

**ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ИНСТИТУТ АСТРОНОМИИ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК**

**На правах рукописи
УДК 524.523**

Соболев Андрей Владимирович

**СТРУКТУРА МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ТЕЧЕНИЙ В
ПОЛЯРАХ**

01.03.02 — астрофизика и звёздная астрономия

**Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук**

**Научный руководитель
д.ф.-м.н. А.Г. Жилкин**

Москва – 2022

Оглавление

Введение	4
Глава 1. Модель поляра	27
1.1 Физическая модель	27
1.2 Математическая модель	28
1.3 Численная модель	47
1.3.1 Начальные и граничные условия	47
1.3.2 Разностная схема	48
1.3.3 МГД схема Рой–Ошера–Эйнфельдта	50
1.3.4 Расчетная сетка	66
1.4 Положения, выносимые на защиту	68
Глава 2. Результаты численных расчётов структуры течения для синхронного поляра V808 Aur	69
2.1 Данные наблюдений и их анализ	69
2.2 Результаты расчётов	74
2.2.1 Структура течения	74
2.2.2 Горячие пятна на поверхности аккретора	81
2.3 Положения, выносимые на защиту	85
Глава 3. Результаты численных расчётов для асинхронного поляра CD Ind в приближении смешённого диполя магнитного поля аккретора	86
3.1 Данные наблюдений и их анализ	86
3.2 Структура течения	88
3.3 Горячие пятна на поверхности аккретора	94

3.4 Синтетические кривые блеска	100
3.5 Положения, выносимые на защиту	108
Глава 4. Результаты численных расчётов для асинхронного поляра CD	
Ind в момент переключения течения между магнитными полюсами аккретора	109
4.1 Структура течения	109
4.2 Горячие пятна на поверхности аккретора	119
4.3 Вариации темпа акреции	124
4.4 Синтетические кривые блеска	127
4.5 Положения, выносимые на защиту	133
Заключение	135
Литература	141

Введение

Наблюдения показывают, что большинство звёзд являются двойными или кратными [1,2]. Такие звёзды представляют особый интерес для исследования, поскольку в них эволюция компонент протекает иначе, чем у одиночной звезды. Это главным образом обусловлено взаимодействием между компонентами двойной системы. По характеру этого взаимодействия двойные звёзды классифицируются на разделённые и тесные. Тесные пары в свою очередь могут быть полуразделёнными и контактными.

В разделённых системах оба компонента эволюционируют практически как одиночные звёзды, испытывая лишь гравитационное воздействие друг на друга. Однако слабый обмен веществом в таких системах возможен за счёт звёздного ветра каждой из компонент, при этом существенного влияния на эволюцию звёзд он не оказывает.

В тесных двойных системах (ТДС), напротив, обмен веществом между компонентами — один из главных факторов, влияющий на эволюцию системы [3]. Этот процесс возникает вследствие неравенства начальных масс компонентов, приводящего к различию их эволюционного статуса в заданный момент времени. В результате в полуразделённых двойных звёздах возникает следующее состояние: один из компонентов находится на стадии компактного объекта — белого карлика, нейтронной звезды или чёрной дыры, а другой в этот же момент времени завершает стадию главной последовательности с переходом к состоянию расширяющегося гиганта. Когда последний в процессе расширения заполнит свою полость Роша, вещество из его атмосферы начнёт свободно перетекать через внутреннюю точку Лагранжа на соседний компактный объект. В этом случае звезда, которая теряет вещество, называется донором, а звезда, накапливающая

вещество, — аккретором. Процесс массопереноса порождает множество вариантов дальнейшей эволюции двойной системы: от формирования двух компактных объектов до взрыва сверхновой, приводящего к распаду системы.

В контактных системах оба компонента имеют примерно одинаковый эволюционный статус и каждый из них заполняет свою полость Роша. Как правило, такие системы являются одним из вариантов дальнейшего развития полуразделённых звёзд, в которых в результате многократного массообмена компоненты теряют угловой орбитальный момент и постепенно сближаются, а на конечной стадии сливаются в один объект с выделением значительного количества энергии.

Другой характерной особенностью некоторых двойных систем, помимо обмена веществом, является изменчивость их блеска, благодаря которой такие звёзды принадлежат к переменному типу. При этом изменение блеска двойной звезды может быть как периодичным, так и носить событийный, случайный характер. В первом случае причиной переменности служит механизм взаимного затмения компонентов, а её период определяется орбитальным периодом вращения системы.

Второй случай имеет физическую природу и связан с массообменом. При перетекании вещества и последующем его накоплении на поверхности компактного объекта (аккретора) создаются условия для горения свеже-поступившего водорода. Однако это горение протекает взрывообразно и в результате приводит к вспышке светимости всей двойной системы, которая наблюдателем фиксируется как взрыв новой или сверхновой звезды. Очевидно, что такие вспышки происходят с различной периодичностью. В отличие от первого случая, где блеск системы падает в моменты затмений, здесь, напротив, имеет место значительное увеличение светимости по сравнению со спокойным состоянием. Подобные звёзды принято называть катализмическими.

Среди всех катализмических переменных выделяется подкласс магнитных звёзд, у которых компактный объект обладает магнитным полем определённой величины. Наличие магнитного поля не оказывает заметного влияния на процесс массоопереноса, зависящий прежде всего от плотности и скорости потока вещества во внутренней точке Лагранжа, однако существенным образом определяет его геометрию, особенно в области магнитосферы аккретора. Магнитные катализмические переменные (*mCV*) — это тесные двойные системы, в которых донор представляет собой мало- массивную звезду позднего спектрального класса (K или M), как правило, красный карлик, а аккретор является белым карликом. Когда в ходе эволюции красный карлик заполняет свою полость Роша, начинается перетекание вещества во внутреннюю полость Роша белого карлика (см., например, Warner 2003). Это процесс становится возможным благодаря тому, что во внутренней точке Лагранжа L_1 градиент полного давления оказывается не уравновешен силой гравитации.

Геометрия течения вещества после того, как оно покидает внутреннюю точку Лагранжа, будет определяться двумя основными факторами — скоростью массопереноса и напряжённостью магнитного поля аккретора. Первый фактор в совокупности с действующими силами во вращающейся двойной системе (силой Кориолиса и силой инерции) способствует отклонению потока в сторону от направления на белый карлик. С ростом скорости увеличивается и длина баллистической части траектории вещества.

Величина индукции магнитного поля аккретора B влияет на поведение истекающего из донора вещества вблизи аккретора. В зависимости от данной величины возможны две характерные конфигурации течения, которые и определяют разделение *mCV* на поляры и промежуточные поляры.

В промежуточных полярах [5] магнитное поле оказывается достаточно слабым ($0.01 \leq B \leq 10$ МГс), чтобы захватить вещество сразу после

того, как оно покинуло внутреннюю точку Лагранжа, поэтому в таких системах формируется аккреционный диск во внешней части полости Роша аккретора, на границе его магнитосферы. Во внутренней части магнитосферы, где вещество диска значительно теряет свой угловой момент, движение потока происходит уже вдоль магнитных силовых линий в окрестности магнитных полюсов. Промежуточные поляры в силу малой напряжённости магнитного поля характеризуются значительным асинхронизмом собственного вращения аккретора по отношению к орбитальному движению всей системы (Norton et al., 2004). Это приводит к различным конфигурациям диска и режимам акреции. В частности, при достаточно быстром вращении белого карлика возможно полное исчезновение аккреционного диска (так называемый режим «суперпропеллера»): истекающее из донора вещество центробежной силой аккретора вытесняется в окрестность внешней точки Лагранжа L_2 , откуда безвозвратно покидает двойную систему.

С повышением напряжённости магнитного поля в полярах [4] ($B \geq 10$ МГс) увеличивается альфвеновский радиус аккретора (эффективный радиус его магнитосферы), который становится сопоставим с межкомпонентным расстоянием в этих двойных системах. Это означает, что магнитное поле способно контролировать истекающее вещество донора уже в окрестности точки Лагранжа L_1 . Поэтому в полярах вместо диска формируется коллимированная струя. Сильное магнитное поле также способствует синхронизации вращения аккретора с орбитальным периодом поляра. Даже на эволюционных фазах вспышечной активности асинхронизм не превышает 2%. На сегодняшний день известно около 100 синхронных поляров и лишь 7 асинхронных. Синхронизм в этих двойных звёздах означает постоянство положения магнитных полюсов аккретора относительно донора (точки L_1), поэтому конфигурация течения большую часть времени соответствует однополюсной акреции. Однако при указанной величине асинхронизма в системе может протекать процесс переключения течения с од-

ного магнитного полюса на другой. Кроме того, при значительном темпе массообмена возможна конфигурация двухполюсной акреции. В окрестности магнитных полюсов белого карлика выпадение вещества происходит в виде акреционных колонок.

Актуальность темы исследования

Исследование структуры МГД течений в ТДС представляет собой сложную задачу, поскольку даже в простейшей её постановке структура течения может иметь трехмерный характер из-за неколлинеарности оси симметрии магнитного поля и оси орбитального вращения. Однако эта задача вызывает огромный интерес мирового научного сообщества, поскольку все наблюдаемые явления в ТДС так или иначе связаны с акрецией вещества на один из компонентов. В магнитных ТДС акреция на компактный объект, обладающий собственным магнитным полем, может приводить к ряду дополнительных наблюдаемых явлений. К этим явлениям можно отнести излучение из области полярных колонок, переменность, связанную с образованием горячих пятен на поверхности аккретора, высокочастотные квазипериодические осцилляции рентгеновского излучения и многие другие. Данные явления представляют особый интерес как для наблюдателей, так и для теоретиков, им посвящено множество статей и монографий [4, 5, 7].

Из-за малого углового размера исследуемых систем непосредственное наблюдение элементов течения в магнитных катаклизмических переменных звездах невозможно. Наблюдательные данные имеют интегральный характер, поскольку приходящее от исследуемого источника излучение регистрируется одновременно и не может быть интерпретировано без привлечения некоторых предварительных теоретических предположений о пространственной структуре течения вещества. Данные предположения могут выдвигаться только на основе физических моделей, чем и определя-

ется их важность. С другой стороны, физические модели включают в себя независимые параметры, значения которых не могут быть определены без привлечения данных наблюдений. Таким образом, построение детальной картины течения в полярах и промежуточных полярах невозможно без тесного взаимодействия наблюдателей и теоретиков.

Первые численные исследования влияния магнитного поля на структуру потока были проведены ещё в начале 1990-х годов. Из-за высокой сложности проблемы эти исследования имели ряд ограничений и упрощений. Так, например, в работах [?, ?, ?, ?] для моделирования структуры течения в mCV использовался метод квазичастиц. Было показано, что структура течения в промежуточных полярах может в зависимости от конфигурации магнитного поля включать как аккреционный диск, аналогичный дискам в немагнитных катализмических переменных, так и удерживаемые магнитным полем аккреционные потоки. Однако в этих расчетах не учитывался ряд важных эффектов, таких как влияние газового и магнитного давлений, процессы нагрева-охлаждения, генерация магнитного поля в диске и другие. В ряде работ [?, ?, ?, ?] проведено изучение трехмерной структуры течения в системе, где магнитное поле играет доминирующую роль, однако расчетная область модели включала только небольшую окрестность звезды-аккретора.

Только за последние несколько лет удалось разработать самосогласованную трехмерную численную модель для расчета структуры течений в ТДС с учетом магнитного поля (Жилкин, Бисикало, Боярчук, 2012, УФН, 182, 121; Бисикало, Жилкин, Боярчук, Газодинамика тесных двойных звезд, М.: Физматлит, 2013). В этой модели используется полная система уравнений магнитной гидродинамики, позволяющая описать все основные динамические эффекты, связанные с магнитным полем: процессы радиационного нагрева и охлаждения, диффузию магнитного поля за счет диссипации токов в турбулентных вихрях, магнитную плавучесть и

волновую МГД турбулентность. Стоит отметить, что формирование и последующая эволюция аккреционного диска в данной модели происходят естественным образом в результате процесса массопереноса вещества через внутреннюю точку Лагранжа. Кроме того, представленная модель способна учесть некоторые дополнительные эффекты, обусловленные наличием в ТДС магнитного поля сложной конфигурации. Например, сильные наблюдательные свидетельства наличия сложного (имеющего существенную квадрупольную компоненту) магнитного поля имеются в случае асинхронного поляра BY Cam (Mason et al., 1998, MNRAS 295, 511). Как показали недавние работы (Жилкин, Бисикало, Масон, 2012, АЖ, 89, 291), если аккретор имеет магнитное поле сложной конфигурации, то аккреционных пятен на его поверхности может быть несколько. К аналогичным выводам пришли авторы работ (Long, Romanova, Lovelace, 2007, MNRAS, 374, 436; Long, Romanova, Lovelace, 2008, MNRAS 386, 1274; Romanova et al., 2011, MNRAS, 411, 915), в которых проводилось трехмерное МГД-моделирование дисковой акреции на звезду со сложной геометрией магнитного поля с учетом квадрупольной и даже октупольной компонент. Однако эти модели применялись для моделирования процесса дисковой акреции на молодые звезды типа Т Тав.

Другим важным эффектом влияния магнитного поля может служить формирование наклоненных аккреционных дисков в промежуточных полярах. К настоящему времени накоплено достаточно много наблюдательных свидетельств наличия таких аккреционных дисков [?, ?, ?, ?, ?, ?, ?, ?, ?, ?, ?, ?, ?, ?]. В работе (Бисикало и др., 2013, АЖ, 90, 366) в рамках трехмерного численного моделирования исследовался процесс формирования наклоненных аккреционных дисков в типичных промежуточных полярах с дипольным магнитным полем, наклоненным к оси вращения белого карлика. Проведенное моделирование показало, что наклонение оси симметрии магнитного поля может приводить к значительному наклонению диска

к орбитальной плоскости. Более общая модель должна включать случай, когда ось собственного вращения аккретора не совпадает с орбитальной осью, а магнитная ось собственного магнитного поля аккретора наклонена к оси его вращения и к орбитальной оси (как это имеет место в случае Земли). Подобный эффект был исследован в работе (Thomas, Wood, 2015, ApJ, 803, 55) в рамках гидродинамики сглаженных частиц. При этом влияние магнитного поля учитывалось за счет введения модельной внешней силы. В работе (Фатеева, Жилкин, Бисикало, 2015, АЖ, 92, 977) процесс формирования и эволюции наклоненных акреционных дисков в типичных промежуточных полярах в случае несовпадения всех трех осей исследовался в рамках трехмерного МГД моделирования. В частности, было показано, что влияние магнитного поля и асинхронного вращения звезды-аккретора приводит к формированию в диске ярко выраженных спиральных волн, природа которых не связана ни с прецессионной спиральной волной, ни с приливным воздействием от звезды-донора. При этом амплитуда этих волн оказывается достаточной для возможных наблюдательных проявлений, которые могут быть связаны, например, с периодическими затмениями зон энерговыделения на поверхности белого карлика.

Особый интерес вызывают исследования магнитных ТДС с быстрыми вращающимися белыми карликами. Наиболее ярким примером систем такого типа является промежуточный поляр AE Aqr. В этой системе период осевого вращения белого карлика P_{spin} примерно в 1000 раз короче орбитального периода P_{orb} , а магнитное поле на его поверхности оценивается величиной порядка 50 кГс [?, ?, ?, ?, ?, ?, ?]. Исследование процесса взаимодействия магнитного поля белого карлика и струи вещества, текущего в его полости Роша, применительно к AE Aqr до недавнего времени проводилось при ряде упрощающих предположений [?, ?, ?, ?, ?, ?, ?]; [?, ?, ?, ?, ?, ?, ?]. В частности, струя моделировалась в виде суперпозиции диамагнитных сгустков, которые в процессе вычислений рассматривались как тестовые частицы.

При этом деформация и нагрев сгустков не учитывались. Дисперсия скоростей истекающего вещества в рамках такого подхода интерпретировалась в терминах различий тестовых частиц по массам и радиусам и, соответственно, по траекториям их движений в полости Роша белого карлика. Причины, приводящие к фрагментации исходной струи на сгустки, при этом не рассматривались. Исследование структуры течения в рамках трехмерной МГД проведено в работе [?, ?, ?, ?, ?]. В ней показано, что процесс взаимодействия быстровращающегося белого карлика с веществом, окружающим его магнитосферу, носит нестационарный характер, и его эффективность существенно зависит от физических параметров вещества, расположенного на границе его магнитосферы. Это обеспечивает большое разнообразие возможных сценариев течения вещества в системе (от образования транзитного диска до полного подавления процесса обмена массой между компонентами системы через точку Лагранжа L1), включая периодическое замещение одного типа течения другим на масштабе динамического времени.

Впервые представляемый в данной диссертации подход для описания структуры МГД течения в тесных двойных системах с помощью самосогласованной трёхмерной численной модели позволяет устранить недостатки применявшихся ранее методов моделирования mCV. Этот подход может иметь особое значение для более глубокого понимания физических процессов, происходящих в магнитных катализмических переменных, а также использоваться для интерпретации наблюдений.

Структура диссертации

Диссертация состоит из введения, четырёх глав и заключения. Число страниц в диссертации — 146, рисунков — 45, таблиц — 2. Список литературы содержит 150 наименований.

Во Введении представлен краткий обзор содержания диссертации,

объектов исследования, описана актуальность диссертационной работы, цели, задачи, новизна полученных результатов, их научная и практическая значимость. Представлена информация по апробации результатов, научным публикациям по результатам исследований соискателя и его вкладе.

В **Главе 1** приводится описание физической и математической модели исследуемых объектов — поляров и промежуточных поляров. Для целей изучения структуры массообмена в данных двойных системах представлена разработанная численная модель, основанная на уравнениях модифицированной магнитной газодинамики, которые описывают усредненные характеристики течения в рамках волнной МГД-турбулентности. В такой численной модели учитывается ряд динамических эффектов, связанных с наличием значительного магнитного поля белого карлика, например, диффузия магнитного поля и процессы радиационного нагрева и охлаждения. Описываемая численная модель применяется в рамках расчётной области, включающей в себя полости Роша донора и аккретора. Это позволяет в рамках модели описывать формирование истечения естественным путем, а не с помощью граничных условий из оболочки донора в окрестности внутренней точки Лагранжа. Кроме того, такая расчётная область позволяет в дальнейшем по результатам трехмерных расчетов построить синтетические кривые блеска. Для повышения разрешающей способности схемы в расчётной области используется экспоненциальная расчётная сетка, шаг которой уменьшается к центру аккретора. Численное решение МГД уравнений модели выполнялось с помощью разностной схемы высокого порядка Рой–Ошера–Эйнфельдта, описание которой также приведено в данной Главе.

Получаемые результаты трёхмерного численного расчёта включают распределение ряда физических параметров двойной системы (плотность, давление, скорость, энергию, напряжённость магнитного поля) по ячейкам расчётной области, что позволяет построить картину течения в рамках

процесса массопереноса. Кроме того, показано, что представленные решения дают возможность синтезировать оценочные характеристики двойной системы — кривые блеска, графики изменения темпа аккреции, движение горячих пятен по поверхности аккретора, которые служат материалом для сравнения с результатами наблюдений. Методы синтеза указанных характеристик также представлены в данной Главе.

В следующих трёх главах приведены результаты моделирования структуры течения для синхронного и асинхронного поляров с применением описанной в Главе 1 численной модели. Исследования проводились в предположении дипольной конфигурации магнитного поля аккретора. При этом рассматривалось два случая: центр диполя совпадает с центром звезды–аккретора, но неколлинеарен его оси вращения, и вариант смещённого магнитного диполя, в котором его центр лежит на оси вращения белого карлика, но не совпадает с центром звезды.

В **Главе 2** представлены результаты расчёта структуры течения для типичного синхронного поляра V808 Aur. Численные расчёты проводились для пяти значений темпа массообмена — от 10^{-7} до $10^{-11} M_{\odot}/\text{год}$, соответствующих различным состояниям активности двойной системы. Сравнение результатов расчетов с наблюдаемыми кривыми блеска позволило выделить и уточнить ряд особенностей поляра, таких как дрейф горячего пятна, изменения яркости во вторичном минимуме, провал на кривой блеска в высоком состоянии перед входом в затмение, несимметричный профиль затмения в высоком состоянии и другие.

Проведенное исследование подтвердило предположение о том, что состояния поляра определяются темпом аккреции, который, в свою очередь, определяется темпом массообмена. В Главе 2 показано, что существенные изменения яркости во вторичном минимуме вызваны прогревом оболочки донора рентгеновским излучением из зон аккреции. Расчёты показывают рост длины баллистической части акреционной струи с увеличением тем-

па массообмена, где поток вещества контролируется в основном гравитацией и силами инерции (центробежная сила и сила Кориолиса). Это приводит к изменению пространственной конфигурации потока и заметному (до 30° по долготе) дрейфу области энерговыделения на поверхности белого карлика. Такие изменения структуры течения приводят к визуальным проявлениям на кривой блеска, которые хорошо согласуются с имеющимися наблюдениями.

Проведённое исследование распределения горячих пятен на поверхности аккретора в зависимости от темпа массообмена обнаружило формирование двух зон акреции, сосредоточенных около северного (основная зона) и южного (вторичная зона) магнитных полюсов белого карлика. Южная зона акреции является гораздо менее интенсивной, поскольку формируется за счет потока вещества из околозвездной оболочки. Форма, интенсивность, а также расположение северного горячего пятна существенно зависят от темпа акреции. При переходе к высокому состоянию это пятно смещается как по долготе, так и по широте. Расчёты показали, что в высоком состоянии северное горячее пятно дрейфует относительно северного магнитного полюса белого карлика на 30° по долготе и на 20° по широте. Эти результаты хорошо согласуются с наблюдениями. Основные результаты данной главы опубликованы в работе [1].

В Главе 3 исследована структура течения в асинхронном поляре CD Ind в предположении, что собственное магнитное поле белого карлика является дипольным, но его центр смещен относительно центра звезды. Изучение структуры проводилось в рамках стационарной модели для десяти фаз периода биений при постоянном темпе массообмена. Выполненные численные расчёты позволили выделить такие особенности системы, как дрейф горячих пятен на поверхности белого карлика, зависимость структуры течения от фазы спин-орбитального периода биений, процесс переключения течения между магнитными полюсами. Показано, что зоны энерговыделе-

ния в течение спин-орбитального периода смещаются по долготе в среднем на 20° , что соответствует величине 0.05 фазы орбитального периода. Кроме того, из-за особенностей геометрии магнитных силовых линий и их ориентации относительно экваториальной плоскости двойной системы северное горячее пятно формируется ниже (южнее), а южное пятно — выше (севернее) соответствующего магнитного полюса по широте.

Выполненные численные расчёты выявили в системе CD Ind наличие процесса переключения магнитных полюсов, который происходит дважды за период биений. В течение этого процесса обнаружено резкое изменение конфигурации аккреционной струи. В начале переключения активным является один магнитный полюс, на который идет аккреция, а в его конце активным становится другой магнитный полюс. Центральная фаза процесса характеризуется акрецией на оба полюса с одинаковой интенсивностью, а струя вещества выглядит в форме арки. При этом из-за смещенного центра диполя относительно центра звезды, а также из-за наклона диполя относительно оси вращения этот процесс происходит несимметричным по времени образом. Первое переключение полюсов осуществляется в интервале фаз периода биений от 0.0 до 0.1, а второй между фазами 0.5 и 0.6.

По результатам расчетов были синтезированы болометрические и оптические кривые блеска с целью продемонстрировать особенности изменения потока излучения от системы в течение как орбитального, так и спин-орбитального периодов. Полученные синтетические кривые блеска в оптическом диапазоне с учетом всех необходимых факторов (V -фильтр, прогрев донора рентгеновским излучением из зон акреции, поглощение излучения веществом аккреционной струи) вполне согласуются с наблюдаемыми кривыми, приведенными в работе [15]. Основные результаты данной главы опубликованы в работе [].

Глава 4 посвящена трехмерному численному МГД моделированию структуры течения в асинхронном поляре CD Ind в моменты переключе-

ния струи между магнитными полюсами аккретора. Исследование, проведённое в Главе 3, позволило выявить данные события, однако детальное их изучение в рамках стационарной модели невозможно в силу их быстрой динамики. Для изучения процессов переключения использовался нестационарный тип численной модели, учитывающий собственное асинхронное вращение аккретора. Численное моделирование выявило качественные изменения структуры течения в процессах переключения акреции. В частности, наблюдалось увеличение сечения струи в начале магнитной части траектории и формирование арки плотного вещества во внутренней области магнитосферы белого карлика, обращенной к донору. Образование арки происходит примерно в течение 5 орбитальных периодов. Далее ее внутренний радиус начинает уменьшаться, что соответствует сближению горячих пятен на поверхности аккретора. На 9-м орбитальном периоде происходит быстрый процесс размыкания струи с предыдущим магнитным полюсом и формирование новой однополюсной акреции. Стоит отметить, что процессы собственно переключения имеют различную длительность: отрыв струи от южного полюса происходит за половину орбитального цикла системы, а от более сильного северного — примерно за период. Построенные по результатам численного моделирования карты температуры поверхности первичного компонента показывают заметный дрейф горячих пятен в процессах переключения полюсов. Смещение зон энерговыделения происходит в основном по долготе в среднем на $15 - 25^\circ$, при этом наблюдается их взаимное сближение при формировании арки вещества в магнитосфере белого карлика. Из анализа рассчитанных темпов акреции следует, что в моменты переключения в системе происходят процессы накопления вещества в магнитосфере белого карлика. Расчеты показали, что сброс накопленной материи происходит преимущественно на более сильный северный магнитный полюс. При этом при переключении с южного полюса на северный это приводит к резкому росту светимости северного го-

рячего пятна. Обратное переключение характеризуется многоступенчатым накоплением вещества, а его основная часть также выпадает на северное пятно перед фазой собственно переключения, однако в этом случае резких изменений светимости горячих пятен не наблюдается. Синтетические болометрические кривые блеска показали, что в системе со смещенным диполем существенно (примерно в 2 раза) отличаются светимости в периоды однополюсной аккреции. В моменты же переключения аккреции быстрые колебания светимости могут отличаться в 3.5 раза в зависимости от направления процесса. Основные результаты данной главы опубликованы в работе [1].

В **Заключении** представлены основные результаты диссертационной работы. Даны рекомендации для дальнейшего развития темы диссертации.

Цели диссертации

1. Разработка самосогласованной МГД модели для численных расчётов структуры течения при наличии сильного магнитного поля.
2. Разработка программного кода для обработки результатов численных расчётов с целью получения синтетических характеристик исследуемой двойной системы, которые затем можно использовать для интерпретации наблюдений.
3. Исследование с помощью численного моделирования структуры аккреционных потоков и распределения горячих пятен (зон энерговыделения) на поверхности белого карлика в синхронных полярах. Оценка величины темпа аккреции для каждой зоны энерговыделения и в целом для системы. Сравнение полученных результатов с наблюдательными проявлениями.
4. Исследование структуры течения в асинхронном поляре для различной пространственной ориентации магнитного поля с помощью разра-

ботанной численной МГД модели. Анализ наблюдательных проявлений системы на различных фазах периода биений между орбитальным периодом двойной звезды и периодом собственного вращения звезды-аккретора. Построение синтетических характеристик поляра с целью интерпретации наблюдений.

Задачи диссертации

1. Проведение численных расчётов структуры течения в синхронном поляре для нескольких значений темпа массообмена, соответствующих различным состояниям двойной системы. Анализ изменений в динамике и геометрии течения, вызванных вариациями скорости массопереноса, выявление связи между результатами моделирования и наблюдательными проявлениями.
2. Изучение процесса дрейфа горячих пятен по поверхности звезды-аккретора в синхронном поляре на основе построения карт распределения температуры.
3. Анализ распределения величин темпа акреции между горячими пятнами белого карлика в синхронном поляре при изменении скорости массообмена. Построение зависимости темпа акреции от орбитального периода системы.
4. Выполнение численных расчётов структуры течения в асинхронном поляре при постоянной величине темпа массообмена, анализ её изменений на протяжении периода биений.
5. Подробное исследование динамики течения в асинхронном поляре на фазах переключения струи между магнитными полюсами белого карлика.

6. Построение карт распределения температуры по поверхности аккретора в асинхронном поляре с целью изучения дрейфа горчих пятен, синтез болометрических кривых блеска двойной системы.
7. Оценка динамики темпа аккреции для каждого пятна в отдельности и для системы в целом как в течение периода биений, так и в моменты переключения магнитных полюсов

Научная новизна

Численное моделирование структуры течения в синхронных и асинхронных полярах в рамках трехмерной МГД в самосогласованной постановке задачи никем ранее не проводилось. В применяемой численной модели поток вещества из оболочки звезды-донора задается не из граничных условий, а формируется естественным путем в результате переполнения полости Роша. Поэтому в рамках такой модели оказывается возможным исследование влияния магнитного поля на сам процесс формирования аккреционного потока.

При исследовании структуры течения в асинхронных полярах основное внимание уделяется изучению эффектов, связанных с перестройкой структуры аккреционного потока в течение периода биений. В частности, детально исследуется процесс переключения магнитных полюсов. При этом для моделирования используется новый численный код Nurgush 2.0 (номер государственной регистрации № 2016663823). В нём уравнение энтропии, включённое в старые версии кода, заменено уравнением энергии. Это позволяет более корректно рассчитывать структуру ударных волн.

Научная и практическая значимость

Полученные в диссертации результаты важны для понимания физики процесса аккреции в магнитных катаклизмических переменных, кото-

рый недоступен для непосредственного наблюдения в силу низкой разрешающей способности используемых телескопов. Проведенные исследования также важны для объяснения наблюдаемых характеристик поляров и промежуточных поляров. Сравнение полученных модельных результатов и наблюдательных данных предоставляет возможности для изучения физических свойств магнитных катализмических звёзд.

Методология и методы исследования

Для численного моделирования структуры течения в полярах и промежуточных полярах используется трехмерный МГД код Nurgush 2.0 (номер государственной регистрации № 2016663823). Численный код предназначен для решения системы уравнений МГД с учетом диффузии магнитного поля, а также неадиабатических процессов (радиационный нагрев и охлаждение, а также нагрев за счет диссипации токов). Он основан на разностной схеме Рой-Ошера-Эйнфельдта, способен выполнять параллельные задачи и может эффективно использовать ресурсы современных многопроцессорных суперкомпьютеров.

Система уравнений, лежащая в основе численного кода, представляет собой модификацию разработанной несколько лет назад полуфеноменологической МГД модели для описания астрофизических течений в условиях сильного внешнего магнитного поля [?, ?, ?, ?, ?, ?, ?, ?, ?, ?, ?, ?, ?, ?, ?]. В старой модели предполагалось, что динамика плазмы в сильном внешнем магнитном поле определяется медленным средним течением, формирующимся на фоне быстро распространяющихся МГД волн. Дело в том, что в такой плазме за характерное динамическое время альфвеновские и магнитозвуковые волны будут успевать много раз проходить по области течения в продольном и поперечном к магнитному полю направлениях. В результате взаимодействия этих волн будет происходить перераспределение энергии между различными гармониками, что приведет к формированию турбулентно-

го каскада. Для описания такого течения можно использовать процедуру усреднения по ансамблю волновых пульсаций по аналогии со стандартными подходами, использующимися для описания МГД турбулентности.

