys.J.* V.321. P.958
- [113] Wang H., Good P.R., Dencer C. et al. // *Astrophys.J.* 2000.
- [114] Zastenker G.N. et al. // *J. Geophys. Res.* 1978.V.83.No 3. P.1035

Приложение

Таблица 1. Информация о системах RS CVn, использованная в работе (И.Лившиц 1999) и на странице 15.

HD	Звезда	Спектр	P, сутки	lg R	lg L _X	lg F _X
8357	AR Psc	+G8IV	12.24	11.29	31.24	7.56
19845	LX Per	G0IV+K0IV	7.900	11.29	30.88	7.20
21242	UX Ari	G5V+K0IV	6.440	11.38	31.08	7.22
22468	V711 Tau	G5IV+K1IV	2.840	11.41	31.38	7.46
26337	EI Eri	G5IV	1.940	11.29	31.14	7.46
30050	RZ Eri	Am+K0IV	21.60	11.94	30.36	5.38
BD-05 1935	VV Mon	G2IV+K0IV	6.050	11.62	31.16	6.82
—	SS Cam	F5V-IV+K0IV-III	4.820	11.69	30.48	6.00
65626	54 Cam	F9IV+F9IV	10.16	11.34	30.18	6.40
BD+02 1993	GK Hya	F8+G8IV	3.590	11.37	30.19	6.35
BD+24 1959	RU Cnc	F5IV+K1IV	10.14	11.53	30.64	6.48
77137	TY Pyx	G5IV+G5IV	3.200	11.06	30.67	7.45
BD+61 1211	DM UMa	K0-1IV-III	7.480	11.12	30.08	6.74
102509	93 Leo	A6V+G5IV-III	71.69	11.75	29.99	5.39
BD+29 2355	UX Com	G2+K1IV	3.640	11.24	31.21	7.63
114519	RS CVn	F5IV+K0IV	4.790	11.45	31.07	7.07
118216	HR 5110	F2IV+K2IV	2.610	11.26	30.74	7.12
BD+39 2849	SS Boo	G0IV+K1IV	7.610	11.36	30.33	6.51
150708	WW Dra	G2IV+K0IV	4.630	11.43	31.19	7.23
157482	HR 6469	F2V+?+G5IV	83.20	11.75	29.48	4.88
163930	Z Her	F4V-IV+K0IV	3.960	11.26	30.16	6.55
341475	MM Her	G2IV+G8IV	7.940	11.29	30.55	6.87
348635	AW Her	G0+K1[IV]	8.800	11.35	31.06	7.26
206301	42 Cap	G2IV	13.17	11.27	29.57	5.93
209318	RT Lac	G9IV+K1IV	5.080	11.37	30.62	6.78
210334	AR Lac	G2IV+K0IV	1.980	11.29	31.02	7.34
219113	SZ Psc	F8IV+K1IV	3.950	11.59	31.30	7.02
BD+24 4742	EZ Peg	G5V-IV+K0IV	11.66	11.29	30.45	6.77
222107	λ And	G8IV-III	52.95	11.69	30.57	6.09
224085	II Peg	K2-3V-IV	6.720	11.20	30.78	7.28

Здесь радиус R активного компонента системы дан в см

Таблица 2. Данные о некоторых активных К-карликах, использованных в рис. 3 и на странице 15.

HD	Gliese	звезда	спектр	lg L_X	P, сутки
4628			K4-2 V	27,59	39
16160			K3 V	27,26	48
26965		σ^2 Eri A	K1 V	27,61	43
32147			K5 V	27,18	47
160346	688		K3 V	27,48	37
201091	820	61 Cyg A	K5 V	27,15	35
219834B	894.2	94 Aqr B	K2 V	27,58	43
115404	505		K1 V	28,02	18
149661		V2133 Oph	K0 V	28,16	21
156026	664	V 2215 Oph	K5 V	27,75	21
201092	820	61 Cyg B	K7 V	27,15	38
165341A	702	70 Oph A	K0 V	28,31	20
190007	775		K4 V	27,81	29
37394			K1 V	28,55	11
82443	354.1		K0 V	29,30	6
155885		36 Oph B	K1 V	28,28	21
175742		V 775 Her	K0 V	29.4	2.9
82558		LQ Hya	K0-2 V	29.5	1.6
102077		V 838 Cen		29.9	1.8
26554		AG Dor	K2 V	29.8	2.5
143313		MS Ser	K2 V	30.1	9.6
45088		OU Gem	K3 V	29.3	7.4
-	171.2A	V 833 Tau	K5 V	29.8	1.9
118100		EQ Vir	K5-7 V	29.4	4
16157		CC Eri	K7 V	29.5	1.6