В новой модели динамика плазмы в сильном магнитном поле характеризуется относительно медленным движением вдоль магнитных силовых линий, дрейфом под действием внешних сил (например, гравитации) в по-перечном направлении, а также распространением с большими скоростями альфвеновских и магнитозвуковых волн. Практически вся информация о быстрых пульсациях при этом содержится в выражении для турбулентной магнитной вязкости. Значения свободных параметров определяются путем сравнения получаемых численных решений с соответствующими численными решениями, полученным в рамках строгой магнитной гидродинамики в случае слабого магнитного поля [?, ?, ?, ?, ?, ?, ?]. Описываемый подход успешно применялся ранее для моделирования структуры течения в полярах и промежуточных полярах. Более детальное обоснование этой модели можно найти в работе [?, ?, ?, ?, ?, ?, ?].

Достоверность представленных результатов

Достоверность представленных в диссертационной работе результатов исследования структуры течения в магнитных катаклизмических переменных обеспечивается применением хорошо обоснованных теоретических моделей, устойчивостью и сходимостью использованных разностных схем, сравнением с имеющимися данными наземных и космических наблюдений и обсуждением полученных результатов на конференциях и семинарах. Основные результаты опубликованы в рецензируемых журналах, рекомендованных ВАК.

Личный вклад соискателя

Соискатель в равной степени участвовал в постановке задач. Им выполнены численные расчёты, по их результатам получены трехмерные картины структуры течения, построены карты распределения температур по поверхности аккретора. Разработанное соискателем программное обеспечение позволило на основе данных численного расчёта синтезировать кривые блеска двойных систем, а также сделать оценку темпа акреции для обоих магнитных полюсов белого карлика. Эти синтетические данные представляют собой материал для сравнения модельных и наблюдательных характеристик исследуемого объекта. Также соискатель активно участвовал в написании статей, в которых изложены результаты проведённого исследования.

Положения, выносимые на защиту по результатам докторской работы

1. Разработана самосогласованная численная модель, основанная на уравнениях модифицированной магнитной газодинамики, которые описывают усредненные характеристики течения в рамках волной МГД-турбулентности. В такой численной модели учитывается ряд динамических эффектов, связанных с наличием значительного магнитного поля белого карлика: диффузия магнитного поля и процессы радиационного нагрева и охлаждения.
2. Численное моделирование показало, что состояние синхронного полюра определяется темпом массообмена.
3. Дрейф горячих пятен на поверхности аккретора в синхронных полюрах определяется соотношением длин баллистической и магнитной частей траектории струи, изменение которого вызвано вариацией скоп-

ности массопереноса: большая скорость массопереноса соответствует большей длине баллистической траектории.

4. В полярах горячие пятна формируются около магнитных полюсов белого карлика. В синхронных полярах максимальное отклонение пятен составляет 30° по долготе и 15° по широте, в асинхронных полярах за период биений — в среднем 20° по долготе, но по широте положение пятна не изменяется.
5. В асинхронных полярах имеют место процессы переключения течения между магнитными полюсами дважды за период биений. Длительность каждого цикла переключения не превышает одного орбитального периода. Момент переключения характеризуется формированием арки вещества на границе магнитосферы белого карлика, в которой происходит его накопление на короткое время. Кроме того, накопление вещества фиксируется и в самой струе, на её баллистической части траектории, в виде уширения течения. По завершении переключения выпадение вещества струи на поверхность аккретора сопровождается значительным увеличением блеска поляра за счёт роста яркости горячего пятна.

Апробация

Основные результаты опубликованы в рецензируемых журналах и представлены на следующих российских и зарубежных конференциях и семинарах:

1. 7-я Тарусская школа-семинар «Магнитоплазменные процессы в релятивистской астрофизике», г. Тарусса, Россия, 17–21 июня 2019 г.
2. Международная конференция MAC «Challenges and innovations in computational astrophysics - II», On-line, 18–21 ноября 2020 г.

3. Международная конференция МАС «Challenges and innovations in computational astrophysics - III», On-line, 17–22 июня 2021 г.
4. Международная конференция МАС IAU362 «The predictive power of computational astrophysics as a tool discovery», On-line, 08–12 ноября 2021 г.
5. 8-я Тарусская школа-семинар «Магнитоплазменные процессы в релятивистской астрофизике», г. Тарусса, Россия, 27 июня – 01 июля 2022 г.

Публикации по теме диссертации

Статьи в журналах, рекомендованных ВАК

1. Жилкин А. Г., Соболев А. В., Бисикало Д. В., Габдеев М. М. Структура течения в затмленном поляре V808 Aur. Результаты трёхмерного численного моделирования // Астрономический журнал. — 2019. — Т. 96, №9. — С. 748-775.
2. Соболев А. В., Жилкин А. Г., Бисикало Д. В., Бакли Д. А. Х. Трёхмерное численное моделирование структуры течения в асинхронном поляре CD Ind в приближении смещённогодипольного магнитного поля белого карлика // Астрономический журнал. — 2020. — Т.97, №6. — С. 443-475.
3. Соболев А. В., Жилкин А. Г., Бисикало Д. В., Бакли Д. А. Х. Трёхмерная модель структуры течения в асинхронном поляре CD Ind в момент переключения магнитных полюсов // Астрономический журнал. — 2021. — Т.98, №5. — С. 387-406.

Другие публикации автора по теме диссертации

1. Соболев А. В., Жилкин А. Г., Бисикало Д. В. Метод построения синтетической кривой блеска затменных поляров // Сборник научных трудов ИНАСАН (Москва 2019 г.). — Москва: Изд-во Янус-К. — 2019. — Т. 3. — С. 231-236.
2. Bisikalo D. V., Sobolev A. V., Zhilkin A. G. Hot spot drift in synchronous and asynchronous polars: results of tree-dimensional numerical simulation // «Galaxies». — 2021. — Vol. 9. — P. 110.

Глава 1. Модель поляра

1.1. Физическая модель

Рассматриваемая физическая модель поляра включает в себя три структурные единицы — два компонента двойной системы (донор и аккретор) и элемент обмена веществом между ними (струю). В силу того, что анализ структуры течения в модели производится на достаточно малом временном промежутке, порядка нескольких орбитальных периодов, становится возможным ввести ряд упрощений при расчёте этой структуры. Основное из них заключается в том, что в модели не рассматривается эволюционные процессы в двойной системе, а также физические процессы в атмосферах самих компонент. Донор, заполняющий свою полость Роша, считается источником вещества для массообмена, а аккретор — его приёмником. При этом в численном коде компоненты поляра представлены в виде полых тел: на их поверхности заданы граничные условия расчётной области, которые применяются ко всему объёму звёзд. Это означает, что темп массообмена задаётся в качестве начального параметра модели, а не определяется свойствами донора. При выпадении вещества струи на аккретор считается, что оно не накапливается на его поверхности, как это происходит в реальном поляре, а уходит из расчётной области внутрь объёма белого карлика. Однако эффекты, связанные непосредственно с акрецией, — ударные волны и нагрев поверхности в области горячих пятен — в модели учитываются в полной мере. Ещё одно упрощение связано с учётом параметров струи. Хотя в численном коде она формируется как область повышенной плотности, благодаря чему возможно построить картину течения, при синтезе кривых блеска светимость струи исключена из

расчёта. В первую очередь, это связано с тем, что задать форму этого объекта представляется достаточно сложной задачей, так как струя динамически изменяется на каждой стадии вычислений. Предварительная оценка блеска струи показала, что его величина в среднем на три порядка меньше светимости донора, поэтому не должна оказывать заметное влияние на вид интегральной кривой блеска. В связи с этим данное упрощение считается корректным. Тем не менее при формировании кривых блеска учитывается затмение струёй областей горячих пятен на аккреторе при орбитальном вращении поляра. Как показывают результаты данного исследования, момент затмения струёй пятна характеризуется заметным ослаблением потока излучения от последнего. Это позволяет, во-первых, оценить оптическую толщину струи (факт ослабления потока излучения указывает на то, что этот параметр больше единицы) и во-вторых, произвести грубую оценку размера горячего пятна по кривой блеска методом транзита.

Кроме рассмотренных выше, физическая модель имеет ряд особенностей, связанных с используемой трёхмерной численной МГД схемой. Они перечислены в Разделе 1.3.

1.2. Математическая модель

Моделирование структуры течения проводилось в неинерциальной системе отсчета, вращающейся вместе с двойной звездой с угловой скоростью $\Omega = 2\pi/P_{\text{orb}}$, где P_{orb} — орбитальный период двойной системы, вокруг ее центра масс. Поле сил, действующих на вещество в такой системе отсчета, определяется потенциалом Роша []:

$$\Phi = -\frac{GM_a}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_a|} - \frac{GM_d}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_d|} - \frac{1}{2} [\boldsymbol{\Omega} \times (\mathbf{r} - \mathbf{r}_c)]^2, \quad (1.1)$$

где G — гравитационная постоянная, а радиус-векторы \mathbf{r}_a , \mathbf{r}_d и \mathbf{r}_c определяют положение центра аккретора, центра донора и центра масс системы

соответственно. Первое и второе слагаемое в выражении (1.1) описывают гравитационные потенциалы аккретора и донора, а последнее слагаемое — центробежный потенциал относительно центра масс.

В выбранной системе отсчета используется декартова система координат (x, y, z), начало которой совпадает с центром аккретора ($\mathbf{r}_a = 0$) (Рис. 1.1). Центр донора расположен на расстоянии A от начала координат

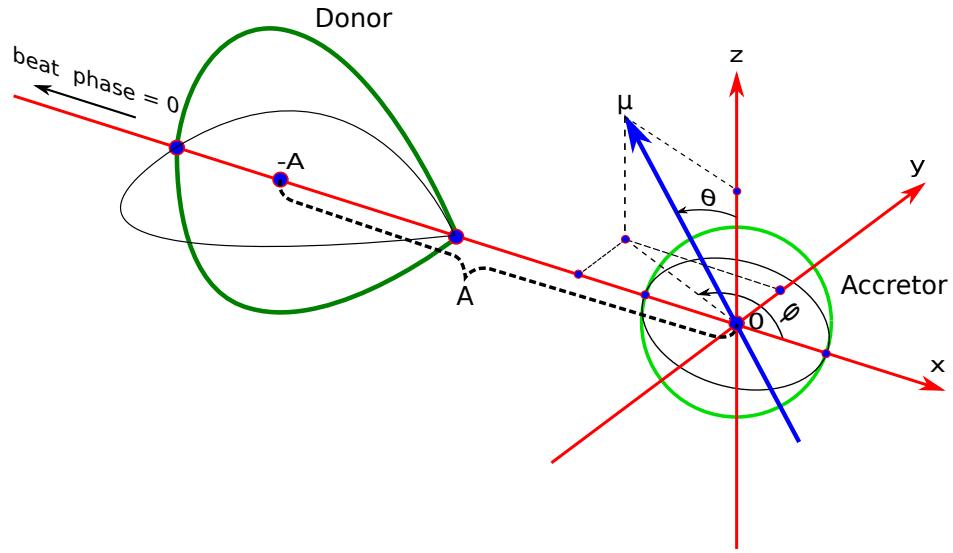


Рис. 1.1. Декартова система координат, используемая в модели. Показаны положение аккретора и донора, магнитная ось и направление отсчёта орбитальной фазы, а также фазы периода биений для асинхронной системы.

вдоль оси x , поэтому вектор $\mathbf{r}_d = (-A, 0, 0)$. Ось z направлена вдоль оси вращения двойной системы: $\boldsymbol{\Omega} = (0, 0, \Omega)$. Для двойных систем характеристиками вращения являются орбитальный период P_{orb} и период собственного вращения аккретора P_{spin} , которые совпадают в случае синхронных поляров. В асинхронных системах дополнительно вводится понятие периода биений, численно равного промежутку времени между одинаковыми взаимными фазовыми положениями донора и аккретора. Его значение вычисляется по формуле:

$$\frac{1}{P_{\text{beat}}} = \frac{1}{P_{\text{spin}}} - \frac{1}{P_{\text{orb}}}. \quad (1.2)$$

В данной модели рассматривается дипольная конфигурация магнит-

ногого поля. Индукция такого поля в произвольной точке пространства описывается следующим выражением:

$$\mathbf{B}_* = \frac{\mu}{R^3} [3(\mathbf{d} \cdot \mathbf{n})\mathbf{n} - \mathbf{d}], \quad (1.3)$$

где $\mu = \frac{B_a R_a^3}{2}$ — магнитный момент, B_a — характерное значение индукции магнитного поля на поверхности белого карлика, полученное из наблюдений; R_a — радиус аккретора; R — расстояние от центра магнитного диполя до точки наблюдения поля, \mathbf{n} — единичный вектор нормали к сфере радиуса R , восстановленный в точке наблюдения поля. Единичный вектор \mathbf{d} определяет ось симметрии диполя. Его компоненты в принятой декартовой системе координат могут быть записаны в виде:

$$d_x = \sin \theta \cos \varphi, \quad d_y = \sin \theta \sin \varphi, \quad d_z = \cos \theta, \quad (1.4)$$

где углы θ и ϕ определяют положение оси магнитного диполя. Первый отсчитывается от положительного направления оси z , второй — от положительного направления оси x против часовой стрелки (против орбитального вращения двойной системы) (см. Рис. 1.1). В случае синхронного поляра угол ϕ постоянен во времени и равен начальному значению ϕ_0 , соответствующему положительному диполя при нулевой фазе орбитального периода. Для асинхронной системы этот угол уже зависит от времени. Его увеличение с каждым орбитальным периодом происходит по следующему закону:

$$\phi = \phi_0 + \Omega_{\text{beat}} t, \quad (1.5)$$

где $\Omega_{\text{beat}} = 2\pi/P_{\text{beat}}$, $t = P_{\text{orb}} \cdot N$ — текущий момент времени, N — количество орбитальных периодов от нулевой фазы периода биений. Угол θ в рассматриваемых системах всегда остается постоянным.

Следует отметить, что магнитное поле \mathbf{B}_* , заданное формулой (1.3),

является потенциальным:

$$\nabla \times \mathbf{B}_* = 0. \quad (1.6)$$

Однако в зависимости от рассматриваемой двойной системы оно будет стационарным для синхронного поляра

$$\partial \mathbf{B}_* / \partial t = 0 \quad (1.7)$$

и нестационарным для асинхронного поляра

$$\partial \mathbf{B}_* / \partial t \neq 0. \quad (1.8)$$

Потенциальный характер магнитного поля позволяет частично исключить его из соответствующих уравнений, описывающих структуру МГД-потока [4, 29–31 galaxies]. Это даёт возможность избежать накопления ошибок при операциях с большими числами в процессе расчета. Данный приём заключается в представлении полного магнитного поля \mathbf{B} в виде суперпозиции собственного поля аккретора \mathbf{B}_* и поля \mathbf{b} , индуцируемого электрическими токами в акреционной струе и оболочке двойной системы:

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_* + \mathbf{b}. \quad (1.9)$$

При этом в разностной схеме численного расчёта вычисляется только возмущение магнитного поля \mathbf{b} . Такое расщепление магнитного поля часто используется при моделировании МГД акреции (см., например, [126, 127, 129, 179]).

В случае асинхронного вращения аккретора изменение компонент поля во времени описывается следующими уравнениями [4, 5 Galaxies]:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{B}_*}{\partial t}, \quad (1.10)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}_*}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v}_* \times \mathbf{B}_*) . \quad (1.11)$$

Здесь $\mathbf{v}_* = \boldsymbol{\Omega}_{\text{beat}} \times (\mathbf{r} - \mathbf{r}_a)$ — скорость магнитных линий, вектор $\boldsymbol{\Omega}_{\text{beat}} = (0, 0, \Omega_{\text{beat}})$. Изменение во времени компоненты \mathbf{b} происходит согласно уравнению индукции (1.14).

В основе рассматриваемой модели лежит приближение модифицированной магнитной гидродинамики [111, 164, 165], которое подробно описано в работе [110]. Это приближение соответствует МГД в присутствии очень сильных внешних магнитных полей с учетом волновой альфвеновской турбулентности при малых магнитных числах Рейнольдса ($R_m \ll 1$) [134]. Динамика плазмы в сильном внешнем магнитном поле характеризуется относительно медленным усредненным движением вдоль магнитных силовых линий, дрейфом частиц под действием внешних сил поперек магнитных силовых линий и распространением с очень большими скоростями альфвеновских и магнитозвуковых волн. Поскольку быстрые МГД волны за характерное динамическое время могут много раз пересекать область потока, взаимодействовать между собой и формировать турбулентный каскад [135], становится возможным исследовать усредненную картину течения по аналогии с МГД турбулентностью [136–138].

Для моделирования структуры течения использовалась следующая система МГД уравнений:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (1.12)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\frac{\nabla P}{\rho} - \frac{\mathbf{b} \times (\nabla \times \mathbf{b})}{4\pi\rho} - \nabla \Phi + 2(\mathbf{v} \times \boldsymbol{\Omega}) - \frac{(\mathbf{v} - \mathbf{v}_*)_\perp}{t_w} \quad (1.13)$$

$$\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} = \nabla \times [\mathbf{v} \times \mathbf{b} + (\mathbf{v} - \mathbf{v}_*) \times \mathbf{B}_* - \eta_w (\nabla \times \mathbf{b})] \quad (1.14)$$

$$\rho \left[\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \varepsilon \right] = -P(\nabla \cdot \mathbf{v}) + n^2(\Gamma - \Lambda) + \frac{\rho(\mathbf{v} - \mathbf{v}_*)_\perp^2}{t_w}, \quad (1.15)$$

где ρ — плотность, \mathbf{v} — скорость, P — давление, ε — удельная внутренняя энергия газа, n — концентрация, Γ и Λ — функции радиационного нагрева и охлаждения. Слагаемое $2(\mathbf{v} \times \boldsymbol{\Omega})$ в уравнении движения (1.13) описывает силу Кориолиса, а наличие слагаемого $\nabla\Phi$ — градиента Роша — обусловлено тем, что выбранная неинерциальная система отсчёта вращается вместе с двойной системой. Последнее слагаемое в уравнении (1.13) $\frac{(\mathbf{v} - \mathbf{v}_*)_\perp}{t_w}$ описывает эффективную электромагнитную силу, действующую на плазму со стороны магнитного поля аккретора, которая влияет на компоненту скорости плазмы, перпендикулярную (символ \perp) к магнитным силовым линиям [139–141, 175]. Выражение для этой силы является аналогом силы трения между компонентами плазмы, состоящей из нескольких видов частиц (см., например, [142, 143]). Иными словами, сильное внешнее магнитное поле играет роль эффективной жидкости, с которой взаимодействует плазма.

В уравнении индукции (1.14) слагаемое $(\mathbf{v} - \mathbf{v}_*) \times \mathbf{B}_*$ учитывает диффузию магнитного поля, слагаемое $\eta_w(\nabla \times \mathbf{b})$ — диссипацию токов. Уравнение энергии (1.14) включает в себя два компонента: $n^2(\Gamma - \Lambda)$ оценивает эффект радиативного нагрева и охлаждения [130–133], а также нагрев вследствие диссипации токов, $\frac{\rho(\mathbf{v} - \mathbf{v}_*)_\perp^2}{t_w}$ представляет собой силу трения. В численной модели применяется линейная аппроксимация функций нагрева Γ и охлаждения Λ от температуры T в окрестности её равновесного значения T_* , соответствующего эффективной температуре белого карлика T_a :

$$\Gamma = \Gamma_* + \Gamma'_*(T - T_*), \quad \Lambda = \Lambda_* + \Lambda'_*(T - T_*), \quad (1.16)$$

где $\Gamma_* = \Lambda_*$, Γ'_* и Λ'_* — некоторые константы, значения которых задаются индивидуально для конкретного поляра. При вычислении разности $\Gamma - \Lambda$ величины Γ_* и Λ_* сокращаются. Необходимо отметить, что при применении системы уравнений (1.12–1.15) к расчёту структуры течения в синхронных полярах величину скорости магнитных линий следует принять равной $\mathbf{v}_* =$

0.

Плотность, внутренняя энергия и давление связаны между собой уравнением состояния идеального газа:

$$P = (\gamma - 1)\rho\varepsilon \quad (1.17)$$

где $\gamma = 5/3$ — показатель адиабаты.

Коэффициент турбулентной магнитной вязкости η_w определяется следующим выражением:

$$\eta_w = \alpha_w \frac{l_w B_*}{\sqrt{4\pi\rho}}, \quad (1.18)$$

где α_w — безразмерный коэффициент, характеризующий эффективность волновой турбулентности, $l_w = B_*/|\nabla B_*|$ — характерная пространственная шкала волновых пульсаций. В данной модели значение α_w принято равным $1/3$, которое соответствует изотропной турбулентности [144].

Шкала времени релаксации t_w для поперечной компоненты скорости определяется выражением:

$$t_w = \frac{4\pi\rho\eta_w}{B_*^2}. \quad (1.19)$$

Результатом численного решения уравнений (1.12—1.15) (см. Раздел 1.3.3) является пространственное распределение физических характеристик двойной звезды (плотности, давления, скорости, напряжённости магнитного поля) по расчётной области. На основе данного распределения величин можно сформировать наглядную картину структуры течения в поляре, например, по плотности, что и показано в Главах 2 — 4. Однако для иллюстрации динамики течения в рассматриваемых двойных системах особый интерес представляет отображение движения горячих пятен по поверхности аккретора. С этой целью в данной работе выполнено построение карт распределения поверхностной температуры белого карлика методом,

описанным ниже.

Модель предполагает, что поток излучения белого карлика определяется суммой двух величин: эффективным потоком в состоянии покоя, пропорциональным эффективной температуре звезды, и потоком, пропорциональным энергии аккрециирующего вещества:

$$F_a = F_{a\ eff} + F_{a\ accr} = \sigma T_a^4 S_a. \quad (1.20)$$

Считается, что потоки $F_{a\ eff}$ и $F_{a\ accr}$ имеют чернотельный характер.

В состоянии покоя эффективный поток белого карлика описывается законом Стефана–Больцмана:

$$F_{a\ eff} = \int_0^{S_a} \sigma T_{a\ eff}^4 dS, \quad (1.21)$$

где $S_a = 4\pi R_a$ — площадь поверхности аккретора, R_a — радиус аккретора, σ — постоянная Стефана–Больцмана.

При падении вещества струи на поверхность звезды его тепловая и кинетическая энергия частично переходит в излучение, а остальная часть вызывает нагрев зоны акреции. Плотность потока энергии аккрециирующего вещества в точке \mathbf{R} поверхности аккретора определяется выражением:

$$f(\mathbf{R}) = -\rho \mathbf{n} \cdot \mathbf{v} \left(\varepsilon + \frac{\mathbf{v}^2}{2} + \frac{P}{\rho} \right), \quad (1.22)$$

где ε — удельная внутренняя энергия газа, \mathbf{n} — вектор нормали к поверхности. Знак «минус» определяется тем, что на поверхности аккретора нормальная компонента скорости падающего вещества отрицательна, $\mathbf{n} \cdot \mathbf{v} < 0$. Поэтому в выражении (1.22) величина плотности потока энергии $f(\mathbf{R})$ оказывается положительной. Таким образом, поток излучения, определяемый

акkreцией вещества, равен:

$$F_{\text{a accr}} = \kappa f(\mathbf{R}) S_{\text{a}}, \quad (1.23)$$

где κ — коэффициент преобразования энергии акkreционирующего вещества в излучение. В данной модели его значение принято равным 0,5 в соответствии с теоремой вириала.

Перепишем выражение (1.20) с учётом равенств (1.21) и (1.23). Получаем:

$$\sigma T_{\text{a}}^4 = \sigma T_{\text{a eff}}^4 + \kappa f(\mathbf{R}), \quad (1.24)$$

откуда следует, что искомая температура аккретора в произвольной точке его поверхности равна:

$$T_{\text{a}}(\mathbf{R}) = \sqrt[4]{T_{\text{a eff}}^4 + \frac{\kappa f(\mathbf{R})}{\sigma}}. \quad (1.25)$$

Заметим, что эта формула не учитывает наличие ударной волны в основании акkreционной колонки, за фронтом которой температура вещества может существенно возрасти. Однако для определения местоположения зон акkreции знать точное значение температуры горячего пятна нет необходимости, так как температура в этих зонах значительно превышает её эффективное значение.

Ещё одной задачей, выполняемой по результатам численного моделирования структуры течения, является синтез кривых блеска, которые можно сопоставить с наблюдательными данными. В описываемой модели возможно построение кривых блеска в любом диапазоне электромагнитного спектра, но для сравнения с наблюдениями наибольший интерес представляют болометрические кривые и кривые блеска видимого диапазона.

На Рис. 1.2 показана расчётная схема для формирования кривых блеска.

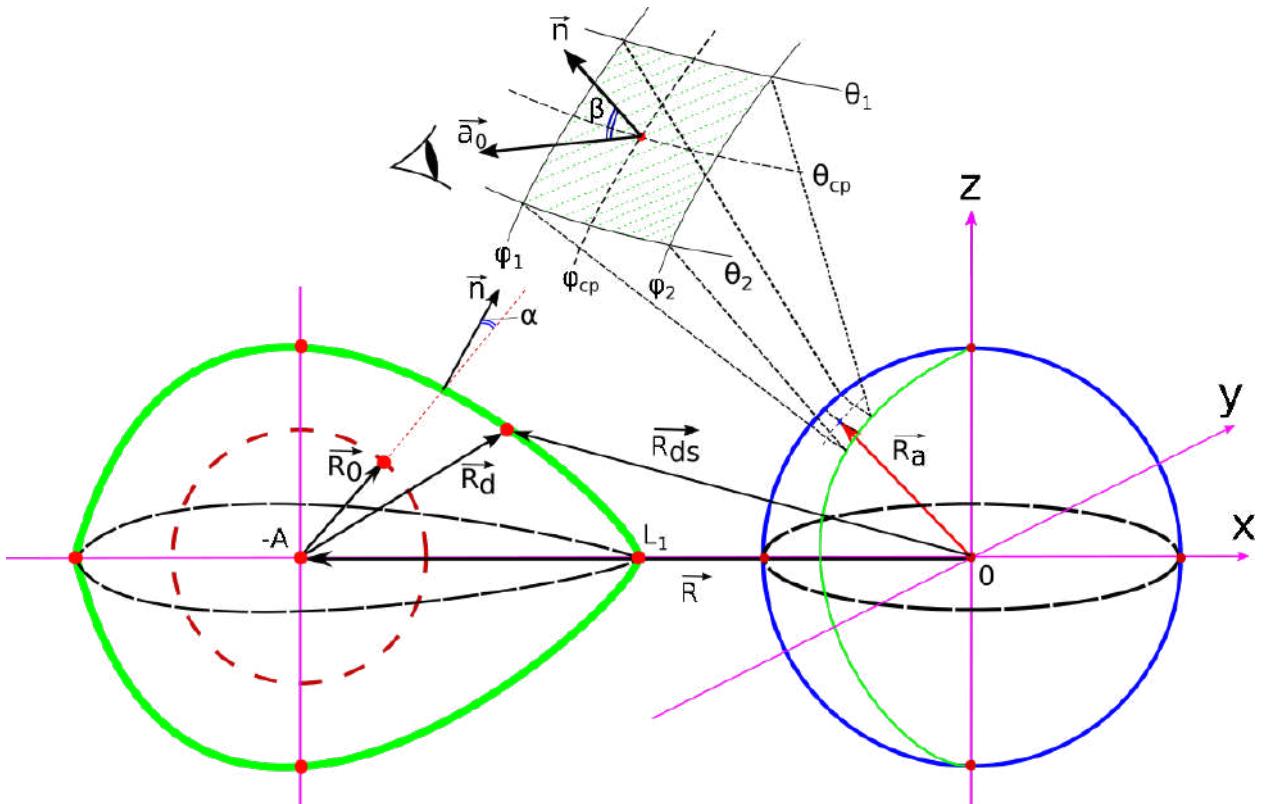


Рис. 1.2. Расчётная схема для построения кривых блеска.

На первом шаге зададим локальную сферическую систему координат для каждого компонента (для аккретора она уже определена), центр которой совпадает с центром соответствующей звезды, а затем нанесём на поверхности звёзд координатную сетку с определённым шагом по широте и долготе. Шаг сетки выбирается исходя из требуемой точности расчёта потока излучения и доступных вычислительных ресурсов. Таким образом, мы получаем на поверхности донора и аккретора множество элементарных площадок, ограниченных линиями сетки. На Рис. 1.2 в качестве примера изображена в увеличенном масштабе одна из площадок аккретора; площадки на доноре имеют похожий вид с учётом более сложной формы звезды.

При расчёте потока излучения от элементарной площадки предполагается, что он направлен вдоль некоторого вектора, а не ограничен каким-либо телесным углом. Таким направлением является вектор нормали \mathbf{n} к поверхности звезды, который восстановлен точно в центре сферической элементарной площадки (см. Рис. 1.2). Координаты вектора задаются те-

ми же углами θ и ϕ , которыми определялось положение оси магнитного диполя (см. Рис. 1.1). При этом угол θ равен среднему значению широты $\theta_{\text{ср}} = \frac{\theta_1 + \theta_2}{2}$, линии которых ограничивают данную площадку, а угол ϕ — среднему значению соответствующих долгот $\phi_{\text{ср}} = \frac{\phi_1 + \phi_2}{2}$. Очевидно, что вдоль вектора нормали будет распространяться максимальная величина потока излучения. Значение потока в направлении наблюдателя (вдоль вектора \mathbf{a}_0) определяется величиной $\cos \beta$ между векторами \mathbf{n} и \mathbf{a}_0 .

Определение положения центра элементарной площадки задаётся углами $\theta_{\text{ср}}$ и $\phi_{\text{ср}}$, которые отсчитываются в локальной сферической системе координат каждой звезды с учётом нахождения центра донора на расстоянии A от общей системы координат. Однако точка на поверхности донора задаётся вектором $\mathbf{R}_{\text{ds}} = \mathbf{R}_A + \mathbf{R}_d$, т. е. её линейные координаты (x, y, z) также отсчитываются от центра акретора.

Площадь площадки на акреторе вычисляется согласно формуле сферической геометрии:

$$dS_a = R_a^2 \sin\left(\frac{\theta_{a1} + \theta_{a2}}{2}\right) d\theta_a d\phi_a, \quad (1.26)$$

где $d\theta_a = \theta_{a2} - \theta_{a1}$, а $d\phi_a = \phi_{a2} - \phi_{a1}$.

Чтобы определить размер площадки на доноре, в модели используется дополнительное построение. Внутри донора строится сфера радиусом $|\mathbf{R}_0|$, таким, что $|\mathbf{R}_0| \leq |\mathbf{R}_{d \text{ max}}|$. Далее выполняется проекция этой площадки на поверхность данной сферы. Таким образом, искомая площадь может быть вычислена по следующей формуле:

$$dS_d = \frac{R_0^2 \sin\left(\frac{\theta_{d1} + \theta_{d2}}{2}\right) d\theta_d d\phi_d}{\cos \alpha}, \quad (1.27)$$

где α — угол между векторами \mathbf{R}_0 и \mathbf{n} .

При вычислении площадей по формулам (1.26)–(1.27) необходимо за-

дать форму поверхности каждой звезды. В рассматриваемой модели аккретор задан сферой с известным уравнением

$$x_a^2 + y_a^2 + z_a^2 - R_a^2 = 0, \quad (1.28)$$

где x_a , y_a и z_a — координаты точки на поверхности аккретора.

Поскольку донор заполняет свою полость Роша, его поверхность совпадает с соответствующей эквипотенциальной поверхностью, включающей внутреннюю точку Лагранжа L_1 , и поэтому описывается уравнением (1.1). Следовательно, найти координаты точки на поверхности донора (координаты вектора \mathbf{R}_{ds}) можно из условия

$$\Phi = \Phi(L_1) \quad (1.29)$$

Перепишем условие (1.29) с учётом принятой системы отсчёта для всей двойной системы

$$-\frac{GM_a}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} - \frac{GM_d}{\sqrt{(x - A)^2 + y^2 + z^2}} - \frac{\Omega}{2} [(x - x_c)^2 + (y - y_c)^2 + (z - z_c)^2] = \Phi(L_1), \quad (1.30)$$

где x , y и z — координаты точки на поверхности донора, x_c , y_c и z_c — координаты центра масс двойной системы. Потенциал в точке L_1 можно определить, если подставить координаты данной точки в левую часть равенства (1.30). Вычислить координаты этой точки x_{L1} можно из условия $\nabla\Phi = 0$, переписав его в виде

$$\frac{A^2}{x_{L1}^2} - \frac{x_{L1}}{A} = \frac{M_d}{M_a} \left[\frac{1}{\left(1 - \frac{x_{L1}}{A}\right)^2} + \frac{x_{L1}}{A} - 1 \right] \quad (1.31)$$

Уравнение (1.31) не имеет аналитического решения, поэтому для получе-

ния требуемого результата следует воспользоваться каким-либо численным методом.

Для вычисления искомого потока излучения необходимо выполнить последний шаг — определить положение вектора нормали \mathbf{n} к поверхности элементарной площадки. В общем случае вектор нормали задаётся известной из аналитической геометрии формулой

$$\mathbf{n} = [n_x, n_y, n_z] = \left[-\frac{\nabla f_x}{|\nabla f|}, -\frac{\nabla f_y}{|\nabla f|}, -\frac{\nabla f_z}{|\nabla f|} \right], \quad (1.32)$$

где функция f определяет поверхность, к которой строится нормаль. Знак «минус» перед частными производными в этой формуле показывает, что нормаль направлена наружу по отношению к поверхности звезды, а не к её центру.

Для аккретора уравнение (1.32) перепишется в виде

$$\mathbf{n}_a = [n_x, n_y, n_z] = \left[-\frac{x_a}{R_a}, -\frac{y_a}{R_a}, -\frac{z_a}{R_a} \right], \quad (1.33)$$

а для донора получаем

$$\mathbf{n}_d = [n_x, n_y, n_z] = \left[-\frac{\nabla \Phi_x}{|\nabla \Phi|}, -\frac{\nabla \Phi_y}{|\nabla \Phi|}, -\frac{\nabla \Phi_z}{|\nabla \Phi|} \right], \quad (1.34)$$

где функция Φ задана уравнением (1.30), $|\nabla \Phi| = \sqrt{\nabla \Phi_x^2 + \nabla \Phi_y^2 + \nabla \Phi_z^2}$.

Теперь вычислим поток в направлении наблюдателя. При этом необходимо учесть ориентацию элементарной площадки (её вектора нормали) относительно луча зрения. Она определяется углом β (Рис. 1.2). Координаты вектора луча зрения \mathbf{a}_0 задаются наклонением орбиты i двойной системы к картинной плоскости.

В рамках данного исследования выполняется построение двух типов кривых блеска — болометрической и кривой блеска видимого диапазона спектра. В втором случае в качестве основы вычисления потока будет ис-

пользоваться функция Планка в заданом диапазоне длин волн (частот), в первом случае для той же цели применяется закон Стефана-Больцмана как интеграл функции Планка по всему электромагнитному спектру.

Итак, сначала рассчитаем болометрические кривые блеска. Для аккретора болометрический поток излучения с учётом равенства (1.25) равен

$$F_{\text{a bol}} = \int_0^{S_a} \sigma T_{\text{a}}(\mathbf{R})^4 \cos \beta dS. \quad (1.35)$$

В полярах, состоящих чаще всего из красного (донор) и белого (аккретор) карлика, основной вклад в болометрический поток излучения вносит последний, его горячие пятна, поэтому в данном случае светимостью донора с достаточной точностью можно пренебречь. Тем не менее, если всё же требуется учесть в модели вклад донора в болометрический поток, необходимо принять во внимание ещё один физический эффект — прогрев донора рентгеновским излучением горячих пятен. На Рис. 1.3 показана расчётная схема для данной задачи.

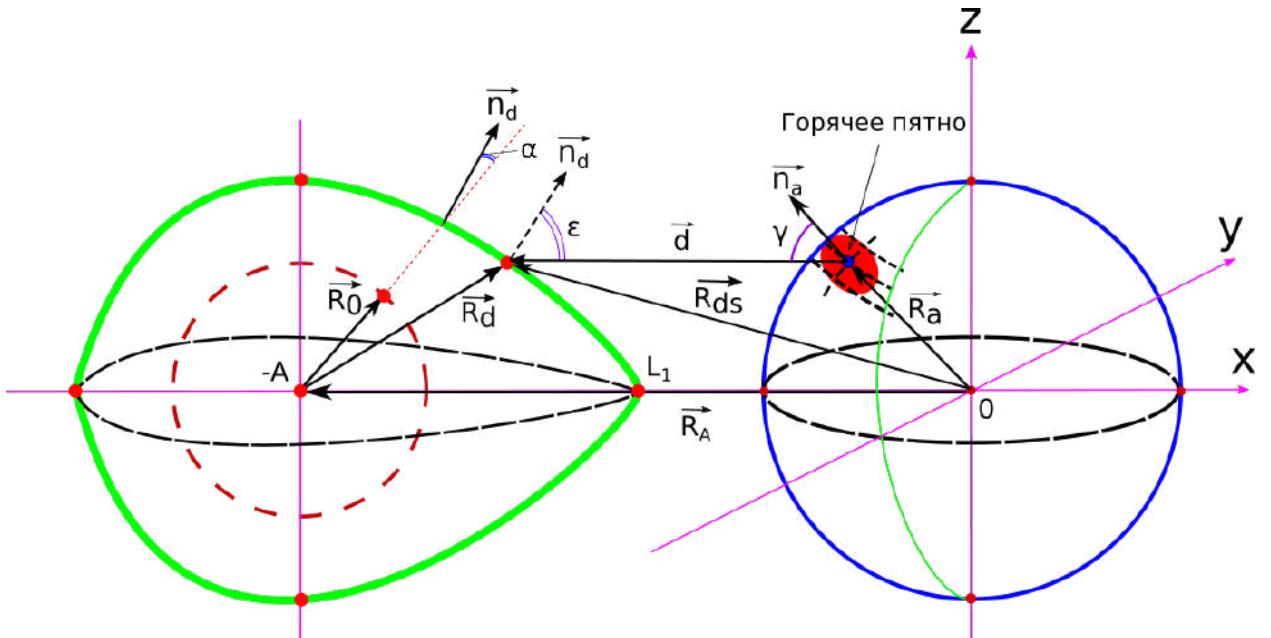


Рис. 1.3. Расчётная схема для учёта эффекта прогрева поверхности донора излучением горячих пятен аккретора.

Методика нахождения температуры площадки донора, прогреваемой

излучением горячего пятна, аналогична выше описанной процедуре расчёта температуры поверхности аккретора в зоне энерговыделения. В спокойном состоянии болометрическая светимость данной площадки соответствует эффективной температуре красного карлика

$$F_{d\ eff} = \sigma T_{d\ eff}^4 \delta S_d, \quad (1.36)$$

Теперь, чтобы рассчитать падающее на элементарную площадку донора излучение горячего пятна, вычислим рентгеновскую светимость последнего. Поскольку точное положение и размеры горячего пятна заранее не известны, для поставленной задачи достаточно вычислить рентгеновский поток излучения для всех площадок аккретора. Очевидно, что зоны поверхности белого карлика, на которые не происходит выпадение вещества из струи или из общей оболочки системы, имеют эффективную светимость, описываемую формулой (1.35) и не влияют на формирование рентгеновского потока. Таким образом, при сканировании всех площадок аккретора в рентгеновском диапазоне выделяются только те из них, которые имеют отношение к горячим пятнам.

Выделив конкретную площадку, входящую в горячее пятно, посчитаем, какая часть её рентгеновского потока $L_{a\ X}$ будет вызывать дополнительный нагрев заданной площадки на доноре. Для этого необходимо учесть взаимное положение обеих площадок, определяемое углами γ и ε (см. Рис. 1.3), а также ослабление излучения при прохождении расстояния между излучателем и приёмником — модуля вектора $|\mathbf{d}|$. Длину вектора \mathbf{d} найдём из соотношения

$$\mathbf{d} = \mathbf{R}_{ds} - \mathbf{R}_a \quad (1.37)$$

Тогда падающий рентгеновский поток на площадку донора будет равен

$$L_{d\ heat} = \frac{KL_{a\ X} \cos \gamma \cos \varepsilon}{4\pi |\mathbf{d}|^2}, \quad (1.38)$$

где K — коэффициент переработки донором рентгеновского излучения горячих пятен. Его значение изменяется от 0 до 1 и может быть выбрано исходя из требуемого соответствия наблюдательных и синтетических кривых блеска. Чаще всего $K = 0.1 \div 0.5$. С учётом эффекта прогрева результирующая температура площадки на доноре будет равна

$$T_d(\mathbf{R}_d) = \sqrt[4]{T_{d\ eff}^4 + \frac{L_{d\ heat}}{\sigma}}, \quad (1.39)$$

Стоит отметить важную особенность при расчёте потоков излучения с учётом дополнительных эффектов. Поскольку поверхности звезд в модели не являются отражательными элементами, части падающих на них потоков энергии нельзя суммировать с эффективными потоками излучения. Правильным физическим механизмом воздействия внешней энергии на поверхность звезды является увеличение её температуры, которое и приводит к росту потока излучения. Именно этот факт и отражён в формулах (1.27) и (1.39).

Окончательно болометрический поток излучения донора с учётом выше описанных эффектов будет выглядеть аналогично (1.35) следующим образом

$$F_{d\ bol} = \int_0^{S_d} \sigma T_d(\mathbf{R})^4 \cos \beta dS \quad (1.40)$$

Суммируя значения потоков, рассчитанных по формулам (1.35) и (1.40), получаем общий поток излучения двойной звезды для заданного момента времени t . Чтобы получить искомую кривую блеска на типовом временном отрезке t_r — орбитальном периоде или периоде биений,— необходимо повторить расчёт интегрального потока излучения для каждой фазы этих периодов. Следовательно, функция кривой блеска будет иметь вид:

$$F_{LC\ 0} = \int_0^{t_r} F_a + F_d dt. \quad (1.41)$$

При построении кривых блеска заданного диапазона длин волн (частот) от ν_{\min} до ν_{\max} электромагнитного спектра соотношения (1.35) и (1.40) несколько изменятся, поскольку теперь необходимо вычислить двойной интеграл — по частотному диапазону и интеграл функции Планка $B_\nu(T)$ по площади поверхности звёзд. Тогда искомые выражения для потоков примут вид

$$F_{a,\nu} = \int_{\nu_{\min}}^{\nu_{\max}} d\nu \int_0^{S_a} dS B_\nu(T_a) \cos \beta \quad (1.42)$$

$$F_{d,\nu} = \int_{\nu_{\min}}^{\nu_{\max}} d\nu \int_0^{S_d} dS B_\nu(T_d) \cos \beta \quad (1.43)$$

Полученная кривая блеска, болометрическая или видимого диапазона, является функцией источника излучения. На пути следования потока лучистой энергии к наблюдателю возникает его ослабление (поглощение) при прохождении через межзвёздную среду. В рассматриваемой модели оценивается величина поглощения излучения только в рамках расчётной области, на остальной части пути к приёмнику излучение не претерпевает изменений.

Оценка поглощения в расчётной области проводится на основе формулы для коэффициента поглощения, обусловленного свободно–свободными переходами электрона в поле протона [147]:

$$\alpha_\nu = \frac{n_e^2 16 \pi^2 e^6 k T}{\nu^3 c h (6 \pi m_e k T)^{3/2}}, \quad (1.44)$$

где n_e — концентрация электронов, e — элементарный заряд, m_e — масса электрона, c — скорость света, h — постоянная Планка, k — постоянная Больцмана.

Кроме поглощения, в данной модели также учитывается величина рассеяния излучения на свободных электронах посредством формулы Том-

сона:

$$\sigma = \sigma_0 n_e, \quad (1.45)$$

где σ_0 – постоянная Томсона.

Интегральное действие эффектов поглощения и рассеяния оценивается с помощью оптической толщины τ_ν слоя вещества на пути прохождения луча из следующего выражения:

$$\tau_\nu = \int_{l_0}^{l_1} (\alpha_\nu + \sigma) dl \quad (1.46)$$

Пределы интегрирования l_0 и l_1 являются точками на луче зрения, при этом l_0 – это точка на этом луче, отстоящая от поверхностной площадки звезды на расстоянии одного шага интегрирования Δl , а l_1 – точка луча, соответствующая границе расчётной области. Шаг интегрирования Δl задаётся исходя из требуемой точности построения кривой блеска. Приведённые в данной работе кривые построены с параметром $\Delta l = 0.2R_a$.

Функция кривой блеска (1.41) с учётом эффектов поглощения и рассеяния излучения примет вид:

$$F_{LC} = F_{LC\ 0} \exp(-\tau_\nu). \quad (1.47)$$

При построении кривых блеска для затменных двойных систем требуется учитывать взаимное перекрытие одним компонентом другого на определённых фазах орбитального периода. В эти моменты времени интегральный поток излучения от затмеваемого компонента равен нулю, либо уменьшается пропорционально закрываемой площади. Решение данной задачи можно найти аналитически. Поскольку в нашей модели формы аккретора и донора заданы явными функциями, то обнаружить препятствие на пути следования потока излучения от источника в виде поверхности соседнего

компонента нетрудно. С этой целью необходимо записать параметрическое уравнение прямой, вдоль которой распространяется излучение от источника. В общем виде оно имеет следующий вид [1]:

$$\begin{cases} x = x_0 + a_x t \\ y = y_0 + a_y t \\ z = z_0 + a_z t, \end{cases} \quad (1.48)$$

где x, y, z — координаты произвольной точки на прямой, x_0, y_0, z_0 — координаты начального вектора прямой (в данном случае — координаты точки на поверхности звезды-источника излучения), a_x, a_y, a_z — координаты направляющего вектора прямой (координаты вектора луча зрения \mathbf{a}_0), t — параметр движения вдоль прямой.

При вычислении потока излучения от конкретной площадки с координатами x_0, y_0, z_0 , помимо определения его значения, дополнительно проверяется условие перекрытия потока соседним компонентом на пути к наблюдателю. Для этого необходимо найти общее решение двух уравнений при увеличении параметра t с некоторым шагом: одно из них — это уравнение потока излучения от данной звезды (1.48), а другое — уравнение поверхности соседнего компонента (1.28) или (1.30) соответственно. Максимальное значение t выбирается таким, чтобы поиск решения ограничивался размером расчётной области. Если эта система имеет хотя бы одно решение, то имеет место затмение, и тогда поток излучения от данной площадки в данный момент времени считается равным нулю. В противном случае поток ничем не перекрывается и достигает наблюдателя.

1.3. Численная модель

1.3.1. Начальные и граничные условия

В численной модели использованы следующие начальные и граничные условия. В оболочке звезды-донора нормальная компонента скорости по отношению к его поверхности v_n задавалась равной локальной скорости звука c_s , соответствующей эффективной температуре донора $T_d = 3400$ К. Плотность газа в оболочке донора $\rho(L_1)$ определяется из выражения для темпа массообмена через внутреннюю точку Лагранжа L_1 :

$$\dot{M} = \rho(L_1)v_nS \quad (1.49)$$

где площадь сечения струи S из донора вычисляется по формуле [55, 165]:

$$S = \frac{\pi c_s^2}{4\Omega^2}g_y(q)g_z(q), \quad (1.50)$$

$g_y(q) = 1.141$ и $g_z(q) = 1.058$ — безразмерные параметры, зависящие от отношения масс $q = M_d/M_a = 0.209$ компонентов двойной системы и определяющие соответственно большую и малую полуоси эллиптического сечения струи. Аккретор был определен сферой радиусом $0.01375A$, на границе которой были заданы условия свободного втекания. На внешних границах вычислительной области были заданы постоянные граничные условия: плотность $\rho_b = 10^{-8}\rho(L_1)$, температура $T_b = T_*$, магнитное поле $\mathbf{b}_b = 0$. Для скорости \mathbf{v}_b были заданы условия свободного истечения: когда скорость направлена наружу, использовались симметричные граничные условия $\partial\mathbf{v}_b/\partial\mathbf{n} = 0$, а когда скорость направлена внутрь, использовались условия $\mathbf{v}_b = 0$. Начальные условия в вычислительной области: плотность $\rho_0 = 10^{-8}\rho(L_1)$, температура $T_0 = T_*$, скорость $\mathbf{v}_0 = 0$ и магнитное поле $\mathbf{b}_0 = 0$.

1.3.2. Разностная схема

Для численного решения уравнений модифицированной магнитной гидродинамики, выписанных выше, используется алгоритм, состоящий из нескольких последовательных этапов, возникающих в результате применения метода расщепления по физическим процессам. Предположим, что нам известно распределение всех величин на расчетной сетке в момент времени t^n . Тогда для получения значений в следующий момент времени $t^{n+1} = t^n + \Delta t$ последовательно решаются следующие подзадачи [111, 165].

На первом этапе алгоритма из исходной системы уравнений (1.12)–(1.15) выделяется гиперболическое ядро, описывающее динамику плазмы в собственном магнитном поле:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (1.51)$$

$$\rho \left[\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right] = -\nabla P - \mathbf{b} \times \nabla \times \mathbf{b}, \quad (1.52)$$

$$\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{b}), \quad (1.53)$$

$$\rho \left[\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \varepsilon \right] + P \nabla \cdot \mathbf{v} = 0. \quad (1.54)$$

Эта система уравнений по своему виду совпадает с системой уравнений идеальной МГД, в которой, однако, вместо полного магнитного поля \mathbf{B} используется его возмущение \mathbf{b} . В применяемой численной модели для решения этой системы использовалась схема Роя [74, 125, 165] для уравнений магнитной гидродинамики с повышающей поправкой Ошера [75], которая подробно описана в Подразделе 1.3.3.

На втором этапе алгоритма учитывается изменение скорости за счет влияния силы Кориолиса и градиента потенциала Роша:

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = 2(\mathbf{v} \times \boldsymbol{\Omega}) - \nabla \Phi. \quad (1.55)$$

На третьем этапе алгоритма учитывается сила трения при движении плазмы поперек магнитных линий, а также генерация магнитного поля за счет этого движения. Соответствующие уравнения могут быть записаны в виде:

$$\frac{\partial \mathbf{v}_\perp}{\partial t} = -\frac{\mathbf{v}_\perp}{t_w}, \quad (1.56)$$

$$\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v}_\perp \times \mathbf{B}_*). \quad (1.57)$$

На четвертом этапе алгоритма учитываются эффекты диффузии магнитного поля, что сводится к решению уравнения

$$\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} = -\nabla \times [\eta_w (\nabla \times \mathbf{b})]. \quad (1.58)$$

На пятом этапе учитываются эффекты радиационного нагрева и охлаждения, а также нагрева за счет диссипации токов:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = \frac{n}{m_p}(\Gamma - \Lambda) + \frac{\mathbf{v}_\perp^2}{t_w}, \quad (1.59)$$

где m_p — масса протона.

Наконец, на завершающем этапе алгоритма производится очистка дивергенции магнитного поля \mathbf{b} . Для этого используется метод обобщенного множителя Лагранжа [76], который сводится к решению дополнительной системы уравнений:

$$\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} + \nabla \phi = 0, \quad (1.60)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + c_h^2 \nabla \cdot \mathbf{b} = -\frac{c_h^2}{c_p^2} \phi, \quad (1.61)$$

где вспомогательная величина ϕ представляет собой обобщенный множитель Лагранжа, а c_h и c_p — свободные параметры метода. Из этих уравнений следует, что в точках, в которых $\phi = 0$, магнитное поле автоматически

удовлетворяет условию $\nabla \cdot \mathbf{b} = 0$. Диссипация величины ϕ обеспечивается правой частью уравнения (1.61).

1.3.3. МГД схема Рой–Ошера–Эйнфельдта

Матрица Рой

В основе схемы Рой [77] лежит не точный, как в оригинальной схеме Годунова [78], а приближенный метод решения задачи Римана о распаде произвольного разрыва. В этом методе вместо решения исходной одномерной системы уравнений гиперболического типа (\mathbf{u} — вектор консервативных переменных, \mathbf{F} — вектор потоков)

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} = 0, \quad (1.62)$$

с начальными условиями

$$\mathbf{u}(x, 0) = \begin{cases} \mathbf{u}_L, & x < 0, \\ \mathbf{u}_R, & x > 0 \end{cases} \quad (1.63)$$

решается линеаризованная задача

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \hat{A}_*(\mathbf{u}_L, \mathbf{u}_R) \cdot \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial x} = 0 \quad (1.64)$$

с теми же начальными условиями. Для того, чтобы решения исходной (1.62) и линеаризованной (1.64) задач были согласованными, матрица \hat{A}_* должна удовлетворять определенным условиям.

1) Матрица \hat{A}_* должна быть гиперболической. В противном случае задача Римана для системы линеаризованных уравнений (1.64) теряет смысл.

2) Матрица \hat{A}_* должна быть согласованной с матрицей гиперболичности $\hat{A} = \partial \mathbf{F} / \partial \mathbf{u}$ исходной системы уравнений (1.62). Это означает, что в

пределе при $\mathbf{u}_L \rightarrow \mathbf{u}_R = \mathbf{u}$ матрица $\hat{A}_*(\mathbf{u}_L, \mathbf{u}_R)$ должна гладко переходить в $\hat{A}(\mathbf{u})$.

3) Матрица \hat{A}_* должна удовлетворять условию консервативности по отношению к разрывам:

$$\hat{A}_*(\mathbf{u}_L, \mathbf{u}_R) \cdot \Delta \mathbf{u} = \Delta \mathbf{F}, \quad (1.65)$$

где обозначено $\Delta \mathbf{u} = \mathbf{u}_R - \mathbf{u}_L$, $\Delta \mathbf{F} = \mathbf{F}_R - \mathbf{F}_L$. Это соотношение в методе Роу является ключевым. При таком выборе матрицы \hat{A}_* решение приближенной задачи о распаде разрыва удовлетворяет тем же интегральным законам сохранения, что и решение исходной нелинейной системы.

Рассмотрим случай плоского МГД течения. Будем считать, что магнитное поле и скорость газа имеют все три компоненты $\mathbf{B} = (B_x, B_y, B_z)$, $\mathbf{v} = (v_x, v_y, v_z)$. Поскольку в плоском течении компонента магнитного поля $B_x = \text{const}$, уравнения одномерной МГД в консервативной форме можно записать в виде (1.62), где векторы консервативных переменных и потоков определяются выражениями:

$$\mathbf{u} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho v_x \\ \rho v_y \\ \rho v_z \\ B_y \\ B_z \\ e_T \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho v_x \\ \rho v_x^2 + P_T \\ \rho v_x v_y - B_x B_y \\ \rho v_x v_z - B_x B_z \\ v_x B_y - v_y B_x \\ v_x B_z - v_z B_x \\ \rho h v_x - B_x (\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}) \end{pmatrix}. \quad (1.66)$$

Здесь использованы обозначения для плотности полной энергии

$$e_T = \rho\varepsilon + \rho\frac{\mathbf{v}^2}{2} + \frac{\mathbf{B}^2}{2}, \quad (1.67)$$

полного давления

$$P_T = P + \frac{\mathbf{B}^2}{2} \quad (1.68)$$

и полной энталпии h , определяемой соотношением

$$\rho h = e_T + P_T. \quad (1.69)$$

Отметим, что из этой системы уравнений исключено уравнение для компоненты B_x . Фактически, эта величина является параметром течения. При записи всех этих выражений использована удобная для численного моделирования система единиц, в которой множитель 4π в уравнениях МГД не возникает. Давление P , внутренняя энергия ε и плотность ρ связаны уравнением состояния идеального газа (??).

Следуя работе [74], по аналогии с газодинамическим случаем введем промежуточные значения для плотности ρ_* , скорости \mathbf{v}_* , индукции магнитного поля \mathbf{B}_* и полной энталпии h_* :

$$\rho_* = \sqrt{\rho_L \rho_R}, \quad (1.70)$$

$$\mathbf{v}_* = \frac{\sqrt{\rho_L} \mathbf{v}_L + \sqrt{\rho_R} \mathbf{v}_R}{\sqrt{\rho_L} + \sqrt{\rho_R}}, \quad (1.71)$$

$$\mathbf{B}_* = \frac{\sqrt{\rho_R} \mathbf{B}_L + \sqrt{\rho_L} \mathbf{B}_R}{\sqrt{\rho_L} + \sqrt{\rho_R}}, \quad (1.72)$$

$$h_* = \frac{\sqrt{\rho_L} h_L + \sqrt{\rho_R} h_R}{\sqrt{\rho_L} + \sqrt{\rho_R}}. \quad (1.73)$$

Если теперь в качестве матрицы Рой \hat{A}_* мы возьмем матрицу гиперболичности $\hat{A} = \partial \mathbf{F} / \partial \mathbf{u}$ системы уравнений МГД (1.62), (1.66) и подставим

в нее вместо исходных величин ρ , \mathbf{v} , \mathbf{B} и h соответствующие их средние значения (1.70)–(1.73), то такая матрица не будет удовлетворять условию Рой:

$$\hat{A}(\mathbf{u}_*) \cdot \Delta \mathbf{u} - \Delta \mathbf{F} = \delta \hat{A}(\mathbf{u}_L, \mathbf{u}_R) \cdot \Delta \mathbf{u}. \quad (1.74)$$

Правая часть этого соотношения определяет некоторое несоответствие, которое должно компенсироваться в матрице Рой $\hat{A}_* = \hat{A}(\mathbf{u}_*) + \delta \hat{A}$. Легко видеть, что корректирующая матрица $\delta \hat{A}$ определена неоднозначно, поскольку система уравнений (1.74) для компонент этой матрицы является переопределенной. Поэтому имеется некоторая свобода в выборе матрицы $\delta \hat{A}$ и, следовательно, матрицы Рой \hat{A}_* . Однако нельзя при этом забывать, что окончательная матрица Рой \hat{A}_* должна удовлетворять сформулированным выше трем условиям.

Матрица $\delta \hat{A}$ оказывается нулевой только в частном случае показателя адиабаты $\gamma = 2$ [79]. В работе [74] (см. также [80, 125]) корректирующая матрица $\delta \hat{A}$ построена для случая уравнений МГД с произвольным значением показателя адиабаты γ , лежащим в пределах $1 < \gamma \leq 2$. Эта матрица имеет только одну независимую компоненту и корректирует первый столбец матрицы $\hat{A}(\mathbf{u}_*)$.

Представим матрицу Рой в следующей форме [165]:

$$\hat{A}_* = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ A_{21} & A_{22} & A_{23} & A_{24} & A_{25} & A_{26} & \gamma - 1 \\ -v_y v_x & v_y & v_x & 0 & -B_x & 0 & 0 \\ -v_x v_z & v_z & 0 & v_x & 0 & -B_x & 0 \\ A_{51} & B_y/\rho & -B_x/\rho & 0 & v_x & 0 & 0 \\ A_{61} & B_z/\rho & 0 & -B_x/\rho & 0 & v_x & 0 \\ A_{71} & A_{72} & A_{73} & A_{74} & A_{75} & A_{76} & \gamma v_x \end{pmatrix}, \quad (1.75)$$

где

$$A_{21} = (2 - \gamma)X + \frac{\gamma - 1}{2}\mathbf{v}^2 - v_x^2, \quad (1.76)$$

$$A_{22} = (3 - \gamma)v_x, \quad A_{23} = (1 - \gamma)v_y, \quad A_{34} = (1 - \gamma)v_z, \quad (1.77)$$

$$A_{25} = (2 - \gamma)B_y, \quad A_{26} = (2 - \gamma)B_z, \quad (1.78)$$

$$A_{51} = \frac{v_y B_x - v_x B_y}{\rho}, \quad A_{61} = \frac{v_z B_x - v_x B_z}{\rho}, \quad (1.79)$$

$$A_{71} = v_x (A_{21} + v_x^2 - h) + \frac{B_x}{\rho} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}), \quad (1.80)$$

$$A_{72} = h + (1 - \gamma)v_x^2 - \frac{B_x^2}{\rho}, \quad (1.81)$$

$$A_{73} = (1 - \gamma)v_x v_y - \frac{B_x B_y}{\rho}, \quad (1.82)$$

$$A_{74} = (1 - \gamma)v_x v_z - \frac{B_x B_z}{\rho}, \quad (1.83)$$

$$A_{75} = (2 - \gamma)v_x B_y - v_y B_x, \quad A_{76} = (2 - \gamma)v_x B_z - v_z B_x. \quad (1.84)$$

Здесь для упрощения записи опущены звездочки для обозначения проме-

жуточных величин (1.70)–(1.73). По сравнению с матрицей $\hat{A}(\mathbf{u}_*)$ матрица \hat{A}_* содержит дополнительные члены, связанные с корректирующей матрицей $\delta\hat{A}$. Эти изменения касаются только первого столбца, в котором коррекция определяется единственным положительным параметром

$$X = \frac{1}{2} \frac{\Delta B_y^2 + \Delta B_z^2}{(\sqrt{\rho_L} + \sqrt{\rho_R})^2}. \quad (1.85)$$

Собственные значения

Для записи собственных значений и собственных векторов матрицы (1.75) удобно использовать выражение для промежуточного значения скорости звука c_* , которое определяется следующей формулой:

$$c_*^2 = (\gamma - 1) \left(h - \frac{\mathbf{v}^2}{2} - \frac{\mathbf{B}^2}{\rho} \right) + (2 - \gamma)X. \quad (1.86)$$

Это выражение использовано в работе [74]. Второе слагаемое в правой части появляется из-за описанной выше модификации первого столбца матрицы Роя. Первое слагаемое, как и в газодинамическом случае [81], можно переписать в более удобном для численного моделирования виде, поскольку оно может приводить к ошибкам, когда сумма кинетической и магнитной энергии существенно превышает внутреннюю энергию газа. Для случая уравнений МГД получаем следующее выражение:

$$c_*^2 = \frac{\sqrt{\rho_L} c_L^2 + \sqrt{\rho_R} c_R^2}{\sqrt{\rho_L} + \sqrt{\rho_R}} + \frac{\gamma - 1}{2} \frac{\rho(\Delta \mathbf{v})^2}{(\sqrt{\rho_L} + \sqrt{\rho_R})^2} + \frac{(\gamma - 1)(\Delta \mathbf{B})^2}{(\sqrt{\rho_L} + \sqrt{\rho_R})^2} + (2 - \gamma)X. \quad (1.87)$$

По сравнению с оригинальной формулой Эйнфельдта [81], в выражении (1.86) появилось дополнительное слагаемое, обусловленное наличием магнитного поля.

Матрица Рой (1.75) имеет следующий набор собственных значений:

$$\lambda_{\pm F} = v_x \pm u_F, \quad \lambda_{\pm S} = v_x \pm u_S, \quad \lambda_{\pm A} = v_x \pm u_A, \quad \lambda_E = v_x, \quad (1.88)$$

где индексы F , S , A и E соответствуют быстрой, медленной, альфвеновской и энтропийной характеристикам. Величины

$$u_{F,S} = \sqrt{\frac{c_*^2 + \mathbf{a}^2}{2}} \pm \frac{1}{2} \sqrt{(c_*^2 + \mathbf{a}^2)^2 - 4c_*^2 u_A^2} \quad (1.89)$$

описывают быструю и медленную магнитозвуковые скорости, а

$$u_A = \frac{|B_x|}{\sqrt{\rho}}, \quad \mathbf{a} = \frac{\mathbf{B}}{\sqrt{\rho}}. \quad (1.90)$$

Нетрудно убедиться, что имеют место следующие полезные соотношения:

$$u_F^2 u_S^2 = u_A^2 c_*^2, \quad (1.91)$$

$$(u_F^2 - c_*^2) (c_*^2 - u_S^2) = c_*^2 a_\perp^2, \quad (1.92)$$

$$(u_F^2 - c_*^2) (u_F^2 - u_A^2) = u_F^2 a_\perp^2, \quad (1.93)$$

$$(c_*^2 - u_S^2) (u_A^2 - u_S^2) = u_S^2 a_\perp^2, \quad (1.94)$$

где обозначено

$$a_\perp = \frac{B_\perp}{\sqrt{\rho}}, \quad B_\perp = \sqrt{B_y^2 + B_z^2}. \quad (1.95)$$

Собственные векторы

Правые собственные векторы \mathbf{r}_α матрицы Poy (1.75) могут быть представлены в виде:

$$\mathbf{r}_{\pm F} = \begin{bmatrix} 1 \\ v_x \pm u_F \\ v_y \mp \chi_F B_x B_y \\ v_z \mp \chi_F B_x B_z \\ \chi_F u_F B_y \\ \chi_F u_F B_z \\ r_{\pm F}^7 \end{bmatrix}, \quad \mathbf{r}_{\pm A} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \pm S \sqrt{\rho} B_z \\ \mp S \sqrt{\rho} B_y \\ -B_z \\ B_y \\ \pm S \sqrt{\rho} (v_y B_z - v_z B_y) \end{bmatrix}, \quad (1.96)$$

$$\mathbf{r}_{\pm S} = \begin{bmatrix} 1 \\ v_x \pm u_S \\ v_y \pm \chi_S B_x B_y \\ v_z \pm \chi_S B_x B_z \\ -\chi_S u_S B_y \\ -\chi_S u_S B_z \\ r_{\pm S}^7 \end{bmatrix}, \quad \mathbf{r}_E = \begin{bmatrix} 1 \\ v_x \\ v_y \\ v_z \\ 0 \\ 0 \\ \frac{\mathbf{v}^2}{2} + \frac{\gamma - 2}{\gamma - 1} X \end{bmatrix}, \quad (1.97)$$

где обозначено $S = \text{sign}(B_x)$,

$$\chi_F = \frac{u_F}{\rho(u_F^2 - u_A^2)}, \quad \chi_S = \frac{u_S}{\rho(u_A^2 - u_S^2)}, \quad (1.98)$$

$$r_{\pm F}^7 = h \pm u_F v_x - u_A^2 \mp \chi_F B_x (v_y B_y + v_z B_z) + \chi_F \rho \frac{u_A^2 a_\perp^2}{u_F}, \quad (1.99)$$

$$r_{\pm S}^7 = h \pm u_S v_x - u_A^2 \pm \chi_S B_x (v_y B_y + v_z B_z) - \chi_S \rho \frac{u_A^2 a_\perp^2}{u_S}. \quad (1.100)$$

Соответствующие левые собственные векторы \mathbf{l}^α матрицы Poy (1.62) запишем в виде:

$$\mathbf{l}^{\pm F} = \frac{1}{N_F} \left[l_1^{\pm F}, (1 - \gamma)v_x \pm u_F, (1 - \gamma)v_y \mp \chi_F B_x B_y, (1 - \gamma)v_z \mp \chi_F B_x B_z, \right. \\ \left. (1 - \gamma)B_y + \chi_F \rho u_F B_y, (1 - \gamma)B_z + \chi_F \rho u_F B_z, \gamma - 1 \right], \quad (1.101)$$

$$\mathbf{l}^{\pm A} = \frac{1}{N_A} \left[\mp S \frac{v_y B_z - v_z B_y}{\sqrt{\rho}}, 0, \pm S \frac{B_z}{\sqrt{\rho}}, \mp S \frac{B_y}{\sqrt{\rho}}, -B_z, B_y, 0 \right], \quad (1.102)$$

$$\mathbf{l}^{\pm S} = \frac{1}{N_S} \left[l_1^{\pm S}, (1 - \gamma)v_x \pm u_S, (1 - \gamma)v_y \pm \chi_S B_x B_y, (1 - \gamma)v_z \pm \chi_S B_x B_z, \right. \\ \left. (1 - \gamma)B_y - \chi_S \rho u_S B_y, (1 - \gamma)B_z - \chi_S \rho u_S B_z, \gamma - 1 \right], \quad (1.103)$$

$$\mathbf{l}^{\pm E} = \frac{1}{N_E} \left[\frac{c_*^2}{\gamma - 1} - \frac{2 - \gamma}{\gamma - 1} X - \frac{\mathbf{v}^2}{2}, v_x, v_y, v_z, B_y, B_z, -1 \right], \quad (1.104)$$

где

$$l_1^{\pm F} = (\gamma - 1) \frac{\mathbf{v}^2}{2} \mp v_x u_F + (2 - \gamma) X \pm \chi_F B_x (v_y B_y + v_z B_z), \quad (1.105)$$

$$l_1^{\pm S} = (\gamma - 1) \frac{\mathbf{v}^2}{2} \mp v_x u_S + (2 - \gamma) X \mp \chi_S B_x (v_y B_y + v_z B_z), \quad (1.106)$$

а нормирующие множители

$$N_F = c_*^2 + u_F^2 \left[1 + a_\perp^2 \frac{u_F^2 + u_A^2}{(u_F^2 - u_A^2)^2} \right], \quad (1.107)$$

$$N_S = c_*^2 + u_S^2 \left[1 + a_\perp^2 \frac{u_S^2 + u_A^2}{(u_A^2 - u_S^2)^2} \right], \quad (1.108)$$

$$N_A = 2B_\perp^2, \quad N_E = \frac{c_*^2}{\gamma - 1}. \quad (1.109)$$

Нормировка собственных векторов

Выписанные выше собственные векторы удовлетворяют условиям

$$\mathbf{l}^\alpha \cdot \mathbf{r}_\beta = \delta_\beta^\alpha, \quad (1.110)$$

где δ_β^α — символ Кронекера. Сами векторы \mathbf{r}_α и \mathbf{l}^α при этом не являются единичными. Однако на практике использовать их в таком виде не всегда удобно. Дело в том, что при вычислении компонент этих векторов в особых случаях могут возникать неопределенности. Эти случаи соответствуют двойной точке и тройной точке. В двойной точке ($B_\perp = 0$) альфеновская характеристика сливается либо с медленной, либо с быстрой магнитозвуковой характеристиками. В тройной точке ($B_\perp = 0$ и $u_A = c_*$) сливаются все три характеристики: альфеновская, быстрая и медленная.

Для разрешения неопределенностей, возникающих в этих особых случаях, собственные векторы для альфеновских, быстрых и медленных характеристик следует перенормировать. При этом векторы \mathbf{r}_E и \mathbf{l}^E для энтропийной характеристики перенормировать не нужно, поскольку они неопределенностей не содержат. Перенормировку векторов можно осуществить с помощью следующего преобразования

$$\mathbf{r} \rightarrow k\mathbf{r}, \quad \mathbf{l} \rightarrow \frac{1}{k}\mathbf{l}, \quad (1.111)$$

где k — соответствующим образом подобранный множитель. Очевидно, что преобразование (1.111) не нарушает условий (1.110).

Для альфеновских векторов удобно выбрать множитель $k = S/B_\perp$.

В этом случае получаем:

$$\mathbf{r}_{\pm A} = \left[0, 0, \pm \sqrt{\rho} \beta_z, \mp \sqrt{\rho} \beta_y, -S\beta_z, S\beta_y, \pm \sqrt{\rho} (v_y \beta_z - v_z \beta_y) \right]^T, \quad (1.112)$$

$$\mathbf{l}^{\pm A} = \frac{1}{2} \left[\mp \frac{v_y \beta_z - v_z \beta_y}{\sqrt{\rho}}, 0, \pm \frac{\beta_z}{\sqrt{\rho}}, \mp \frac{\beta_y}{\sqrt{\rho}}, -S\beta_z, S\beta_y, 0 \right], \quad (1.113)$$

где

$$\beta_y = \frac{B_y}{B_{\perp}}, \quad \beta_z = \frac{B_z}{B_{\perp}}, \quad (1.114)$$

а значок T означает транспонирование. Коэффициенты β_y и β_z представляют собой косинус и синус угла наклона вектора \mathbf{B}_{\perp} к оси y . В вырожденном случае $B_{\perp} = 0$ этот угол является неопределенным. Поэтому коэффициенты β_y и β_z могут иметь произвольные значения, удовлетворяющие условию $\beta_y^2 + \beta_z^2 = 1$. В частности, в двойной точке ($B_{\perp} = 0$) можно выбрать значения $\beta_y = \beta_z = 1/\sqrt{2}$.

Для магнитозвуковых характеристик перенормировка собственных векторов осуществляется с помощью множителей

$$\alpha_F = \sqrt{\frac{c_*^2 - u_S^2}{u_F^2 - u_S^2}}, \quad \alpha_S = \sqrt{\frac{u_F^2 - c_*^2}{u_F^2 - u_S^2}}. \quad (1.115)$$

Используя соотношения (1.91)–(1.94), находим:

$$\mathbf{r}_{\pm F} = \begin{pmatrix} \alpha_F \\ \alpha_F(v_x \pm u_F) \\ \alpha_F v_y \mp \alpha_S \beta_y S u_S \\ \alpha_F v_z \mp \alpha_S \beta_z S u_s \\ \alpha_S \beta_y c_*/\sqrt{\rho} \\ \alpha_S \beta_z c_*/\sqrt{\rho} \\ r_{\pm F}^7 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{r}_{\pm S} = \begin{pmatrix} \alpha_S \\ \alpha_S(v_x \pm u_S) \\ \alpha_S v_y \pm \alpha_F \beta_y S u_F \\ \alpha_S v_z \pm \alpha_F \beta_z S u_F \\ -\alpha_F \beta_y c_*/\sqrt{\rho} \\ -\alpha_F \beta_z c_*/\sqrt{\rho} \\ r_{\pm S}^7 \end{pmatrix}, \quad (1.116)$$

где

$$r_{\pm F}^7 = \alpha_F(h - u_A^2 \pm u_F v_x) \mp \alpha_S u_S(\beta_y v_y + \beta_z v_z)S + \alpha_S u_S^2 a_\perp / c_*, \quad (1.117)$$

$$r_{\pm S}^7 = \alpha_S(h - u_A^2 \pm u_S v_x) \pm \alpha_F u_F(\beta_y v_y + \beta_z v_z)S - \alpha_F u_F^2 a_\perp / c_*. \quad (1.118)$$

При перенормировке левых векторов заметим, что нормирующие множители (1.107) и (1.108) удовлетворяют простым соотношениям:

$$N_F = \frac{2c_*^2}{\alpha_F^2}, \quad N_S = \frac{2c_*^2}{\alpha_S^2}. \quad (1.119)$$

В результате несложных вычислений находим:

$$\mathbf{l}^{\pm F} = \frac{1}{2c_*^2} \left[l_1^{\pm F}, \alpha_F(1-\gamma)v_x \pm \alpha_F u_F, \alpha_F(1-\gamma)v_y \mp \alpha_S u_S S \beta_y, \alpha_F(1-\gamma)v_z \mp \alpha_S u_S S \beta_z, \alpha_F(1-\gamma)\beta_y a_\perp \sqrt{\rho} + \alpha_S \beta_y c_* \sqrt{\rho}, \alpha_F(1-\gamma)\beta_z a_\perp \sqrt{\rho} + \alpha_S \beta_z c_* \sqrt{\rho}, \alpha_F(\gamma-1) \right], \quad (1.120)$$

$$\mathbf{l}^{\pm S} = \frac{1}{2c_*^2} \left[l_1^{\pm S}, \alpha_S(1-\gamma)v_x \pm \alpha_S u_S, \alpha_S(1-\gamma)v_y \pm \alpha_F u_F S \beta_y, \alpha_S(1-\gamma)v_z \pm \alpha_F u_F S \beta_z, \right. \\ \left. \alpha_S(1-\gamma)\beta_y a_{\perp} \sqrt{\rho} - \alpha_F \beta_y c_* \sqrt{\rho}, \alpha_S(1-\gamma)\beta_z a_{\perp} \sqrt{\rho} - \alpha_F \beta_z c_* \sqrt{\rho}, \alpha_S(\gamma-1) \right], \quad (1.121)$$

где

$$l_1^{\pm F} = \alpha_F(\gamma-1) \frac{\mathbf{v}^2}{2} \mp \alpha_F v_x u_F + \alpha_F(2-\gamma)X \pm \alpha_S u_S S(v_y \beta_y + v_z \beta_z), \quad (1.122)$$

$$l_1^{\pm S} = \alpha_S(\gamma-1) \frac{\mathbf{v}^2}{2} \mp \alpha_S v_x u_S + \alpha_S(2-\gamma)X \mp \alpha_F u_F S(v_y \beta_y + v_z \beta_z). \quad (1.123)$$

Характеристические амплитуды

В методе Роу для вычисления скачков консервативных переменных на разрывах использовать левые собственные векторы \mathbf{l}^α в явном виде не всегда удобно. Гораздо эффективнее сразу вычислять характеристические амплитуды

$$\Delta S^\alpha = \mathbf{l}^\alpha \cdot \Delta \mathbf{u}. \quad (1.124)$$

Соответствующие выражения для характеристических амплитуд можно записать в следующем виде:

$$\Delta S^{\pm F} = \frac{1}{2c_*^2} [\alpha_F(X\Delta\rho + \Delta P) \mp \rho \alpha_S u_S S(\beta_y \Delta v_y + \beta_z \Delta v_z) \pm \\ \pm \rho \alpha_F u_F \Delta v_x + \sqrt{\rho} \alpha_S c_*(\beta_y \Delta B_y + \beta_z \Delta B_z)], \quad (1.125)$$

$$\Delta S^{\pm S} = \frac{1}{2c_*^2} [\alpha_S(X\Delta\rho + \Delta P) \pm \rho \alpha_F u_F S(\beta_y \Delta v_y + \beta_z \Delta v_z) \pm \\ \pm \rho \alpha_S u_S \Delta v_x - \sqrt{\rho} \alpha_F c_*(\beta_y \Delta B_y + \beta_z \Delta B_z)], \quad (1.126)$$

$$\Delta S^{\pm A} = \frac{1}{2} [\mp \sqrt{\rho}(\beta_y \Delta v_z - \beta_z \Delta v_y) + S(\beta_y \Delta B_z - \beta_z \Delta B_y)], \quad (1.127)$$

$$\Delta S^E = \frac{1}{c_*^2} [(c_*^2 - X)\Delta\rho - \Delta P]. \quad (1.128)$$

Все эти выражения нормированы способом, использованным в предыдущем разделе.

Энтропийная поправка

В методе Роу используется приближенное решение задачи Римана о распаде произвольного разрыва, содержащее только сильные разрывы. Поэтому, если для данной характеристики в точном решении возникает волна разрежения, то в методе Роу она заменяется ударной волной. Поэтому такие ударные волны разрежения не будут удовлетворять условию эволюционности. В большинстве случаев влияние неэволюционных сильных разрывов, возникающих в решении задачи Римана, компенсируется численной вязкостью. Однако этого оказывается недостаточно в случае неэволюционных стационарных ударных волн, которые возникают в стационарной звуковой точке трансзвуковых волн разрежения. В случае магнитной гидродинамики такие ситуации возникают в стационарных быстрой и медленной магнитозвуковых точках трансзвуковых быстрых и медленных волн разрежения, соответственно. Для устранения этих проблем необходимо в соответствующем месте увеличивать численную вязкость.

В работе Эйнфельдта [81] был предложен простой способ введения энтропийной поправки, которая действует только на неэволюционные ударные волны, в то время как на эволюционные скачки эта операция не оказывает влияния. В случае магнитной гидродинамики энтропийную поправку необходимо использовать для быстрых и медленных характеристик для предотвращения появления в решении как быстрых, так и медленных ударных волн разрежения. Для быстрых магнитозвуковых волн энтропийная поправка Эйнфельдта в схеме Роу сводится к тому, что вместо исходных выражений для собственных значений (1.88), соответствующим

быстрым магнитозвуковым волнам, будем подставлять модифицированные выражения:

$$\lambda_{+F} = \max \{v_x + u_F, v_{x,R} + u_{F,R}\}, \quad (1.129)$$

$$\lambda_{-F} = \min \{v_x - u_F, v_{x,L} + u_{F,L}\}. \quad (1.130)$$

Как показывают тестовые расчеты для случая уравнений газодинамики (см., например, [165]) такая поправка работает корректно и, действительно, предотвращает появление в решении ударных волн разрежения.

Следует заметим, что в отсутствие магнитного поля быстрая магнитозвуковая скорость переходит в скорость звука, $u_F \rightarrow c_*$. Поэтому энтропийная поправка для быстрых волн в этом пределе переходит в соответствующую поправку для звуковых волн в чисто газодинамической схеме Рой–Эйнфельдта [82]. Однако для медленных магнитозвуковых волн это уже не так. В самом деле, в отсутствие магнитного поля медленная магнитозвуковая скорость стремится к нулю, $u_S \rightarrow 0$. Поэтому модифицированные по формулам вида (1.129) и (1.130) собственные значения для медленных волн не перейдут в соответствующие собственные значения для вихревых характеристик в газодинамической схеме Рой, для которых $\lambda = v_x$. Следовательно такая МГД схема Рой–Эйнфельдта в отсутствие магнитного поля не перейдет в чисто газодинамическую схему Рой–Эйнфельдта.

В нашей численной модели для медленных характеристик используется поправка вида:

$$\lambda_{+S} = \max \{v_x + u_S, v_x + u_{S,R}\}, \quad (1.131)$$

$$\lambda_{-S} = \min \{v_x - u_S, v_x + u_{S,L}\}. \quad (1.132)$$

Эти соотношения в газодинамическом пределе переходят в правильные выражения для собственных значений для вихревых характеристик. Поэтому наша МГД схема Рой–Эйнфельдта оказывается согласованной с соответ-

ствующей чисто газодинамической схемой.

Повышающая поправка

Определим вдоль координаты x узлы сетки x_i , где индекс i пробегает значения от 0 до N . Ячейки будем нумеровать полуцелыми индексами. При этом координаты центров ячеек определим с помощью выражений

$$x_{i+1/2} = \frac{x_i + x_{i+1}}{2}. \quad (1.133)$$

Будем считать, что сетка является неоднородной и размеры ячеек зависят от значения индекса. Введем величины, характеризующие шаги сетки

$$h_i = x_{i+1/2} - x_{i-1/2}, \quad h_{i+1/2} = \frac{h_i + h_{i+1}}{2}. \quad (1.134)$$

С учетом этих обозначений схему Рой–Ошера–Эйнфельдта можно записать в виде:

$$\frac{\mathbf{u}_{i+1/2}^{n+1} - \mathbf{u}_{i+1/2}^n}{\Delta t} + \frac{\mathbf{F}_{i+1} - \mathbf{F}_i}{h_{i+1/2}} = 0, \quad (1.135)$$

где n — номер временного слоя, Δt — временной шаг. Численные потоки через границы ячеек определяются следующими выражениями:

$$\mathbf{F}_i = \mathbf{F}_i^0 + \delta\mathbf{F}_i, \quad (1.136)$$

$$\mathbf{F}_i^0 = \frac{\mathbf{F}_{i+1/2} + \mathbf{F}_{i-1/2}}{2} - \frac{1}{2} \sum_{\alpha} |\lambda_{\alpha}| \mathbf{r}_{\alpha} \Delta S^{\alpha}, \quad (1.137)$$

$$\begin{aligned} \delta\mathbf{F}_i = \frac{h_i}{2} \sum_{\alpha} \text{limiter} (\Delta_{\alpha}^+ \mathbf{F}_i h_i^{-1}, \Delta_{\alpha}^+ \mathbf{F}_{i-1} h_{i-1}^{-1}) - \\ - \frac{h_i}{2} \sum_{\alpha} \text{limiter} (\Delta_{\alpha}^- \mathbf{F}_i h_i^{-1}, \Delta_{\alpha}^- \mathbf{F}_{i+1} h_{i+1}^{-1}), \end{aligned} \quad (1.138)$$

$$\Delta_\alpha^\pm \mathbf{F}_i = \frac{1}{2} (\lambda_\alpha \pm |\lambda_\alpha|) \mathbf{r}_\alpha \Delta S^\alpha, \quad (1.139)$$

где функция-ограничитель

$$\text{limiter}(x, y) = \frac{1 + \phi}{2} \text{minmod}(\beta x, y) + \frac{1 - \phi}{2} \text{minmod}(x, \beta y), \quad (1.140)$$

$$\text{minmod}(x, y) = \frac{1}{2} [\text{sign}(x) + \text{sign}(y)] \min(|x|, |y|). \quad (1.141)$$

В наших расчетах параметры схемы были заданы равными их оптимальным значениям $\phi = 1/3$, $\beta = 4$ [82, 165]. При таких значениях схема имеет первый порядок аппроксимации по времени и третий порядок аппроксимации по пространству. Повышающие TVD (total variation diminishing) поправки Ошера [75] для потоков (1.138) учитывают неоднородность сетки.

1.3.4. Расчетная сетка

В нашей численной модели расчетная сетка представляет собой набор из трех отдельных массивов координат узлов x_i , y_j , z_k . Способ определения координат узлов достаточно продемонстрировать на примере координатного направления x . Координаты узлов для остальных координатных направлений y и z задаются аналогичным образом.

Обозначим минимальное и максимальное значения координаты x в расчетной области через a и b , соответственно. Допустим, что у нас есть N узлов, но мы хотим сжать сетку к точке x_* для увеличения в ее окрестности пространственного разрешения. Определим величину

$$i_* = N \frac{x_* - a}{b - a}. \quad (1.142)$$

Если бы наша сетка была однородной, то величина i_* была бы равна индексу узла, для которого $x_{i_*} = x_*$.

Рассмотрим сетку с однородной деформацией, координаты узлов ко-

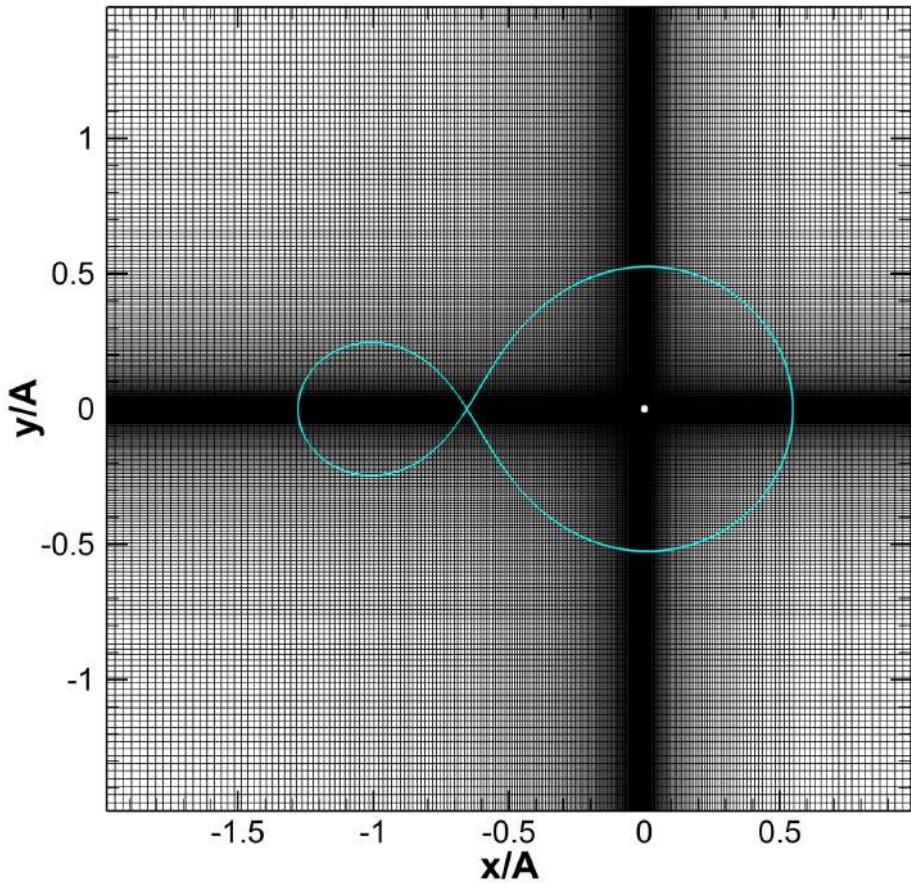


Рис. 1.4. Структура расчетной сетки в плоскости xy . Сплошной линией показана граница полости Роша. Светлый кружок соответствует аккретору.

торой удовлетворяют соотношению

$$\frac{x_{i+1} - x_i}{x_i - x_{i-1}} = q, \quad (1.143)$$

где q — параметр сжатия. Нетрудно убедиться, что решение этого уравнения может быть представлено в виде:

$$x_i = \begin{cases} x_i^L, & i \leq i_*, \\ x_i^R, & i > i_*, \end{cases} \quad (1.144)$$

где

$$x_i^L = x_* - (x_* - a) \frac{q_L^{i_* - i} - 1}{q_L^{i_*} - 1}, \quad (1.145)$$

$$x_i^R = x_* + (b - x_*) \frac{q_R^{i-i_*} - 1}{q_R^{N-i_*} - 1}. \quad (1.146)$$

Параметры сжатия q_L и q_R можно определить, задавая минимальный шаг сетки в окрестности точки x_* ,

$$\Delta x_{\min} = x_{i_*} - x_{i_*-1} = (x_* - a) \frac{q_L - 1}{q_L^{i_*} - 1}. \quad (1.147)$$

$$\Delta x_{\min} = x_{i_*+1} - x_{i_*} = (b - x_*) \frac{q_R - 1}{q_R^{N-i_*} - 1}, \quad (1.148)$$

Решая эти уравнения, находим значения параметров сжатия q_L и q_R .

В наших расчетах сетка сгущалась к началу координат, а параметр Δx_{\min} для всех пространственных направлений задавался равным $0.2R_a$. Получающаяся при этом структура расчетной сетки в экваториальной плоскости xy двойной системы показана на рис. 1.4.

1.4. Положения, выносимые на защиту

По результатам первой главы на защиту выносится следующее положение:

- Впервые в мире разработана трёхмерная численная МГД модель для описания структуры течения в тесных двойных системах с сильным магнитным полем. Данная модель основана на уравнениях модифицированной магнитной газодинамики, которые описывают усредненные характеристики течения в рамках волнной МГД-турбулентности. В ней учтён ряд динамических эффектов, связанных с наличием сильного магнитного поля белого карлика — диффузия магнитного поля и процессы радиационного нагрева и охлаждения. Для численного решения МГД уравнений модели применяется разностная схема высокого порядка Роу–Ошера–Эйнфельдта.

Глава 2. Результаты численных расчётов для синхронного поляра V808 Aur

2.1. Данные наблюдений и их анализ

Объект V808 Aur был открыт в момент увеличения его блеска на 3.5^m в декабре 2008 года [39]. В каталоге обзора неба Catalina [40] ему было присвоено имя CRTS CSS 081231 J071126+440405 [41]. Позднее, в декабре 2015 года, решением комиссий 27 и 42 МАС [42] (см. «Общий каталог переменных звезд» [43]) поляр получил обозначение переменной звезды V808 Aur. По данным измерений космической миссии Gaia [44] расстояние до объекта составляет 216 пс, что оказалось существенно меньше предыдущих оценок [45, 48].

Фотометрические наблюдения поляра позволили определить орбитальный период системы $P_{\text{orb}} = 116$ мин [45], а также обнаружить наличие четырёх различных состояний аккреции. В зависимости от темпа аккреции меняется средний уровень блеска системы, вид кривой блеска и профиль затмения системы. По классификации из статьи [45], объект может наблюдаться в *высоком* (средняя магнитуда порядка 15^m), *среднем* (средняя магнитуда порядка 16^m), *низком* (средняя магнитуда порядка 17^m) и *очень низком* (средняя магнитуда порядка 18^m) состояниях. Фотополяриметрические наблюдения показали, что V808 Aur обладает круговой поляризацией, достигающей максимального значения -14% в полосе пропускания V системы Джонсона–Коузинса [46].

На основе анализа спектральных данных были сделаны оценки параметров системы: масса первичного компонента $M_1 = 0.86 \pm 0.08 M_\odot$, масса вторичного компонента $M_2 = 0.18 \pm 0.02 M_\odot$, эффективный радиус полу-

сти Роша вторичного компонента $R_{L2} = 0.20 \pm 0.03 R_\odot$, межкомпонентное расстояние $A = 0.8 \pm 0.03 R_\odot$, наклонение плоскости орбиты $i = 79^\circ \pm 3^\circ$ [47].

Для анализа структуры аккреции применялся метод доплеровской томографии [9]. Рентгеновские, ультрафиолетовые и оптические наблюдения объекта V808 Aur были выполнены на телескопе XMM-Newton в высоком и низком состояниях [48]. Кривые блеска в рентгеновском диапазоне имеют два максимума, соответствующие двум аккреционным областям на поверхности белого карлика. Анализ рентгеновского спектра яркого пятна показал, что он формируется в горячей плазме с температурой в десятки кэВ. В спектре также присутствует слабая планковская компонента с температурой $kT = 50\text{--}100$ эВ. Температура менее яркого пятна значительно ниже $kT \sim 4$ кэВ. В этой же работе по оптическим спектрам сделана оценка напряженности магнитного поля яркого пятна $B \sim 36$ МГс и менее яркого пятна $B \sim 69$ МГс.

В работе [49] выполнено моделирование циклотронных спектров. Получены значения магнитного поля яркого пятна $B = 38.2 \pm 0.8$ МГс, наилучшее описание циклотронных спектров менее яркого пятна выполняется при напряженности $B = 51$ МГс. Также в работе проведено моделирование кривых блеска и круговой поляризации в низком состоянии аккреции. Определены расстояние от горячего пятна до магнитного полюса $2^\circ \pm 8^\circ$ и размерный параметр области излучения $\lg \Lambda = 4.7 \pm 0.1$.

На рис. 2.1 показаны наблюдательные кривые блеска системы V808 Aur, приведённые в работе [45], для четырех различных состояний: очень низкое (кривая 1), низкое (кривая 2), среднее (кривая 3) и высокое (кривая 4). Анализ и интерпретация этих кривых позволяет выделить *следующие особенности*.

1) *Состояние определяется темпом аккреции.* Светимость системы в основном максимуме увеличивается от низкого состояния к высокому более, чем на 3^m . Это можно объяснить увеличением темпа аккреции. В свою оче-

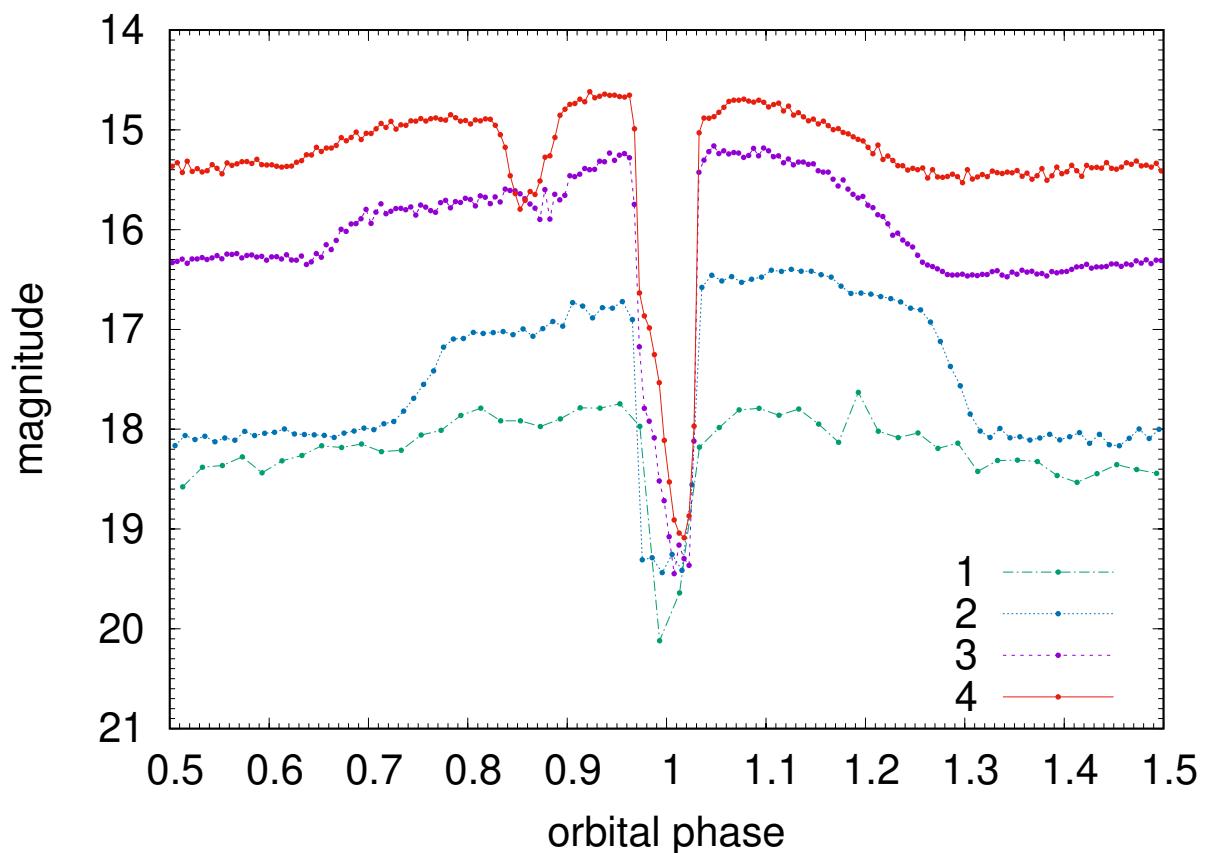


Рис. 2.1. Кривые блеска системы V808 Aur для четырех состояний: очень низкое (кривая 1), низкое (кривая 2), среднее (кривая 3) и высокое (кривая 4).

редь, вариации темпа аккреции могут быть обусловлены изменениями темпа массообмена. Основной вклад в интенсивность излучения на этих фазах определяется зоной энерговыделения на поверхности белого карлика. Фазовая локализация горячих пятен на оптических кривых блеска (рис. 2.1) хорошо согласуется с их положением на соответствующих рентгеновских кривых блеска [48].

2) *Дрейф горячего пятна.* Ширина фазовой области $\Delta\phi$, где ϕ — орбитальная фаза, соответствующей горячему пятну, а также положение максимума изменяется от состояния к состоянию. Ширина горячей области для низкого состояния $\Delta\phi = 0.55$, для среднего состояния $\Delta\phi = 0.61$, а для высокого состояния $\Delta\phi = 0.63$. Положение максимума для низкого состояния $\phi_{\max} = 1.03$, для среднего состояния $\phi_{\max} = 0.98$, а для высокого состояния $\phi_{\max} = 0.95$. Отсюда можно заключить, что с переходом от низкого состояния к высокому площадь горячего пятна увеличивается, а его локализация на поверхности белого карлика смещается вправо, если смотреть на него со стороны донора. Смещение по фазе на 0.08 положения главного максимума соответствует смещению горячего пятна на поверхности белого карлика по долготе почти на 29° . Это обстоятельство отмечено в работе [45].

3) *Изменения яркости во вторичном минимуме.* Яркость системы во вторичном минимуме увеличивается на 2.5^m — от 18^m в низком состоянии до 15.5^m в высоком состоянии. Это означает увеличение светимости в 10 раз. Это явление происходит на орбитальных фазах, когда по отношению к наблюдателю аккретор расположен перед донором. Поэтому наиболее простым объяснением такого увеличения яркости является прогрев оболочки донора, обращенной к аккретору, рентгеновским излучением от горячего пятна [50]. Этот эффект можно оценить на основе соотношения ???. Для красных карликов коэффициент переработки рентгеновского излучения горячего пятна κ близок к единице. Поскольку в главном минимуме

мы видим излучение только от донора, причем от непрогретой его части, нетрудно посчитать из указанной формулы, что эффект прогрева приводит к увеличению светимости донора примерно в 40 раз.

4) *Затмение горячего пятна веществом струи.* На кривой блеска перед главным минимумом имеется провал, положение и глубина которого зависит от состояния. На кривой 4 (высокое состояние) провал располагается на фазе 0.85, а его глубина достигает почти одной звездной величины. На кривой 3 (среднее состояние) провал смещается немного ближе к главному минимуму и располагается на фазе 0.89, а его глубина соответствует примерно половине звездной величины. В низком и очень низком состоянии провал не виден. Аналогичное явление наблюдается и в других затменных полярах (см., например, [51–54], которые демонстрируют изменения своего состояния (переменный темп аккреции)). Появление этого провала на кривой блеска связано с поглощением излучения веществом струи. С увеличением состояния плотность струи возрастает и поэтому струя становится непрозрачной. Смещение положения провала может быть обусловлено изменением геометрии струи вследствие изменения темпа массообмена. Дело в том, что с увеличением плотности струи ее баллистическая часть должна удлиняться. Следовательно, затмение, вызванное поглощением излучения веществом струи, будет происходить на более ранних фазах.

5) *Несимметричный профиль затмения.* На приведённых кривых блеска форма профиля затмения для высокого и среднего состояний является несимметричной. Справа от главного минимума наблюдается резкий подъем, в то время как слева спуск является более сглаженным и имеет ступенчатый характер. Данный эффект также наблюдается во многих затменных полярах [51–54]. Скорее всего, он обусловлен затмением вещества аккреционной струи, скопившегося над поверхностью белого карлика и излучающего в континууме. Поскольку в высоких состояниях струя ока-

зывается оптически плотной, то ее светимость можно оценить по формуле

$$L_s = 2\pi al\sigma T^4, \quad (2.1)$$

где $T \approx 10^4$ К — температура вещества струи, $l \approx A - R_d$ — длина струи, $a \approx c_s/(2\Omega)$ — радиус ее поперечного сечения [55], Ω — угловая скорость орбитального вращения двойной системы, c_s — скорость звука в оболочке донора. Подставляя соответствующие значения величин, можно обнаружить, что светимость струи превышает светимость донора (для эффективной температуры $T_d = 3400$ К, соответствующей массе красного карлика $M_d = 0.18M_\odot$) в 6–7 раз. Это означает, что вещество струи светит примерно на 2^m ярче донора (во время затмения прогретая сторона донора не видна). Следует отметить, что на кривых блеска начало спуска расположено в точке, где светимость двойной системы примерно на две звездных величины выше, чем в точке главного минимума.

Эффективную температуру белого карлика T_a в системе V808 Aur можно оценить по блеску звезды во вторичном минимуме в очень низком состоянии. Если принять соответствующую видимую звездную величину объекта равной $18^m.3$, то с учетом расстояния до объекта в 216 пс, находим эффективную температуру $T_a = 13884$ К. Это значение хорошо соответствует представлениям об эволюционном статусе системы [47], а также наблюдательным ограничениям, полученным в работах [45, 48].

2.2. Результаты расчётов

2.2.1. Структура течения

Для исследования структуры течения в синхронном поляре V808 Aur было выполнено пять вариантов численных расчётов, соответствующих различным состояниям двойной системы. Их параметры представлены в Таблице 2.1.

Таблица 2.1. Варианты численного расчёта синхронного поляра V808 Aur.

Вариант расчёта	Состояние системы	Темп массообмена $\dot{M}, M_{\odot}/\text{год}$
1	Высокое	10^{-7}
2	Высокое	10^{-8}
3	Среднее	10^{-9}
4	Низкое	10^{-10}
5	Очень низкое	10^{-11}

В каждом варианте расчёта использовались следующие исходные данные [?, ?, ?, ?, ?, ?, ?, ?, ?, ?, ?] (Таблица 2.2).

Таблица 2.2. Исходные данные для расчётов синхронного поляра V808 Aur.

Параметр	Обозначение	Значение	Единица измерения
Масса донора	M_d	0.18	M_{\odot}
Масса аккретора	M_a	0.86	M_{\odot}
Температура донора	T_d	3400	K
Температура аккретора	T_a	14 000	K
Радиус аккретора	R_a	0.01375	R_{\odot}
Большая полуось орбиты	A	0.8	R_{\odot}
Угол наклонения орбиты	i	79	градусы
Орбитальный период	P_{orb}	1.95	ч
Индукция магнитного поля в области магнитного полюса	B_a	38	МГс
Угол широты магнитной оси аккретора	θ	33	градусы
Угол долготы магнитной оси аккретора	ϕ	170	градусы

Во всех вариантах расчет проводился до выхода решения на квазистационарный режим, который определялся примерным (с точностью до 1%) постоянством полной массы вещества в расчетной области. Как пра-

вило, выход на квазистационарный режим достигается за время порядка 1–2 орбитальных периодов.

Результаты трехмерных численных расчетов представлены на рис. 2.2–2.6.

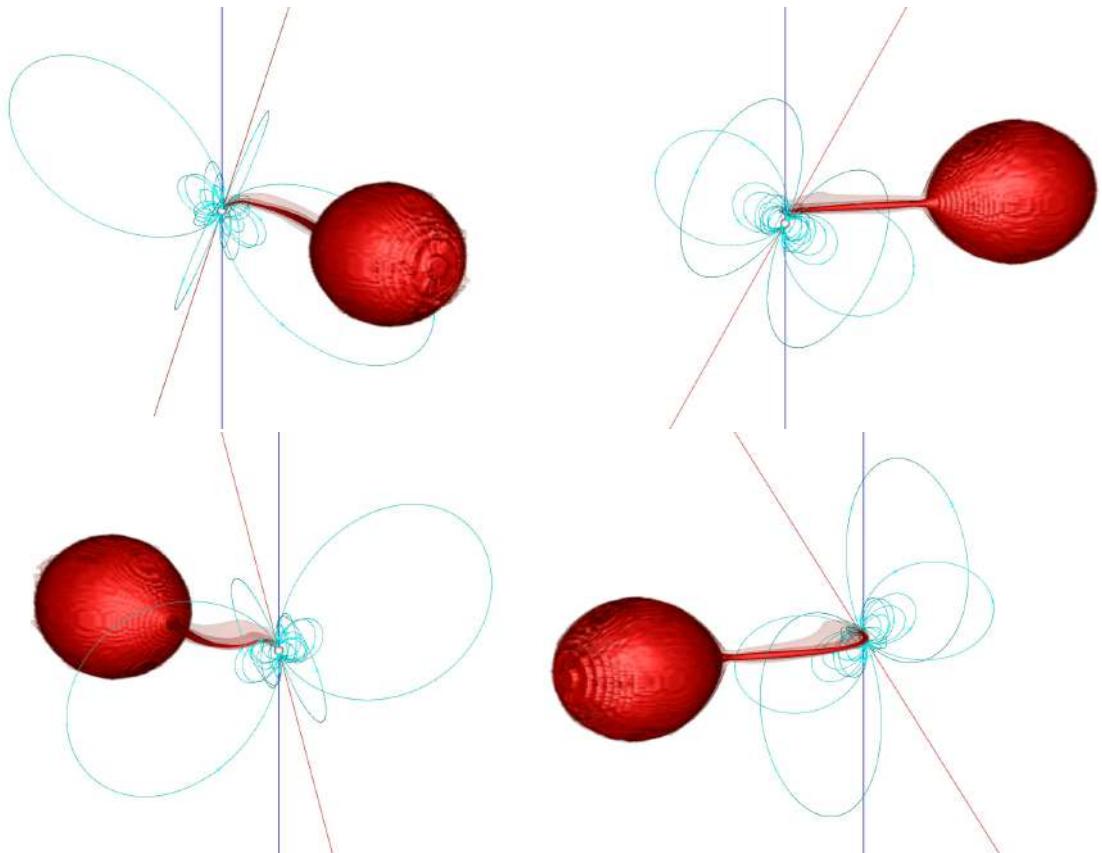


Рис. 2.2. Результат трехмерного численного моделирования структуры течения вещества в системе V808 Aur в случае, когда темп массообмена $\dot{M} = 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$. Показаны изоповерхности логарифма плотности в единицах $\rho(L_1)$. Двойная система представлена с точки зрения земного наблюдателя на четырёх фазах орбитального периода: 0.1 (верхняя левая диаграмма), 0.35 (правая верхняя диаграмма), 0.6 (нижняя левая диаграмма) и 0.85 (правая нижняя диаграмма).

Показаны характерные орбитальные фазы поляра для демонстрации приведённых в предыдущем разделе особенностей кривых блеска системы. Фаза 0.1 соответствует положению двойной системы относительно наблюдателя, когда она только что вышла из затмения. Как уже отмечалось выше, в низком состоянии вблизи этой фазы наблюдается максимум блеска. Фаза 0.35 совпадает с левой границей, а фаза 0.6 — с правой границей

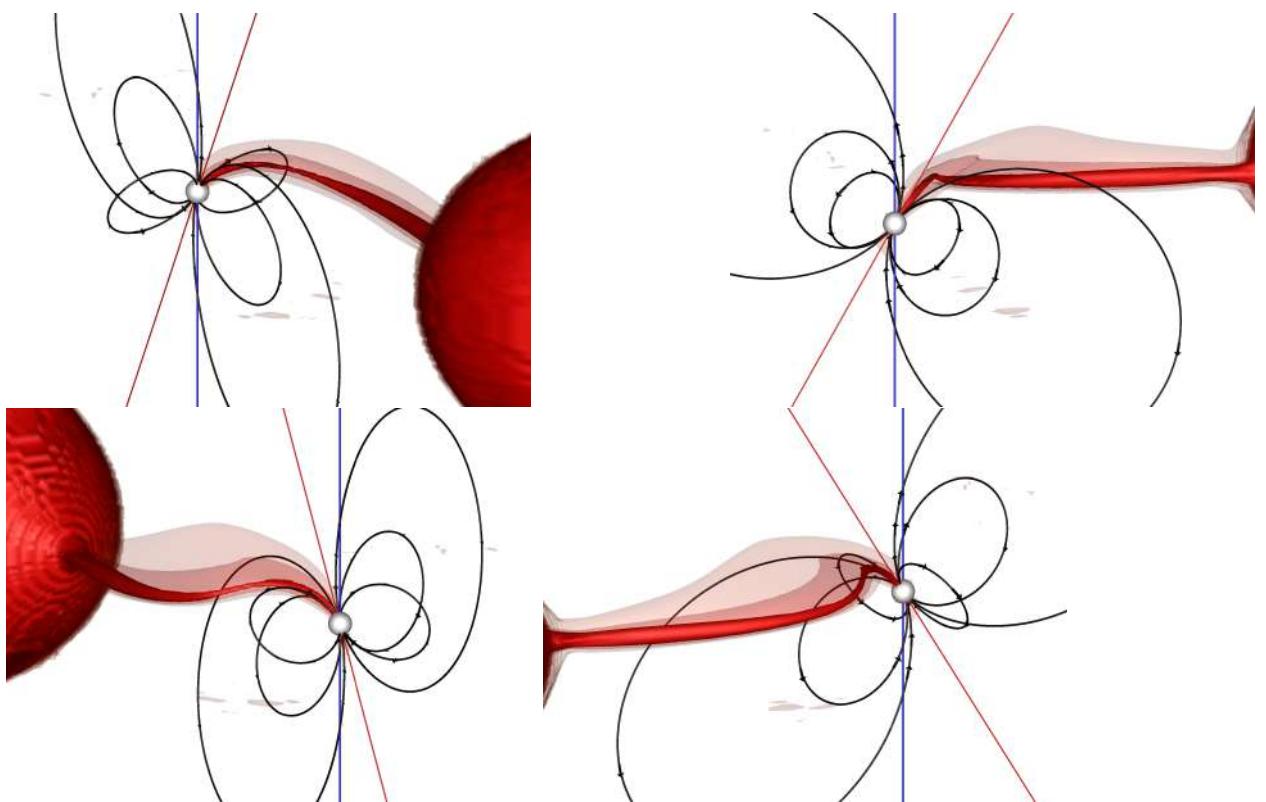


Рис. 2.3. То же, что и на рис. 2.2, но для темпа массообмена $\dot{M} = 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$.

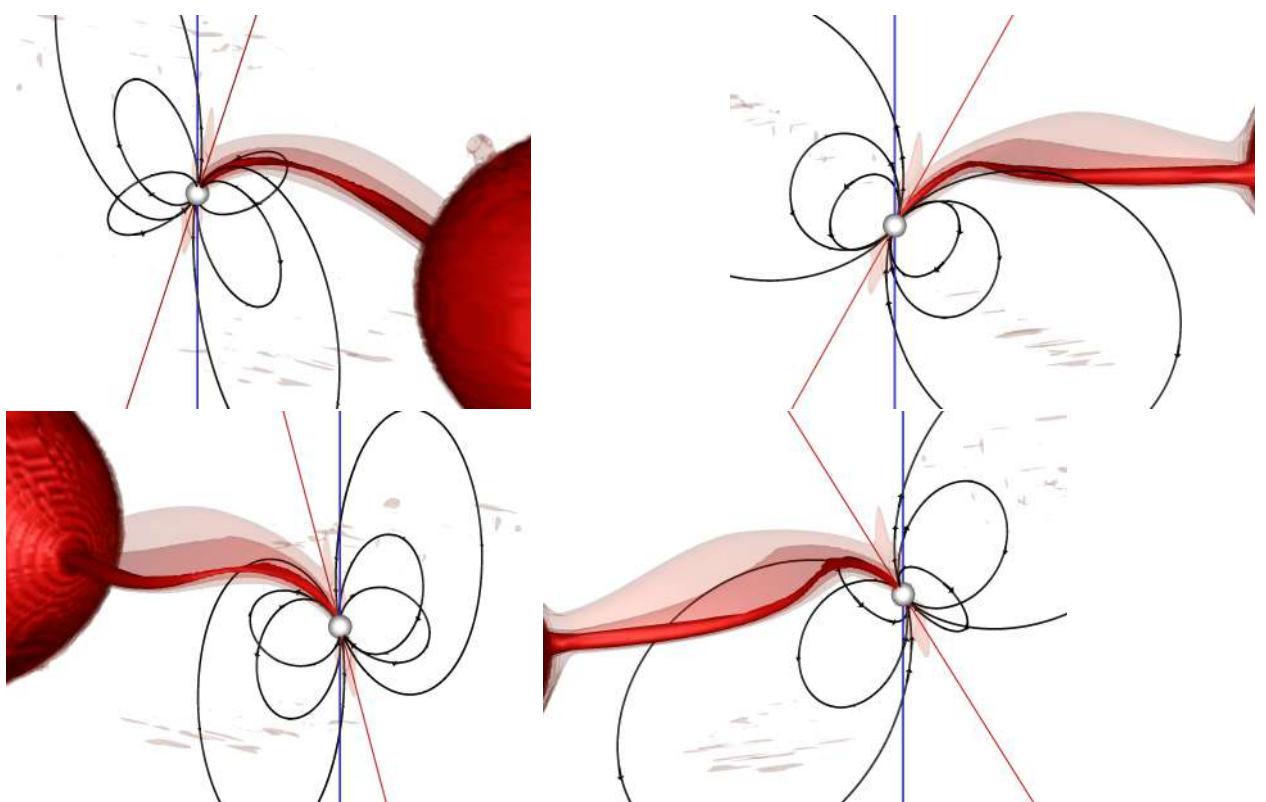


Рис. 2.4. То же, что и на рис. 2.2, но для темпа массообмена $\dot{M} = 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$.

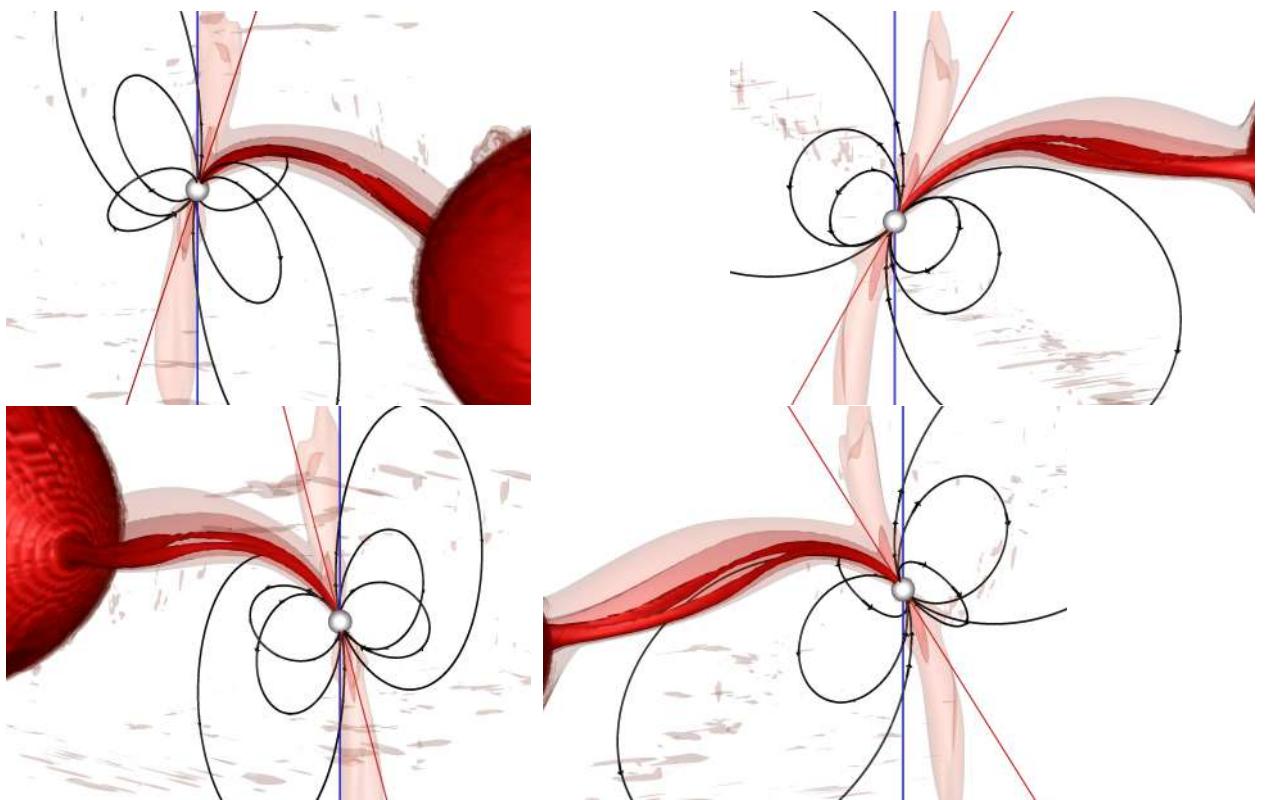


Рис. 2.5. То же, что и на рис. 2.2, но для темпа массообмена $\dot{M} = 10^{-10} M_{\odot}/\text{год}$.

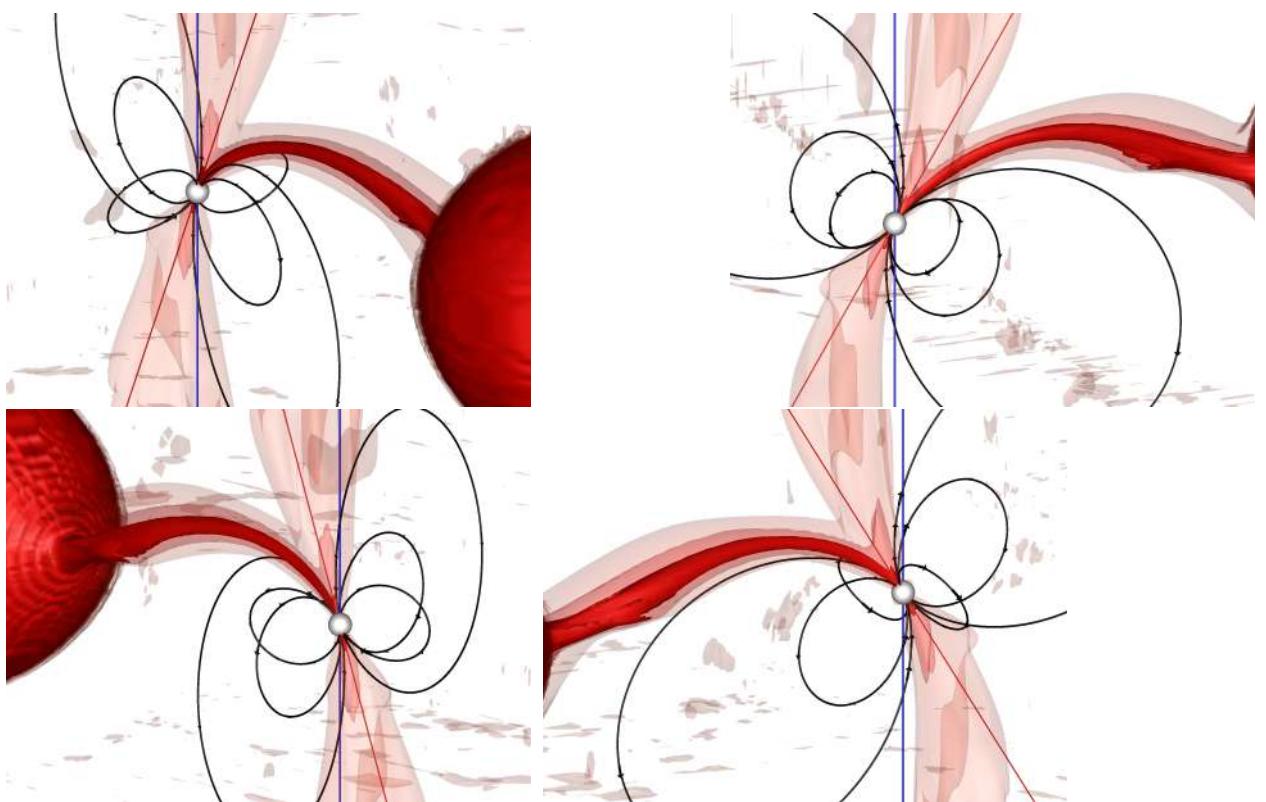


Рис. 2.6. То же, что и на рис. 2.2, но для темпа массообмена $\dot{M} = 10^{-11} M_{\odot}/\text{год}$.

вторичного минимума. Наконец, на фазе 0.85 в высоком состоянии наблюдается провал в кривой блеска.

Численные решения для Варианта 1 и 2, соответствующие высокому состоянию системы, различаются между собой слабо. Плотность вещества струи вблизи точки Лагранжа L_1 составляет $\rho(L_1) = 1.2 \cdot 10^{-5}$ г/см³ и $\rho(L_1) = 1.2 \cdot 10^{-6}$ г/см³ соответственно. В результате практически до самого аккретора вещество в струе движется по баллистической траектории. На фазе 0.85 в Варианте 1 струя закрывает собой аккретор и, следовательно, горячее пятно. Поэтому на этой фазе блеск системы должен ослабевать, что и видно на наблюдаемой кривой блеска. В Варианте 2 эта фаза смещается ближе к затмению, что также подтверждается наблюдениями. На своей продолжительной баллистической части струя успевает существенно отклониться от направления на аккретор из-за действия силы Кориолиса. Это приводит к тому, что после начала затмения, часть вещества струи остается видимой. С другой стороны, при выходе из затмения видно только аккретор, тогда как струя все еще находится за донором. Это обстоятельство проявляется на кривых блеска в виде несимметричного профиля главного минимума в высоком и среднем состояниях.

В Варианте 3 плотность вещества струи вблизи точки Лагранжа L_1 составляет $\rho(L_1) = 1.2 \cdot 10^{-7}$ г/см³. Такое значение приводит к равенству длин баллистической и магнитной частей струи. Магнитное поле аккретора значительно сильнее отклоняет движение вещества струи и направляет его ближе к магнитному полюсу. Вещество при своем движении поднимается над плоскостью экватора и движется вдоль магнитных силовых линий. Поэтому вблизи фазы 0.85 струя в картинной плоскости наблюдателя оказывается чуть выше аккретора и вследствие этого уменьшения блеска не происходит. В магнитосфере звезды начинают проявляться радиационные пояса, сформированные плазмой, пойманной в магнитные ловушки. Такая плазма в основном скапливается в плоскости магнитного экватора белого

карлика. Это возникает из-за того, что в этой области время релаксации t_w мало (низкая плотность, сильное магнитное поле), поэтому скорость в поперечном к магнитным силовым линиям быстро затухает из-за магнитного трения (последний член в правой части уравнения движения (??)). Ускорение в продольном к магнитным линиям направлении мало, поскольку в плоскости магнитного экватора вектор гравитационной силы аккретора ортогонален магнитным линиям. Помимо радиационных поясов можно заметить слабую концентрацию вещества межкомпонентной оболочки в районе магнитных полюсов аккретора, формирующего акреционные колонки.

Вариант 4 соответствует низкому состоянию системы. Плотность вещества струи вблизи точки Лагранжа L_1 в нём составляет $\rho(L_1) = 1.2 \cdot 10^{-8}$ г/см³. Здесь представлены те же структуры, что были отмечены в Варианте 3, однако в полученном решении можно наблюдать следующую особенность течения. На определенном расстоянии струя вещества из точки Лагранжа L_1 расщепляется на два отдельных потока, которые затем снова сливаются в один общий поток, заканчивающийся в области магнитного полюса. Такая картина вполне соответствует высказанному в работе [36] предположению о формировании иерархической магнитосферы в полярах. Эта гипотеза была сформулирована на основе анализа процесса взаимодействия вещества струи с магнитным полем аккретора. В самом деле, менее плотные слои потока попадают под влияние магнитного поля на более далеких расстояниях от звезды-аккретора и поэтому должны формировать внешние области магнитосферы, в то время как внутренние и более плотные слои потока отклоняются магнитным полем на меньших расстояниях от аккретора. Это должно приводить к иерархическому расщеплению первоначально единого потока на множество отдельных потоков (первый поток расщепляется на два, далее каждый из них тоже расщепляется на два и т.д.), каждый из которых течет вдоль своей магнитной силовой линии. Однако при приближении к поверхности аккретора вблизи его магнитных

полюсов все эти отдельные потоки должны снова постепенно сливаться и формировать аккреционные колонки, или шторки. Расчеты, проведенные в работе [36], из-за недостаточного пространственного разрешения не позволили обнаружить этот эффект. В данном исследовании используется разностная МГД-схема Pou, обладающая более низкой численной вязкостью, что позволило получить решение с большим количеством деталей.

В Варианте 5 плотность вещества струи вблизи точки Лагранжа L_1 составляет $\rho(L_1) = 1.2 \cdot 10^{-9}$ г/см³. Для данного решения характерно полное отсутствие баллистической части траектории струи. Покидая внутреннюю точку Лагранжа, вещество практически сразу захватывается магнитным полем аккретора и направляется вдоль силовых линий к его магнитному полюсу. Относительно простая структура течения (один поток) возникает благодаря тому, что магнитный полюс аккретора находится напротив донора.

2.2.2. Горячие пятна на поверхности аккретора

Полученные распределения температуры на поверхности аккретора для всех вариантов расчёта показаны на рис. 2.7–2.11.

Рисунки показывают, что зоны энерговыделения сосредоточены около северного (основная зона) и южного (вторичная зона) магнитных полюсов белого карлика. В случае высоких значений темпа массообмена (Варианты 1 и 2) южная зона энерговыделения гораздо менее интенсивна по сравнению с северной. Однако при существенном уменьшении темпа массообмена (Варианты 4 и 5) интенсивность горячих пятен становится практически одинаковой.

Стоит отметить, что расположение южного горячего пятна не зависит от темпа массообмена, поскольку оно формируется не потоком вещества из донора, а акрецией из околозвездной оболочки. Расположение северного горячего пятна, наоборот, существенно зависит от темпа массообмена. При

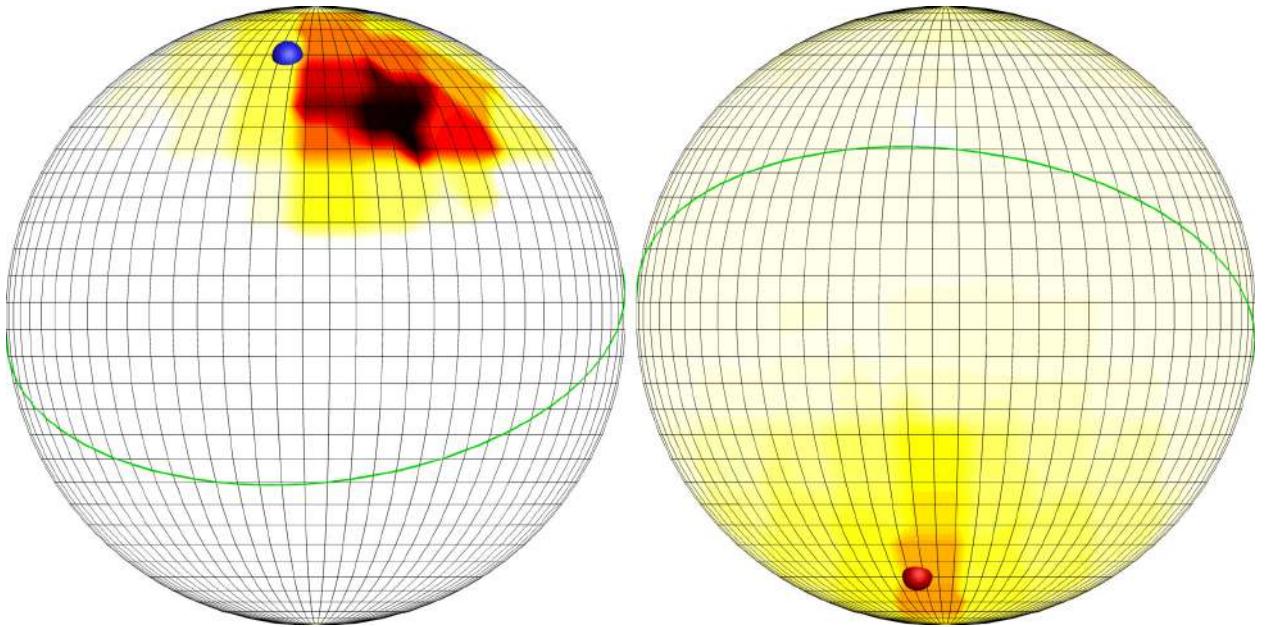


Рис. 2.7. Распределение температуры по поверхности аккретора для Варианта 1 (темпер массообмена $\dot{M} = 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$). Положение северного магнитного полюса отмечено синей, а южного полюса — красной полусферой. На левой диаграмме изображено полушарие аккретора, обращенное к донору, на правой диаграмме — противоположное полушарие. Светлые области соответствуют эффективной температуре аккретора $T_a = 14000$ К в спокойном состоянии, а темные области соответствуют зонам энерговыделения с характерной температурой порядка 600000 К.

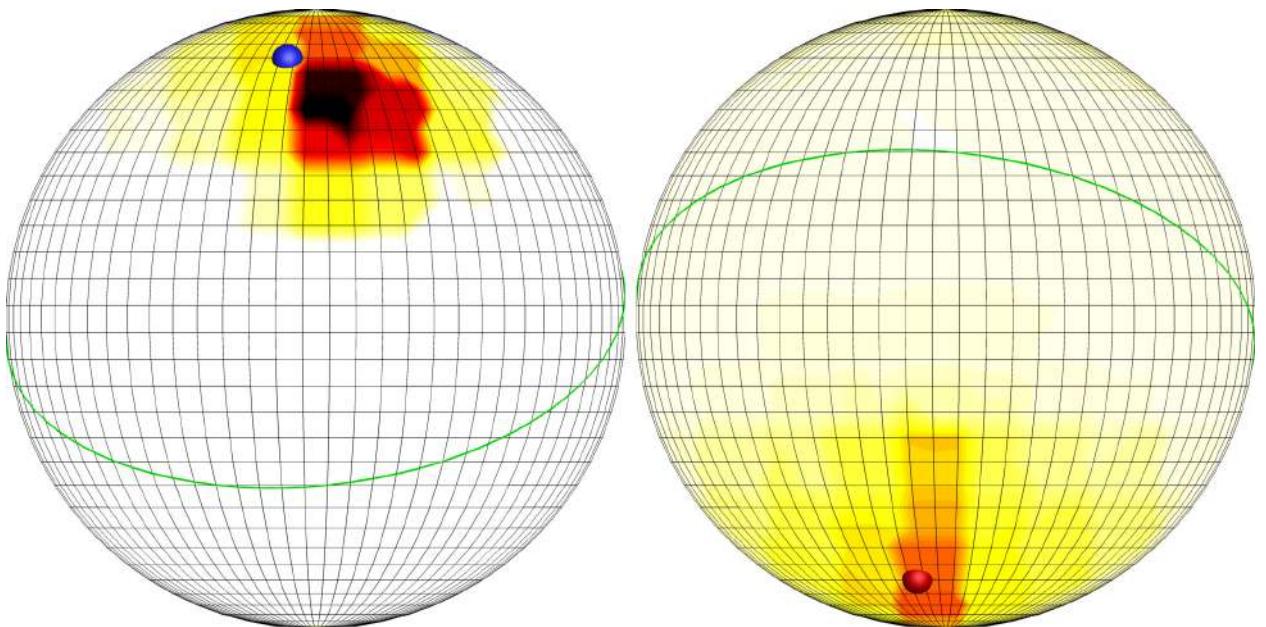


Рис. 2.8. То же, что и на рис. 2.7, но для Варианта 2 (темпер массообмена $\dot{M} = 10^{-8} M_{\odot}/\text{год.}$)

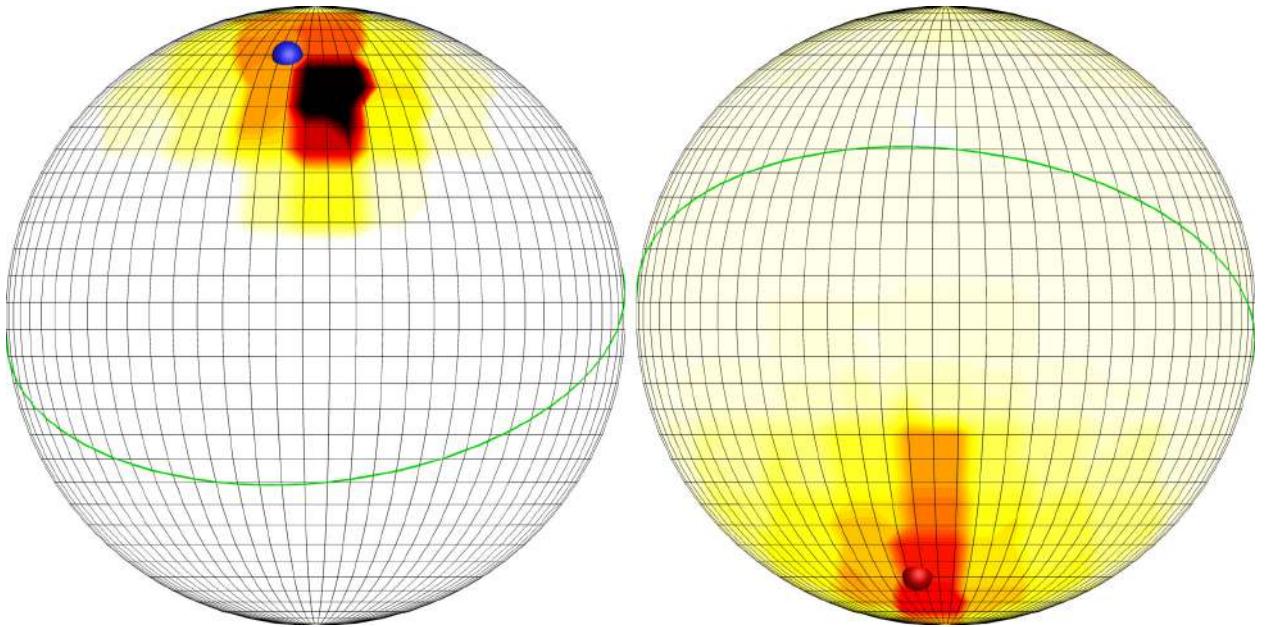


Рис. 2.9. То же, что и на рис. 2.7, но для Варианта 3 (температура массообмена $\dot{M} = 10^{-9} M_{\odot}/\text{год.}$)

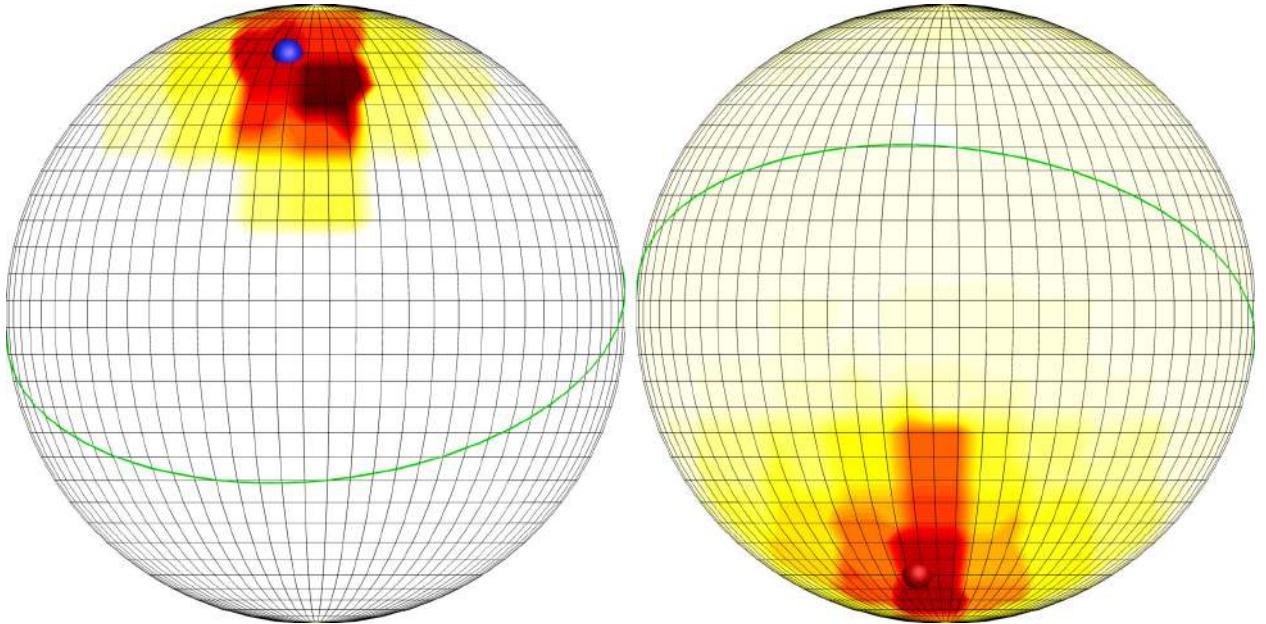


Рис. 2.10. То же, что и на рис. 2.7, но для Варианта 4 (температура массообмена $\dot{M} = 10^{-10} M_{\odot}/\text{год.}$)

увеличении \dot{M} северное горячее пятно смещается как по долготе, так и по широте. В очень низком состоянии (Вариант 5) северная область энержевыделения практически в точности сосредоточена в области северного магнитного полюса. С увеличением темпа массообмена \dot{M} плотность акреционной струи растет и поток за счет действия сил инерции все больше

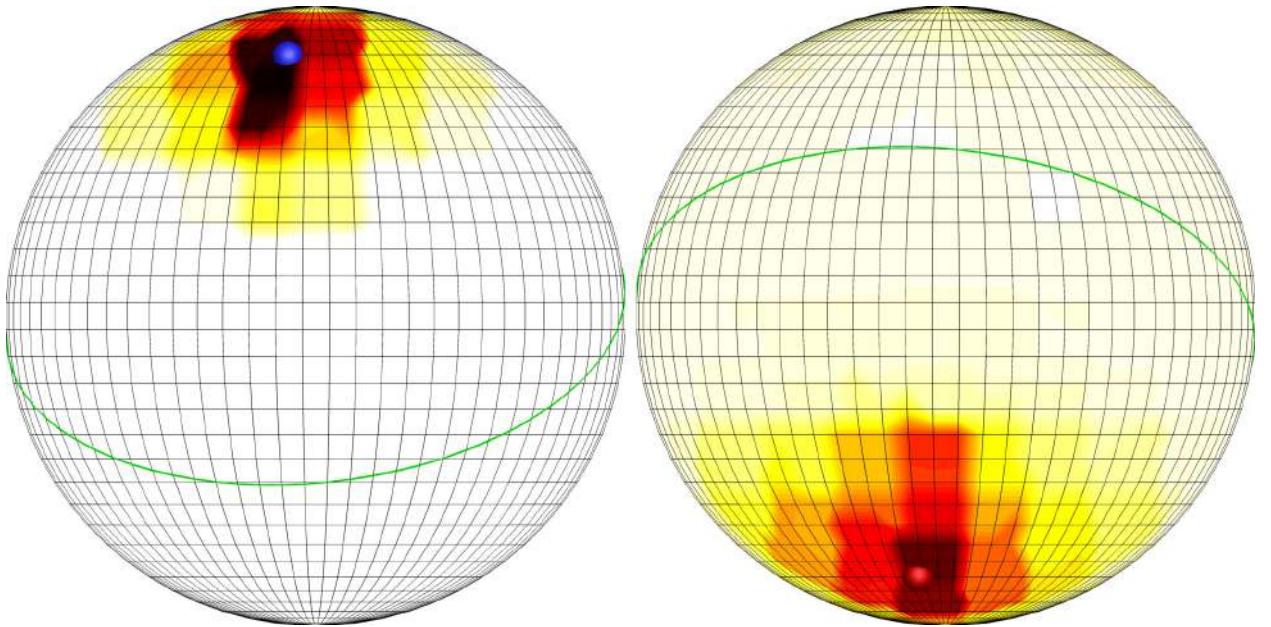


Рис. 2.11. То же, что и на рис. 2.7, но для Варианта 5 (температура массообмена $\dot{M} = 10^{-11} M_{\odot}/\text{год.}$)

смещается в сторону, противоположную орбитальному вращению аккреторного диска. В результате горячее пятно смещается от магнитного полюса вправо по долготе и вниз по широте, приближаясь к экваториальной плоскости двойной системы.

Это явление было отмечено при анализе кривых блеска как дрейф горячего пятна. Из наблюдений следует, что смещение горячего пятна на поверхности белого карлика по долготе составляет почти 29° . Поскольку в очень низком состоянии системы пятно располагается в районе северного магнитного полюса, то это смещение соответствует расстоянию по долготе между центром пятна в высоком состоянии и северным магнитным полюсом. Шаг сетки на рис. 2.7–2.11 по широте и долготе составляет 5° . Поэтому из анализа рис. 2.7 для Варианта 1 можно заключить, что горячее пятно смещено по долготе относительно северного магнитного полюса примерно на 30° , что хорошо соответствует наблюдениям. Смещение по широте при этом составляет $15^{\circ}\text{--}20^{\circ}$.

2.3. Положения, выносимые на защиту

По результатам второй главы на защиту выносятся следующие положения:

- Синихронный поляр V808 Aur может находиться в различных состояниях активности, характеризующихся средней за орбитальный период величиной блеска: высокое, среднее, низкое и очень низкое. Эти состояния однозначно определяются темпом массообмена.
- Изменение соотношения баллистической и магнитной частей траектории струи является фактором, влияющим на дрейф горячих пятен. Для синхронного поляра, в предположении конфигурации магнитного поля с несмещенным диполем, положение горячего пятна также определяется скоростью массопереноса.

Глава 3. Результаты численных расчётов для асинхронного поляра CD Ind в приближении смещённого диполя магнитного поля аккретора

3.1. Данные наблюдений и их анализ

Объект CD Ind (также известный как EUVE J2115–586 и RX J2115.7–5840) был обнаружен в 1996 году [150] как вероятный кандидат в магнитные катализмические переменные звезды при обработке данных с ультрафиолетового телескопа EUVE, а в 1997 году был идентифицирован в качестве рентгеновского источника [151]. Кроме того, авторы работы [151] впервые определили принадлежность системы к асинхронным полярам, имеющей самый короткий период биений. Измеренная в этой работе напряжённость магнитного поля белого карлика составила 11 ± 2 МГс.

Выполненные в дальнейшем оптическая поляриметрия и рентгеновские наблюдения в работах [152, 153] подтвердили принадлежность CD Ind к классу асинхронных поляров. Определённый по результатам этих наблюдений период биений составил одну неделю. В 2017 году после обработки данных, полученных за 10 лет наблюдений поляра, были уточнены значения орбитального периода, он оказался равным 110.8 мин, и периода вращения белого карлика — 109.6 мин [154]. Таким образом, согласно формуле (1.1), период биений оказывается равным 7.3 дня. Такое значение указывает на то, что CD Ind обладает самой малой его величиной среди асинхронных поляров.

Интересной особенностью рассматриваемого поляра является наличие смещённого дипольного магнитного поля. Предположение о такой конфигурации поля было высказано в статье [162] на основе данных цикло-

тронного картирования и численного моделирования в рамках приближения квазичастиц [155–161]. Однако анализ полученных карт и результатов численных расчётов позволил авторам статьи [162] высказать предположение о наличии в CD Ind магнитного поля более сложной структуры, например, суперпозиции дипольного и квадрупольного полей. Тем не менее, данная диссертация ограничивается рассмотрением случая только смещённого диполя.

Стоит отметить, что конфигурация магнитного поля со смещённым диполем свойственна некоторым другим объектам, например химически пекулярным звёздам [106], а также планетам Солнечной системы — Урану [107] и Юпитеру [108].

Для асинхронного поляра CD Ind были выполнены две серии численных расчётов. Первая включает в себя расчёты на основе стационарной модели для одного спин-орбитального периода системы. Её результаты приведены в данной главе. Полученные решения дают представление об общей картине динамики течения, но в силу стационарности модели не позволяют выявить быстропротекающие изменения, длительность которых менее одного орбитального периода поляра.

Вторая серия численных расчётов основана на нестационарной модели и даёт возможность детальнее изучить динамику течения. В данной работе эти расчёты проводились для исследования процессов переключения струи между магнитными полюсами белого карлика. При этом получаемые решения ограничены моментами времени, соответствующими длительности данных процессов — около 0.1 периода биений (10 орбитальных периодов). Результаты этих расчётов представлены в Главе 4.

Во всех расчётах используются следующие исходные данные (Таблица 3.1).

Таблица 3.1. Исходные данные для расчётов асинхронного поляра CD Ind.

Параметр	Обозначение	Значение	Единица измерения
Масса донора	M_d	0.21	M_\odot
Масса аккретора	M_a	0.7	M_\odot
Температура донора	T_d	3200	K
Температура аккретора	T_a	12 000	K
Радиус аккретора	R_a	0.014	R_\odot
Эффективный радиус полости Роша донора	R_d	0.2	R_\odot
Большая полуось орбиты	A	0.738	R_\odot
Угол наклонения орбиты	i	70	градусы
Орбитальный период	P_{orb}	1.846	ч
Период собственного вращения аккретора	P_{spin}	1.827	ч
Период биений	P_{beat}	174.579	ч
Индукция магнитного поля определённая из наблюдений	B_a	11	МГс
Угол широты магнитной оси аккретора	θ	70	градусы
Угол долготы магнитной оси аккретора	ϕ	90	градусы
Величина смещения оси диполя относительно центра аккретора	s	-0.5	R_a
Темп массообмена	\dot{M}	10^{-9}	$M_\odot/\text{год}$

3.2. Структура течения

Для исследования общей картины структуры течения было выполнено десять вариантов численного расчета системы CD Ind, соответствующих различным фазам спин-орбитального периода, с шагом по фазе 0.1.

Их результаты представлены на рис. 3.1–3.5. Для иллюстрации структуры течения на каждой фазе периода биений было выделено такое орбитальное положение системы, при котором хорошо видны характерные детали течения. Так, для фаз 0.0–0.4 выбрана орбитальная фаза 0.7. В этом положении можно видеть разделение струи между полюсами аккретора на фазе 0.1, а также проследить за изменением траектории движения вещества при асинхронном вращении аккретора. Помимо течения вещества из точки L_1 , на рис. 3.1–3.5 видно скопление материи в плоскости магнитного экватора аккретора и дополнительный поток вещества из общей оболочки двойной системы, который создаёт вторичную, значительно более слабую по сравнению с основной, зону акреции. Поэтому на всех фазах спин-орбитального периода акрецию вещества всегда можно наблюдать в окрестности обоих магнитных полюсов, тогда как основная струя, за исключением моментов переключения, течёт только на один полюс.

В силу значительного наклона магнитного диполя (70°) и его смещения ниже плоскости экватора белого карлика на половину радиуса звезды струя вещества из оболочки донора незначительно отклоняется от орбитальной плоскости системы. На нулевой фазе периода биений направляющий вектор магнитного диполя \mathbf{d} перпендикулярен прямой линии, соединяющей донор и аккретор. При этом северный магнитный полюс расположен слева и ближе к экватору белого карлика, если смотреть на систему со стороны донора. Меньшее расстояние до плоскости экватора от данного полюса по сравнению с южным магнитным полюсом означает, что он при асинхронном вращении аккретора должен подходить ближе к донору (к внутренней точке Лагранжа L_1), а значит вызывать рост темпа акреции. Это будет проявляться в увеличении потока излучения на кривой блеска при наблюдении северного магнитного полюса.

Плотность вещества струи вблизи внутренней точки Лагранжа L_1 для темпа массообмена $10^{-9} M_\odot/\text{год}$ составляет $\rho(L_1) = 1.92 \cdot 10^{-7} \text{ г}/\text{см}^3$.

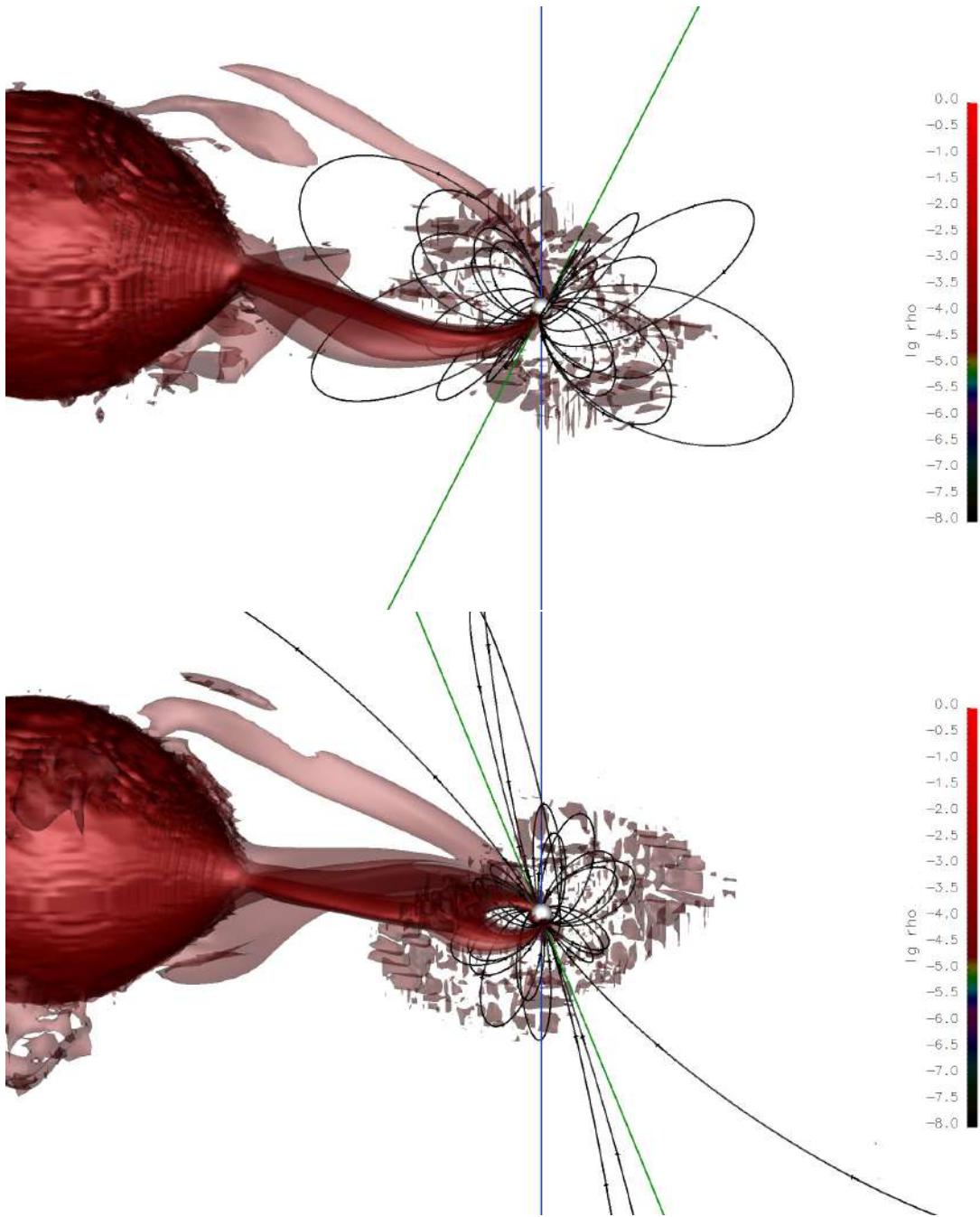


Рис. 3.1. Результат трехмерного численного моделирования структуры течения вещества в системе CD Ind для фаз 0.0 (верхняя панель) и 0.1 (нижняя панель) периода биений. Показаны изоповерхности десятичного логарифма плотности в единицах $\rho(L_1)$. Поверхность аккретора представлена в виде белой сферы. Линии со стрелками соответствуют силовым линиям магнитного поля. Вертикальная линия, проходящая через аккретор, совпадает с его осью вращения, а наклонная линия — с его магнитной осью. Вид системы показан с точки зрения земного наблюдателя.

Вблизи фаз периода биений 0.0 и 0.5, т. е. когда зона акреции расположена под значительным углом к донору, под действием силы Кориолиса увеличивается длина баллистической части траектории струи по отноше-

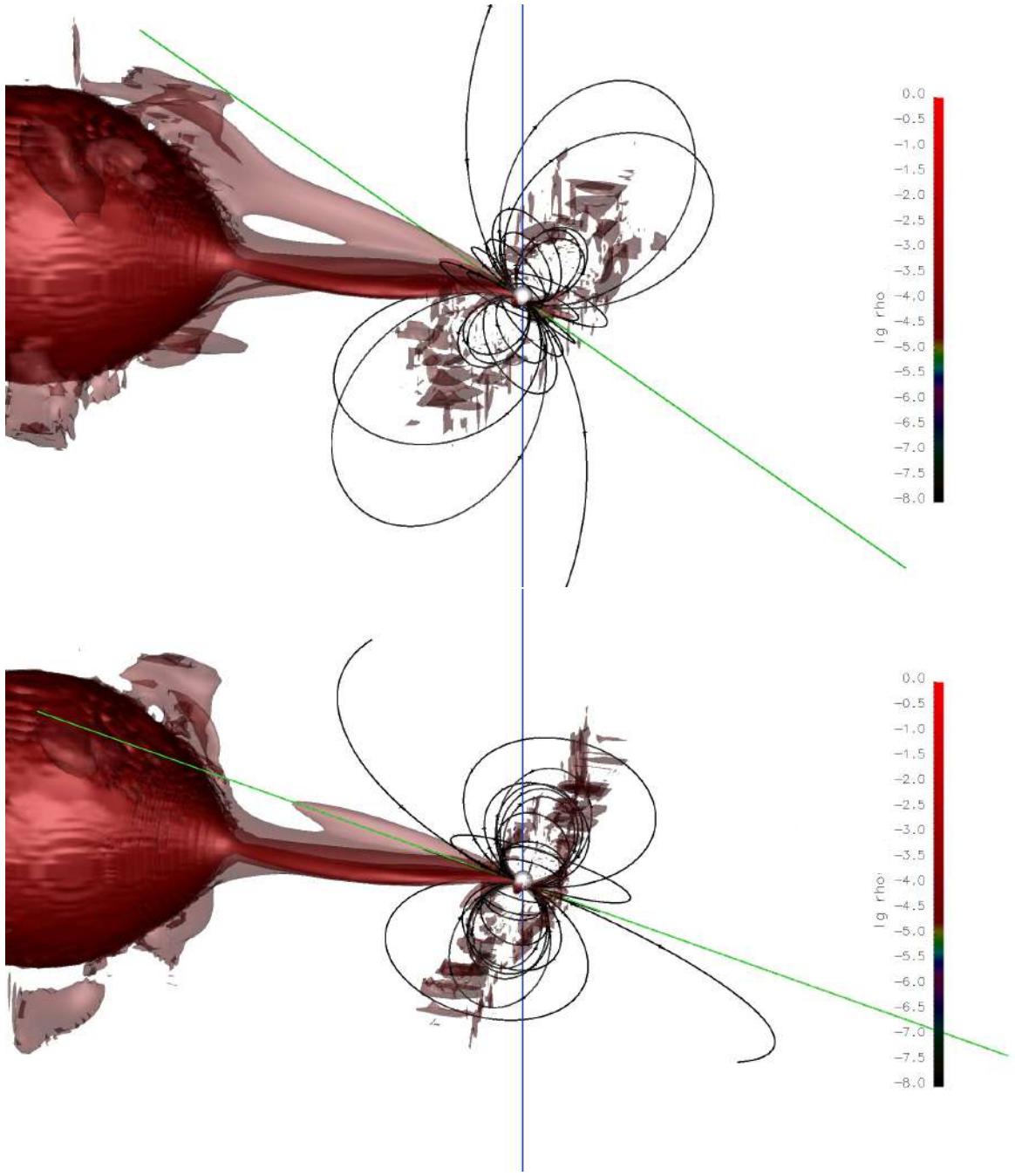


Рис. 3.2. То же, что и на рис. 3.1, но для фаз 0.2 (верхняя панель) и 0.3 (нижняя панель).

нию к её магнитной части. Напротив, в случае максимального сближения магнитных полюсов с точкой L_1 на фазах 0.3 и 0.7 вещества струи практически сразу же захватывается магнитным полем первичного компонента и устремляется на его поверхность. Поэтому баллистическая часть траектории оказывается наиболее короткой. Кроме того, из-за неоднородности течения его структура в поперечном сечении имеет слоистый характер с

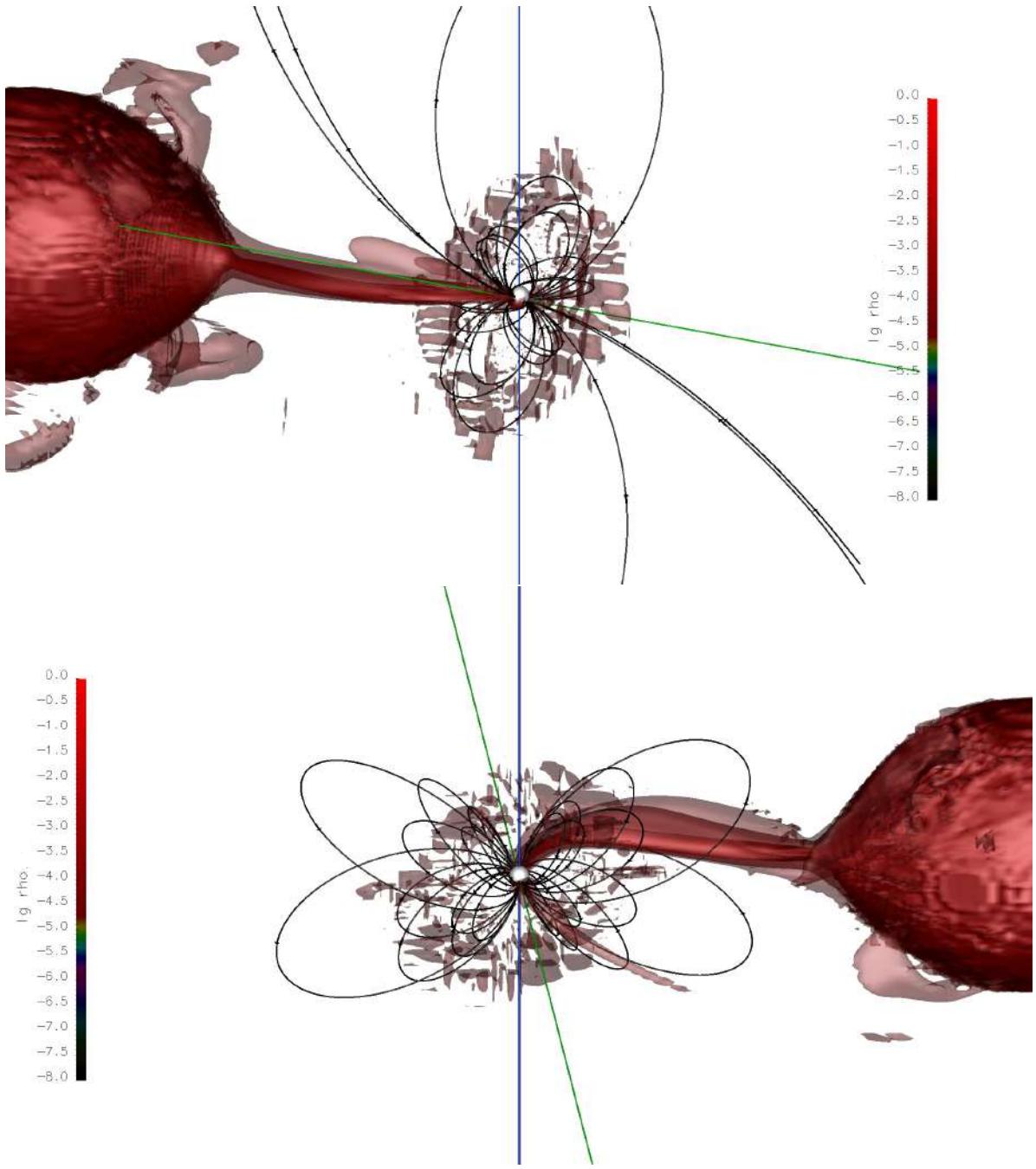


Рис. 3.3. То же, что и на рис. 3.1, но для фаз 0.4 (верхняя панель) и 0.5 (нижняя панель).

увеличением плотности к центру. Это означает, что внешние, менее плотные слои будут быстрее захватываться магнитным полем аккретора, тогда как внутренние будут успевать продвинуться дальше вдоль баллистической части траектории. Поскольку менее плотные части аккреционного потока останавливаются магнитным полем белого карлика раньше, чем более плотные, взаимодействие вещества аккреционного потока из оболочки

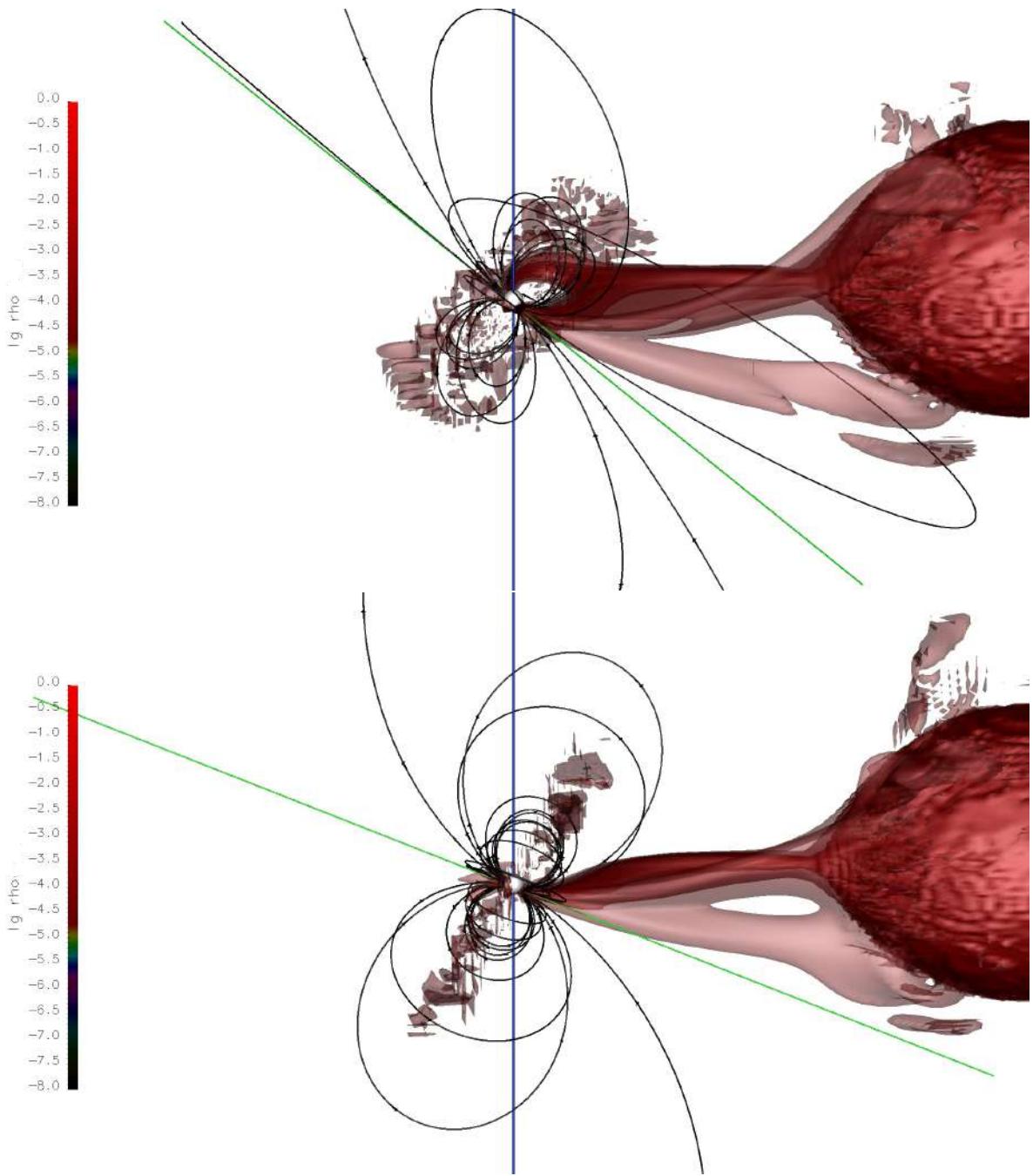


Рис. 3.4. То же, что и на рис. 3.1, но для фаз 0.6 (верхняя панель) и 0.7 (нижняя панель).

донора с магнитным полем аккретора приводит к формированию иерархической структуры магнитосферы. Учет такой структуры магнитосферы представляется важным, поскольку это может повлиять на результаты анализа и интерпретации наблюдательных данных. Кроме того, указанная неоднородность вещества струи ведёт к её незначительному расширению, что и наблюдается в представленных трёхмерных расчётах.

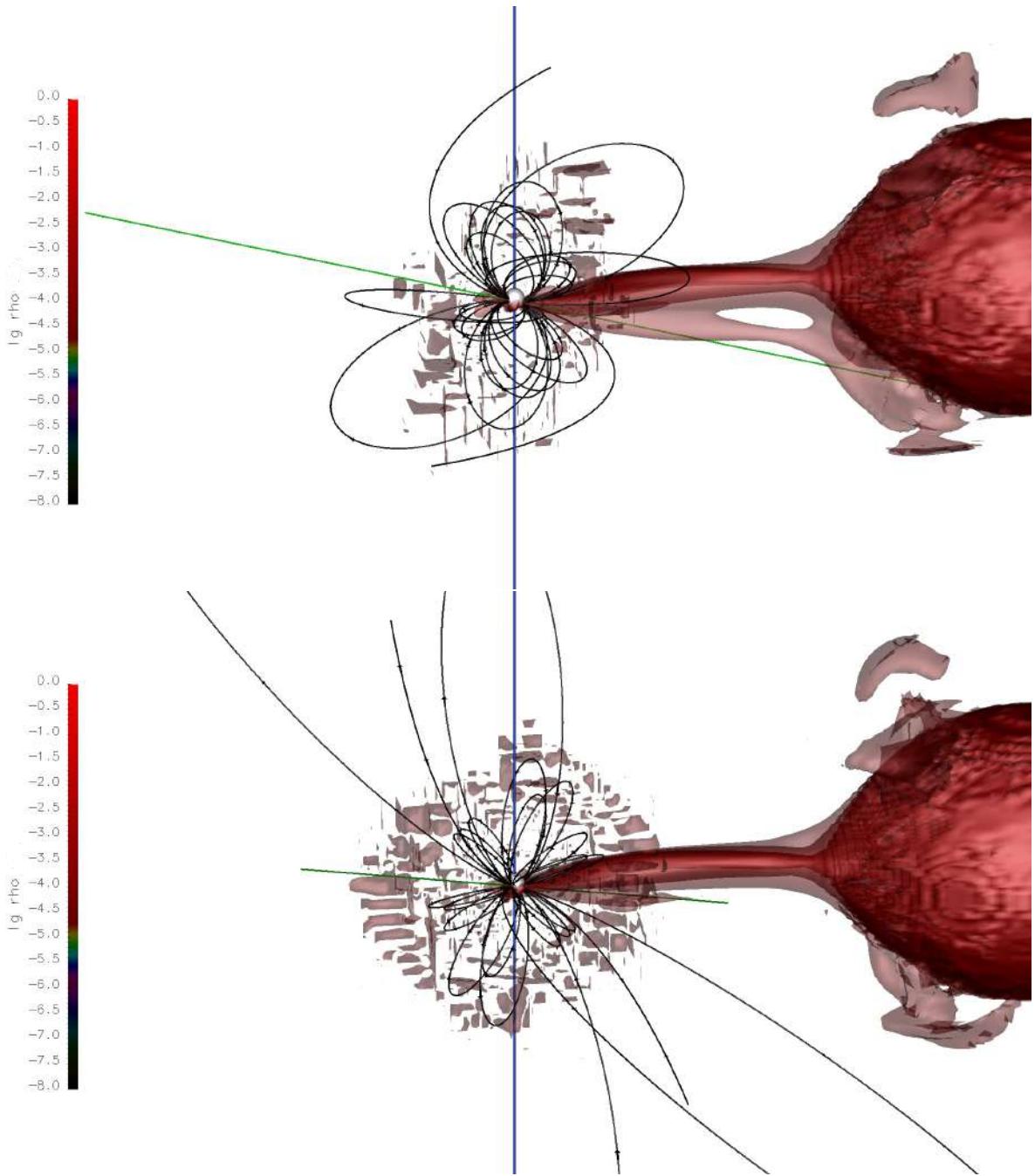


Рис. 3.5. То же, что и на рис. 3.1, но для фаз 0.8 (верхняя панель) и 0.9 (нижняя панель).

3.3. Горячие пятна на поверхности аккретора

Для демонстрации эффекта дрейфа горячих пятен в течение периода биений выполнен расчёт распределения температуры на поверхности аккретора с использованием методики, описанной в Главе 1. Полученные результаты расчётов для всех фаз спин-орбитального периода показаны на

рис. 3.6–3.10.

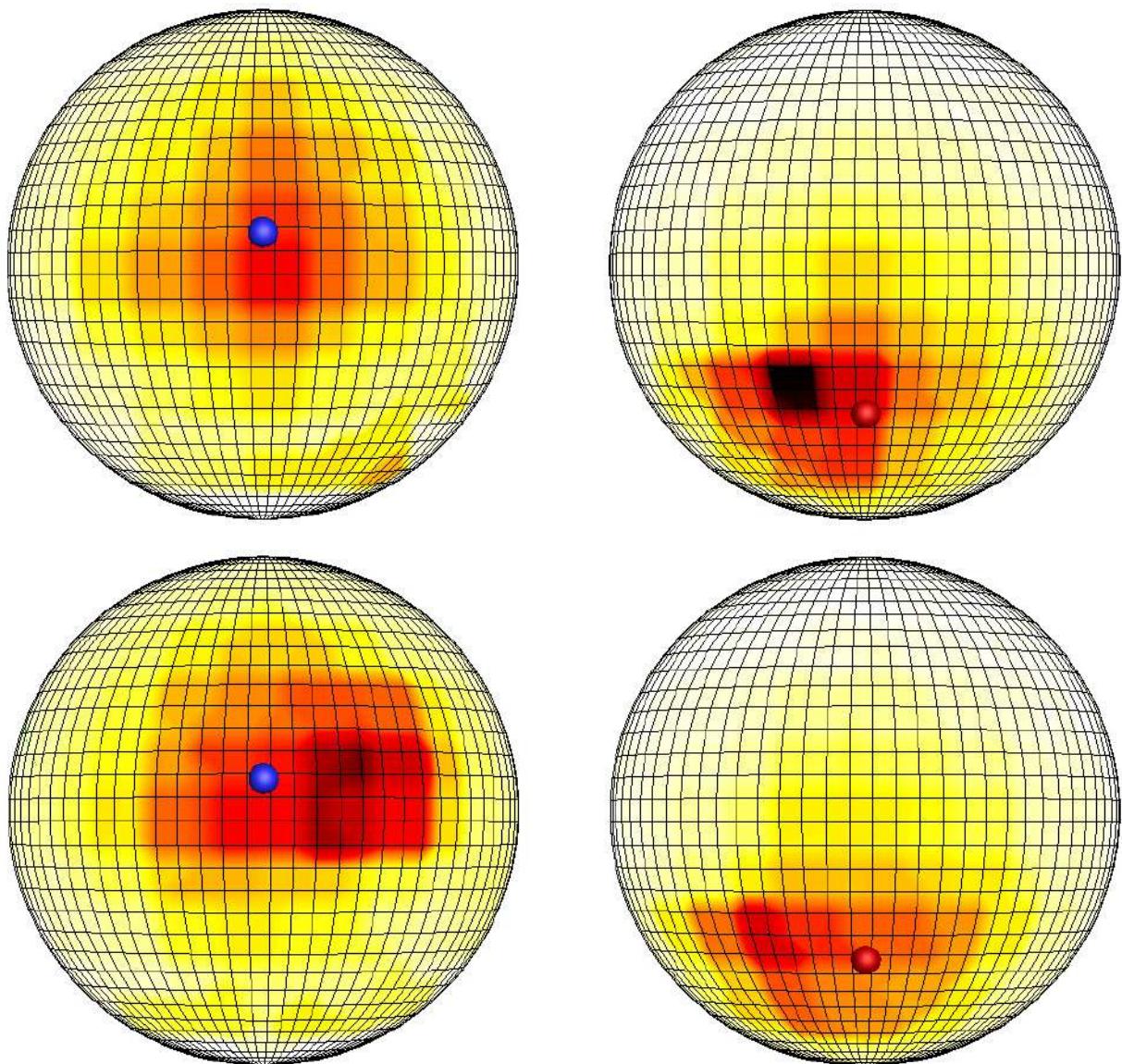


Рис. 3.6. Распределение температуры на поверхности аккретора для фаз 0.0 (верхняя панель) и 0.1 (нижняя панель) периода биений. Левое полушарие соответствует области, включающей северный магнитный полюс, правое полушарие - южный магнитный полюс. Шаг сетки по широте и долготе равен 5° .

Рисунки показывают, что зоны энерговыделения сосредоточены около магнитных полюсов. При этом в течение периода биений положение этих зон относительно каждого полюса меняется. Горячие пятна около северного и южного магнитных полюсов с увеличением фазы спин-орбитального периода движутся справа налево вдоль линии долготы белого карлика.

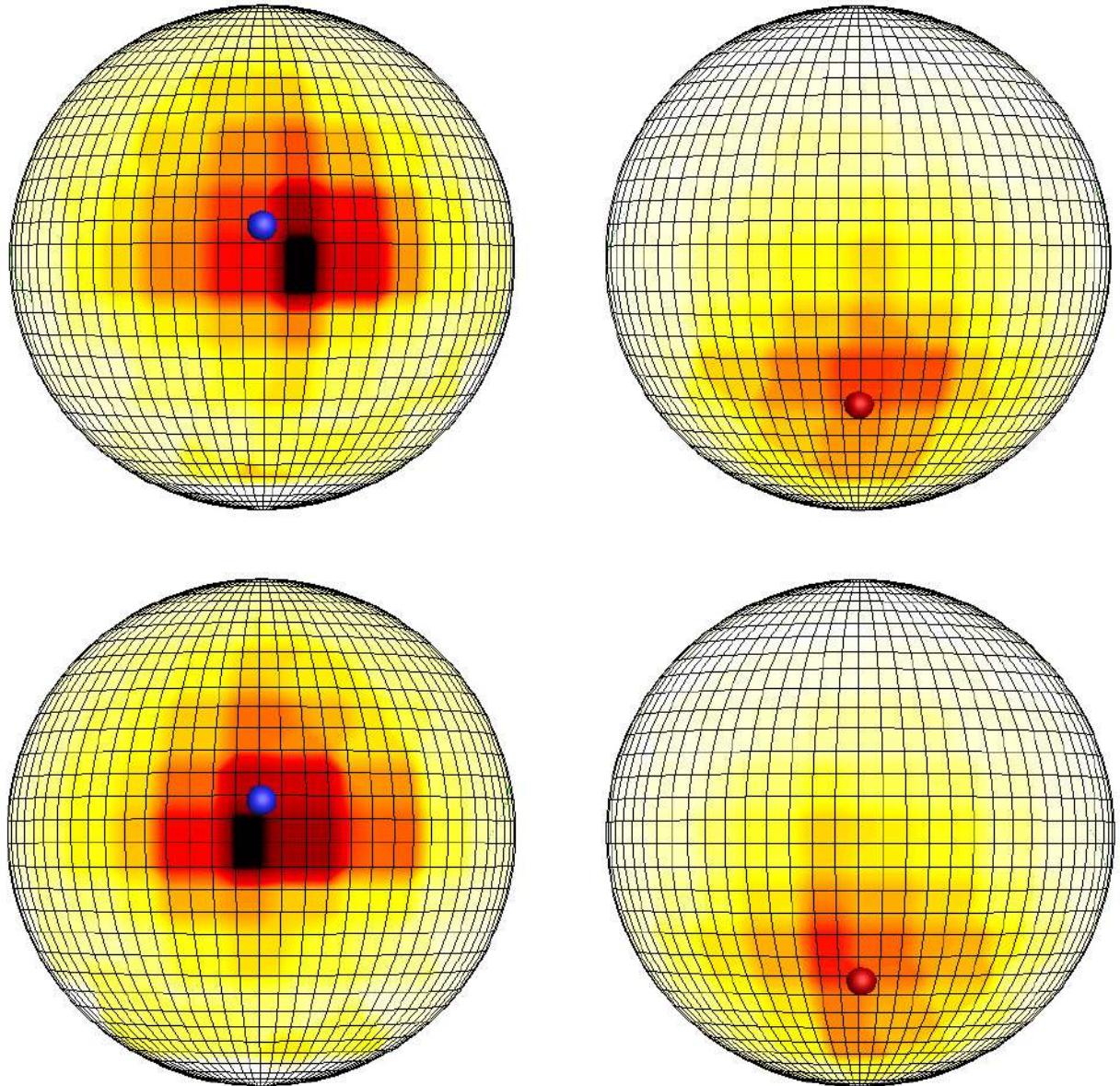


Рис. 3.7. То же, что и на рис. 3.6, но для фаз 0.2 (верхняя панель) и 0.3 (нижняя панель) периода биений.

При этом максимальное отклонение горячих пятен по долготе относительно магнитных полюсов составляет в среднем 20° , что соответствует величине 0.05 фазы орбитального периода. Смещения по широте при этом практически не происходит.

На фазах 0.0, 0.7, 0.8 и 0.9, когда на северный полюс аккрецирует вещество не из струи, а из околозвёздной оболочки, можно наблюдать зону симметрично распределённой акреции вокруг полюса. Как только полюс

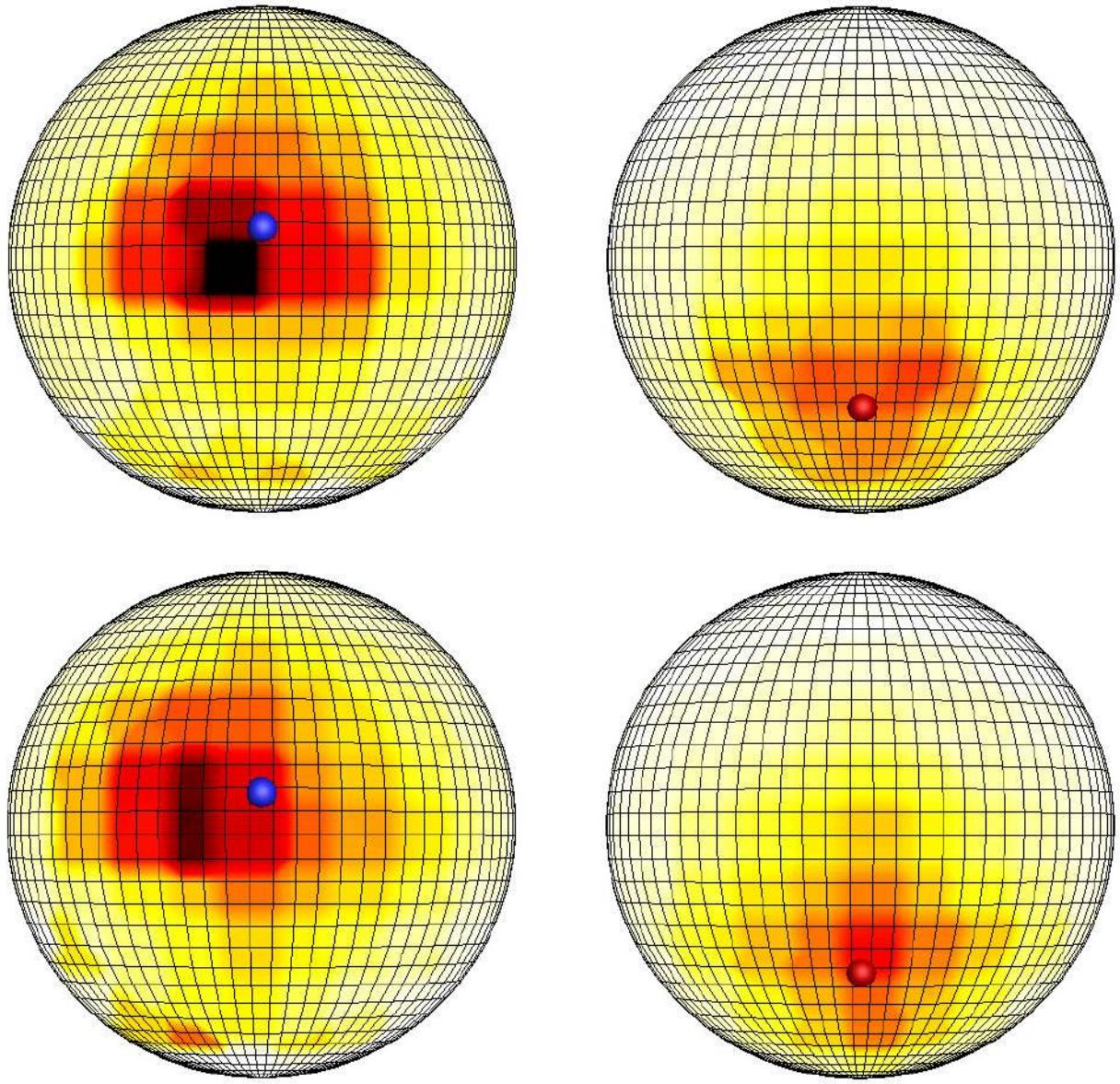


Рис. 3.8. То же, что и на рис. 3.6, но для фаз 0.4 (верхняя панель) и 0.5 (нижняя панель) периода биений.

становится активным и принимает вещество из струи, картина аккреции содержит явно выраженную область повышенного энерговыделения. На фазе 0.1, соответствующей середине процесса первого переключения полюсов, горячее пятно является довольно размытым и растянутым по широте белого карлика. Однако уже на фазах 0.2–0.4, когда северный полюс расположен близко к точке Лагранжа L_1 , зона основного энерговыделения сужается и становится явно выраженной. Размер этой зоны в указанном положении аккретора составляет порядка $10^\circ \times 5^\circ$, увеличиваясь до $10^\circ \times 10^\circ$

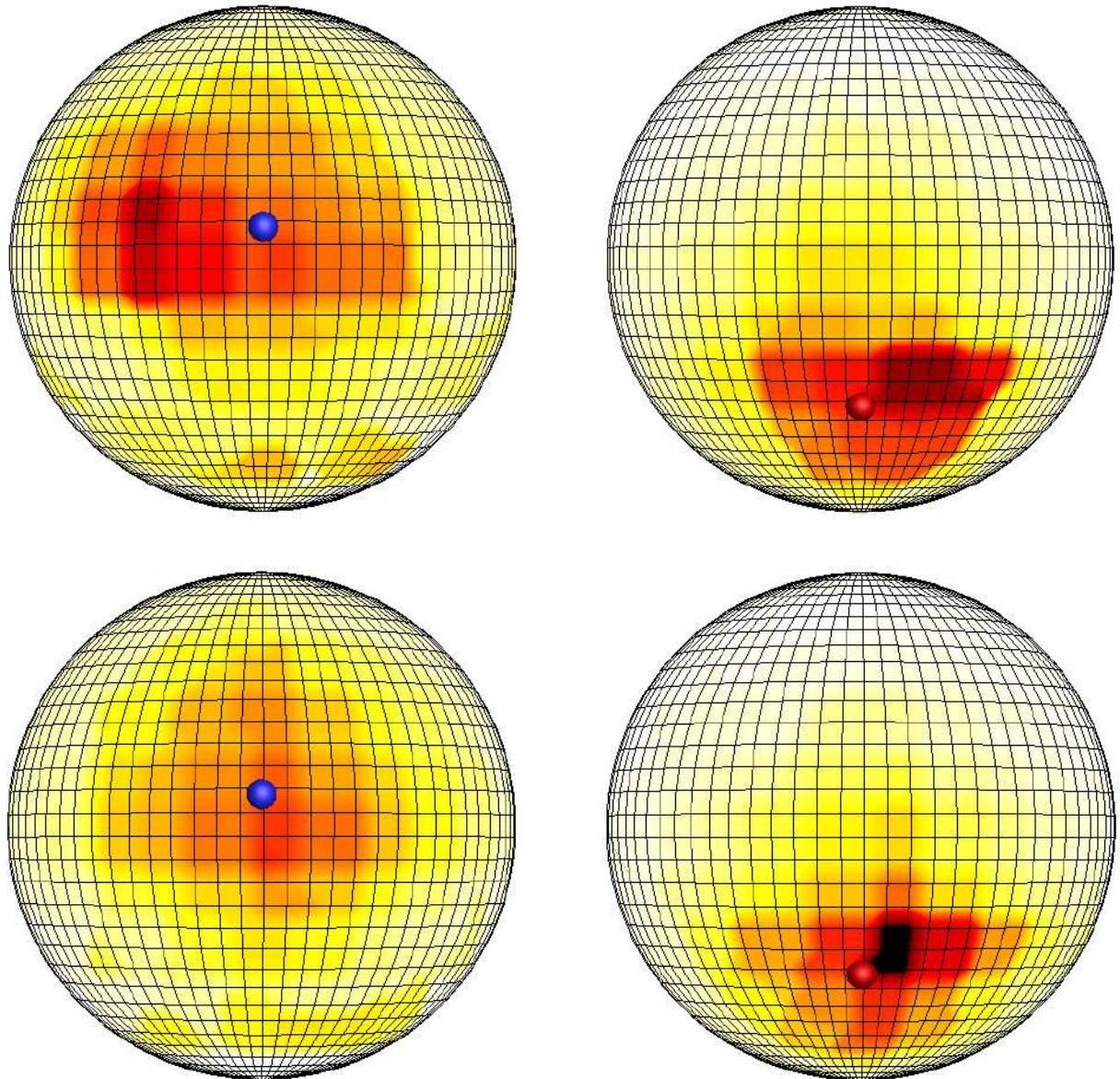


Рис. 3.9. То же, что и на рис. 3.6, но для фаз 0.6 (верхняя панель) и 0.7 (нижняя панель) периода биений.

на фазе 0.4. Стоит отметить, что несмотря на рост площади зоны энерговыделения на фазе 0.4, максимальная яркость горячего пятна наблюдается на фазе 0.3 (см. болометрические кривые блеска ниже). Это обусловлено тем, что на фазе 0.3 достигается наибольший темп акреции при минимальном расстоянии от внутренней точки Лагранжа, а выпадение вещества на поверхность белого карлика концентрируется на меньшей площади. Из рис. 3.6–3.10 также можно заключить, что длительность активного состояния акреции северного магнитного полюса составляет около 30% периода би-

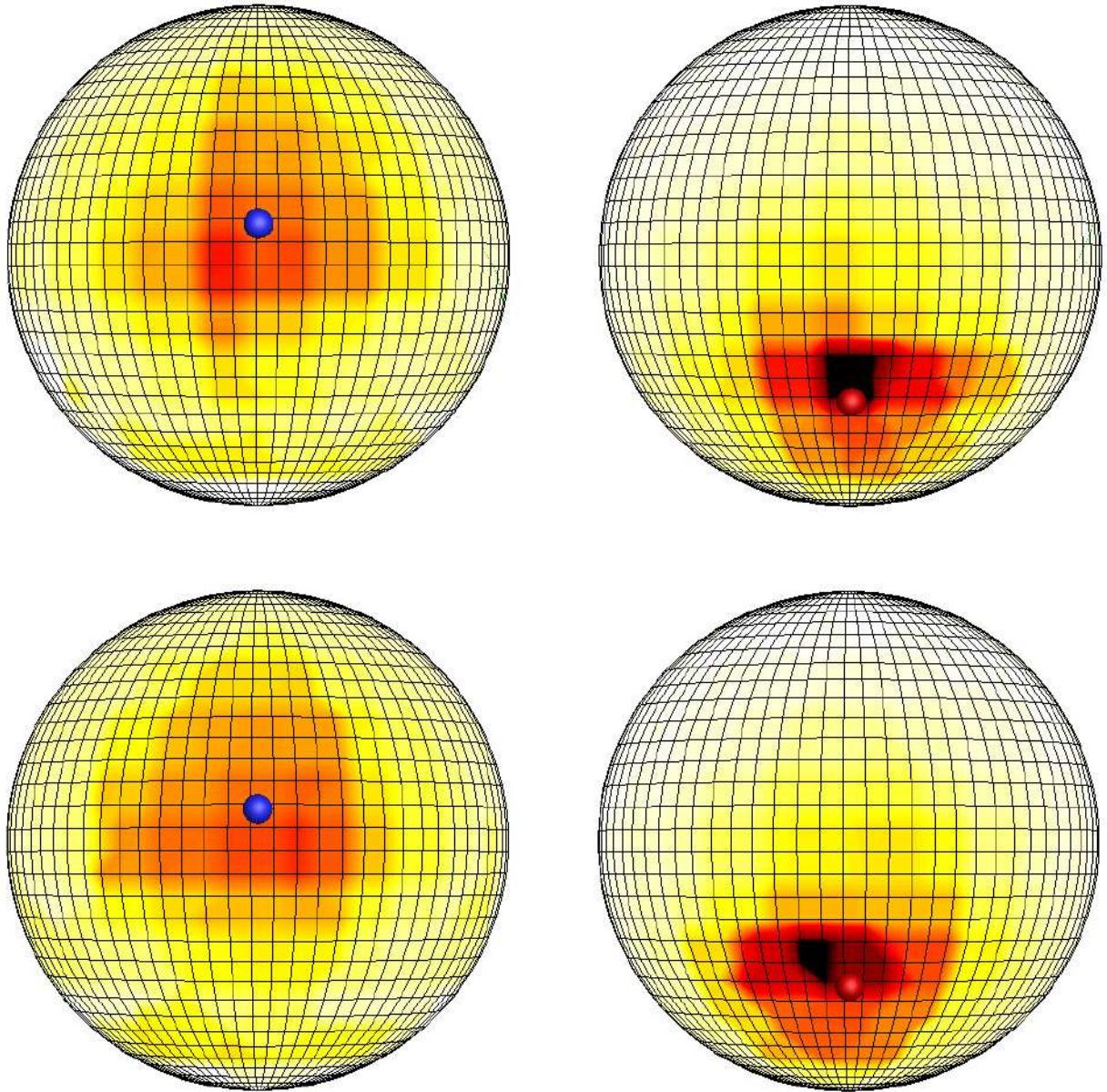


Рис. 3.10. То же, что и на рис. 3.6, но для фаз 0.8 (верхняя панель) и 0.9 (нижняя панель) периода биений.

ений.

Аналогичная картина наблюдается в окрестности южного магнитного полюса. Здесь явно выраженная зона энерговыделения формируется на фазах 0.7–0.0 периода биений. Площадь этого горячего пятна и её вариация полностью повторяет соответствующие изменения для северного горячего пятна. Максимум потока излучения, согласно приведённым ниже кривым блеска, при этом находится на фазу 0.9.

Отметим ещё одну особенность распределения горячих пятен. Северное пятно формируется ниже, а южное — выше соответствующего магнитного полюса по широте. Такую конфигурацию зон акреции можно объяснить геометрией магнитных силовых линий и их ориентацией относительно экваториальной плоскости двойной системы. На баллистическом участке движение акреционной струи вещества из точки L_1 происходит в экваториальной плоскости. Вблизи акретора струя под действием магнитного поля начинает отклоняться от орбитальной плоскости вниз, двигаясь вдоль магнитных силовых линий. В результате формирование горячего пятна происходит ниже (южнее) северного магнитного полюса и выше (севернее) южного магнитного полюса.

3.4. Синтетические кривые блеска

По результатам трёхмерных расчётов были построены болометрические и оптические кривые блеска, которые приведены на рис. 3.11–3.15. На приведённых графиках по оси x отложены фазы орбитального периода, а по оси y — абсолютное значение потока от поляра в эрг/сек. Выбор абсолютного значения потока обусловлен возможностью унифицированного сравнения всех приведённых ниже кривых блеска. Вверху каждой панели указано значение фазы периода биений.

Болометрические кривые позволяют исследовать поток излучения от горячих пятен акретора без учёта светимости донора, поскольку величина потока от последнего на несколько порядков ниже, чем излучение пятен, а также, совместно с температурными картами, дрейф этих пятен в течение периода биений. Используемая методика даёт возможность синтезировать кривые блеска для двух случаев — с учётом (рис. 3.11) и без учёта (рис. 3.12) поглощения излучения в расчётной области. Учёт поглощения излучения предоставляет данные для оценки ослабления исходного потока от горячих пятен при его прохождении через акреционную струю. В

применяемой модели считается, что остальное вещество в поляре является прозрачным в силу значительно меньшей плотности.

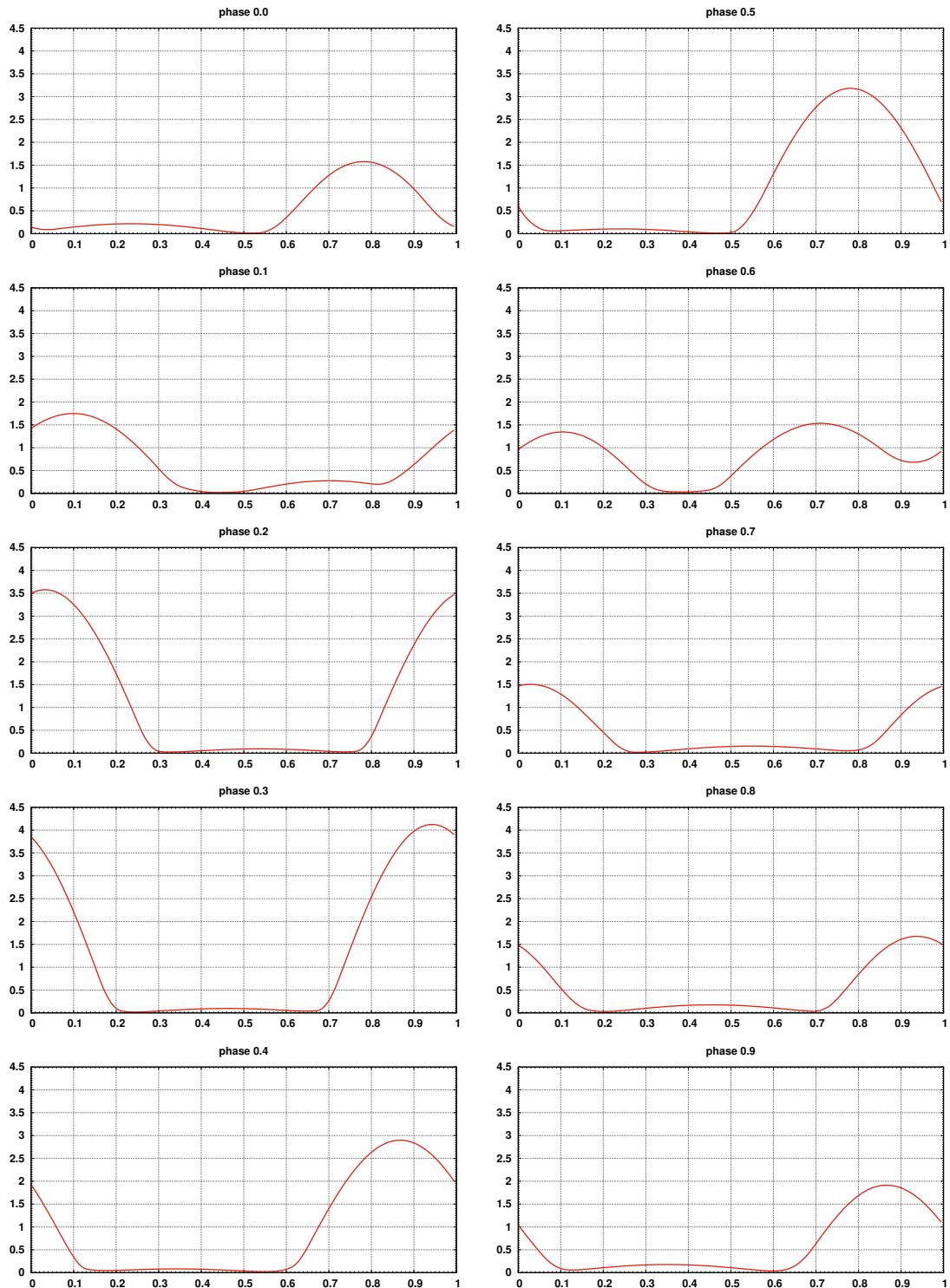


Рис. 3.11. Синтетические болометрические кривые блеска, построенные без учёта поглощения потока в расчётной области. Вверху над каждой панелью указана фаза периода биений.

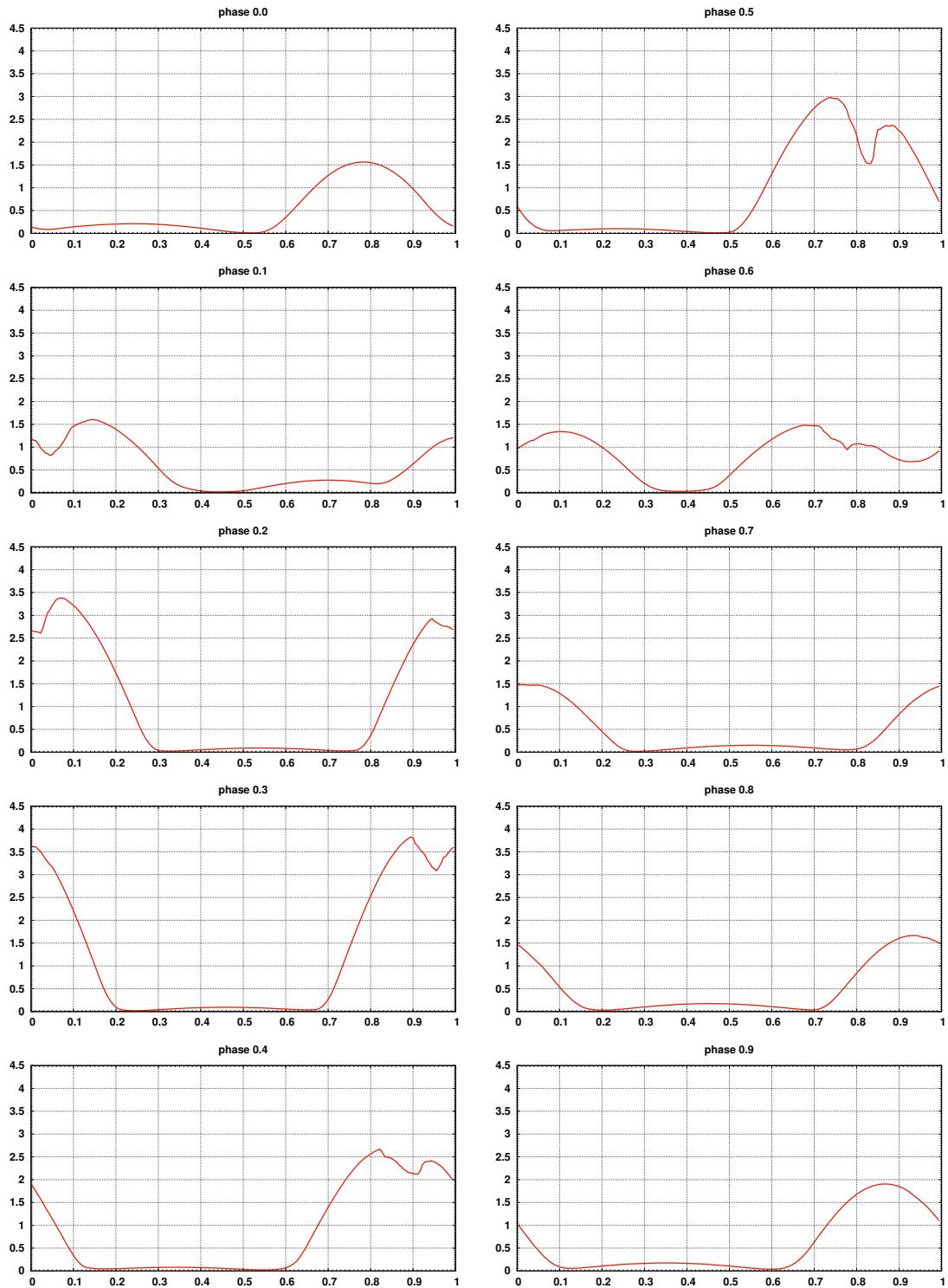


Рис. 3.12. То же, что и рис. 3.11, но с учётом поглощения потока в расчётной области.

Анализ болометрических кривых позволяет прийти к следующим выводам. На фазах 0.9 и 0.0 периода биений (см. рис. 3.12) поглощение излу-

чения в струе вещества отсутствует. В этом положении активным полюсом является южный. По оценке соотношения потоков от двух горячих пятен можно заключить, что поток от северного пятна в среднем в 8–9 раз меньше потока от южного пятна. Простой расчёт даёт оценку соответствующего различия температур зон энерговыделения примерно в 2 раза: южное пятно разогрето до 240 000 К, а северное — до 120 000 К.

На фазе 0.1 процесс переключения полюсов почти завершился и теперь активным становится северное пятно. Смещение магнитного диполя относительно центра белого карлика приводит к различию параметров зон аккреции. Расположение северного магнитного полюса ближе к географическому экватору аккретора по сравнению с южным полюсом приводит, с одной стороны, к уменьшению индукции поля в его окрестности, с другой стороны, — к меньшему удалению от точки L_1 на фазе максимального сближения 0.3 периода биений. Для южного полюса характерна обратная картина — более сильное поле и большее удаление от точки L_1 при максимальном сближении с ней на фазе 0.7. Таким образом, когда активным становится северное горячее пятно, наибольшие значения темпа аккреции и потока излучения для него оказываются выше, чем для южного пятна. Из рис. 3.11 видно, что начавшийся рост потока излучения при аккреции вещества в окрестности северного магнитного полюса достигает максимума на фазе 0.3 — $4 \cdot 10^{33}$ эрг/сек.

Максимум потока излучения от южного горячего пятна происходит на фазе 0.9, он составляет $1.9 \cdot 10^{33}$ эрг/сек, что почти в 2 раза меньше максимального потока от северного пятна. Смещение максимума к фазе 0.9 при теоретически ожидаемом на фазе 0.7–0.8 связано с геометрией траектории струи и меньшей активностью южного полюса. Баллистическая часть этой траектории имеет большую длину, чем магнитная, в окрестности указанных фаз, поэтому энергетически выгодное взаимоположение аккретора и струи, при котором аккреция максимальна, приходится как

раз на фазу 0.9.

Следует отметить ещё одно обстоятельство, связанное с расположением горячих пятен. Очевидно, что магнитные полюса находятся строго на противоположных точках пересечения оси диполя с поверхностью белого карлика, так что сферический угол в плоскости диполя между ними составляет ровно 180° . В связи с этим теоретически следует ожидать такого же угла между горячими пятнами, который соответствует половине орбитального периода. Однако, если проследить расстояние между максимумами потока излучения от системы в целом по орбитальной фазе (см. рис. 3.11), то при смене магнитных полюсов оно оказывается несколько меньше, чем 0.5 периода. Это отклонение от теоретического предположения связано с тем, что область акреции вещества никогда не совпадает точно с магнитным полюсом вследствие конфигурации магнитных линий. Поэтому фазовый угол между горячими пятнами может быть либо больше, либо меньше 0.5, в зависимости от структуры магнитного поля и расположения диполя.

Из анализа поглощения излучения горячих пятен в веществе струи (см. рис. 3.12) можно заключить, что максимально поток ослабляется в 2 раза по сравнению с исходным. Данная величина ослабления характерна для фаз 0.1 и 0.5 периода биений. Из величины ослабления потока нетрудно определить оптическую толщину поглощающего слоя струи, она составляет 0.7. Таким образом, его можно считать оптически тонким.

На рис. 3.13–3.15 представлены кривые блеска в видимом диапазоне (фильтр V).

На рисунках показаны три варианта рассматриваемых графиков: без поглощения излучения (рис. 3.13), с учётом поглощения (рис. 3.14) в струе вещества (расчётной области), с учётом поглощения и эффекта прогрева донора излучением горячих пятен (рис. 3.15). Оптические кривые блеска позволяют проанализировать интегральный поток излучения от поляра,

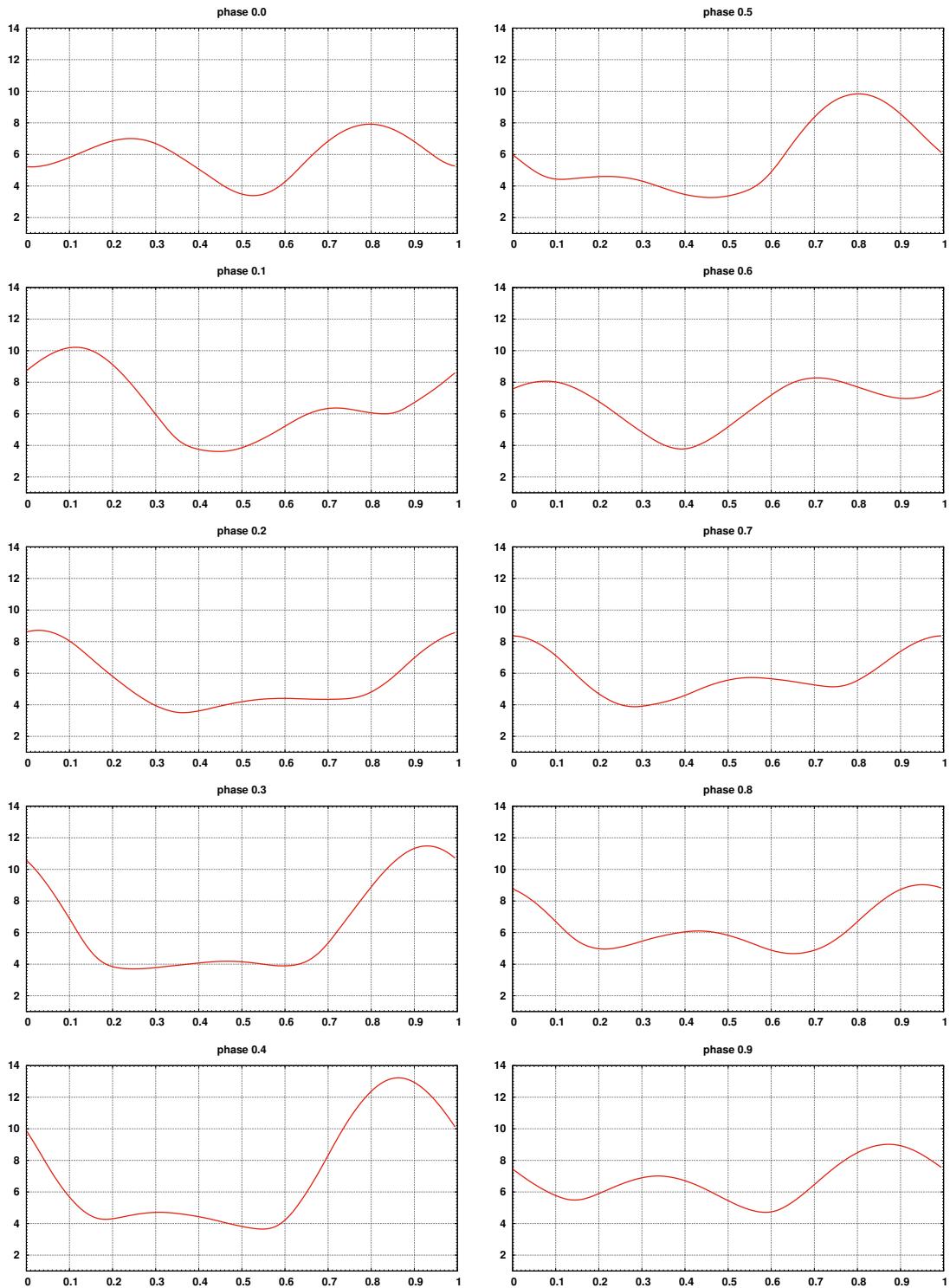


Рис. 3.13. Синтетические кривые блеска видимого диапазона, построенные без учёта поглощения потока в расчётной области. Вверху над каждой панелью указана фаза периода биений.

поскольку светимости донора и аккретора теперь вносят в него существенный вклад. Также оптические кривые блеска могут продемонстрировать эффект прогрева поверхности донора за счёт переработки рентгеновского

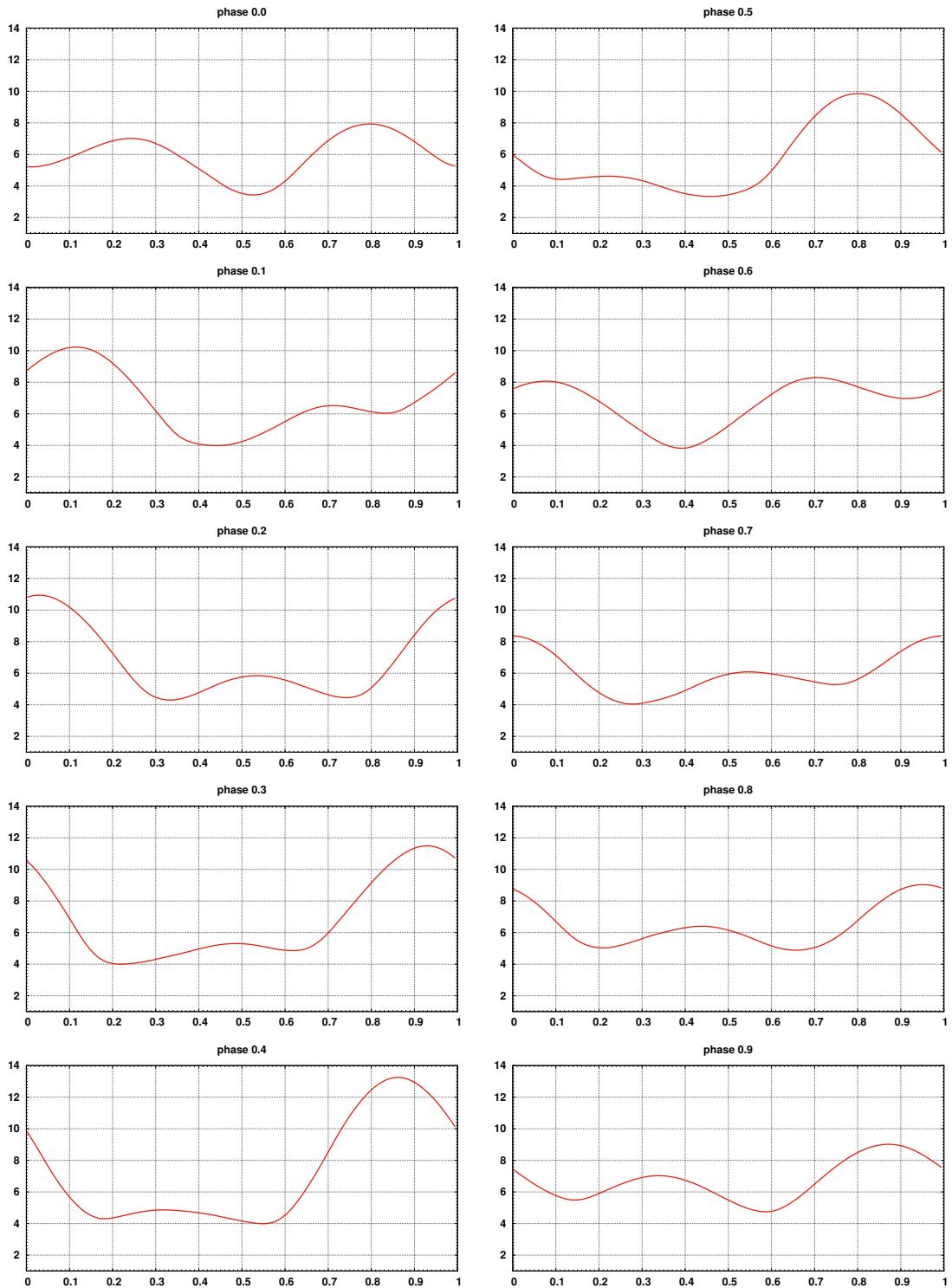


Рис. 3.14. То же, что и рис. 3.13, но с учётом эффекта прогрева донора рентгеновским излучением горячих пятен.

излучения горячих пятен аккретора, который учитывался при их синтезе. Наконец, представляет интерес сравнение максимумов потоков горячих пятен на болометрических и оптических кривых блеска по отношению к светимости остальной части двойной системы.

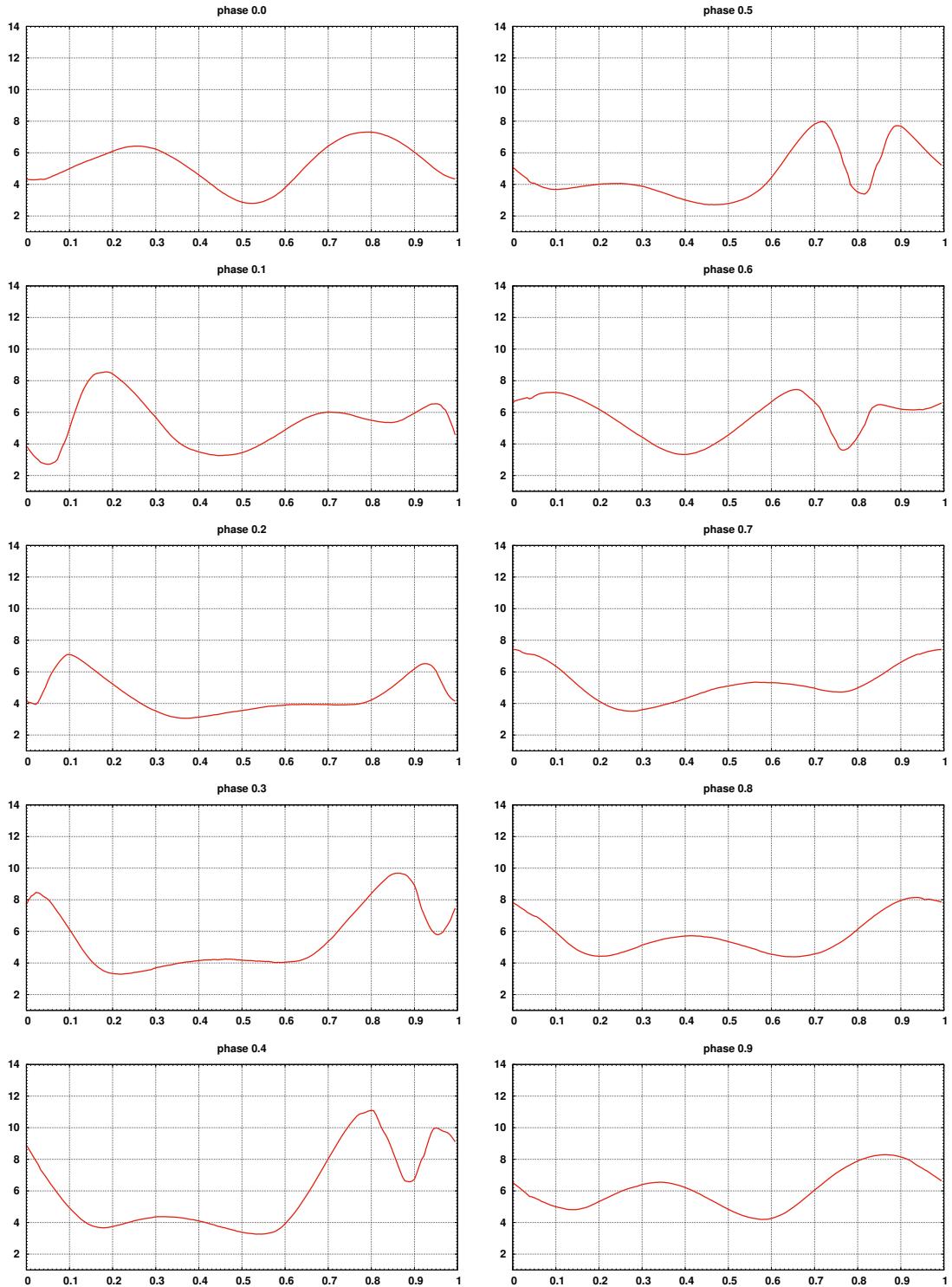


Рис. 3.15. То же, что и рис. 3.13, но с учётом поглощения потока в расчётной области и эффекта прогрева донора рентгеновским излучением горячих пятен.

Анализ приведённых оптических кривых блеска выявляет следующие особенности. С учётом чернотельного характера излучения системы в видимом диапазоне изменилось соотношение потоков излучения от горячих

пятен, поскольку здесь используется лишь часть функции Планка, соответствующая данному диапазону длин волн. Так, общий поток видимого излучения поляра уменьшился в среднем на 3–4 порядка по сравнению с болометрическим. Динамика прогрева донора рентгеновским излучением горячих пятен показывает максимумы на фазах 0.3 для северного пятна и 0.7 для южного пятна. При этом излучение донора в окрестности орбитальной фазы 0.5, где оно имеет наибольшую величину с учётом прогрева, остаётся на порядок меньше, чем излучение зон энерговыделения аккретора.

3.5. Положения, выносимые на защиту

По результатам третьей главы на защиту выносится следующее положение:

- Численное моделирование показало, что зоны энерговыделения сосредоточены около магнитных полюсов. Однако в течение периода биений происходит заметный дрейф горячих пятен: средняя величина смещения пятен по долготе относительно северного и южного магнитных полюсов составляет 20° , что соответствует величине 0.05 фазы орбитального периода. При этом смещения по широте практически не происходит. Из-за особенностей геометрии магнитных силовых линий и их ориентацией относительно экваториальной плоскости двойной системы северное пятно формируется ниже (южнее), а южное пятно формируется выше (севернее) соответствующего магнитного полюса по широте.

Глава 4. Результаты численных расчётов для асинхронного поляра CD Ind в момент переключения течения между магнитными полюсами аккретора

4.1. Структура течения

Анализ результатов моделирования структуры течения и синтез криевых блеска асинхронного поляра CD Ind с использованием стационарной модели (см. Главу 3) показали наличие в системе двух процессов переключения струи между магнитными полюсами аккретора [163]. Известно, что это переключение происходит дважды за период биений: на фазах $0.0 \div 0.1$ течение переключается с южного магнитного полюса на северный, а на фазах $0.5 \div 0.6$ — с северного на южный. Для детального изучения структуры течения в данных процессах были выполнены численные расчёты с использованием нестационарной модели в указанных фазовых промежутках. При принятых значениях P_{orb} и P_{beat} для CD Ind такие расчёты покрывают примерно 10 орбитальных периодов системы каждый.

На рис. 4.1—4.2 представлены результаты расчетов для переключения течения с южного магнитного полюса на северный.

Структура течения в начальные моменты времени $t = 0$ и $t = 1P_{\text{orb}}$ соответствует режиму акреции только на один южный полюс. Струя вещества из L_1 начинает движение в орбитальной плоскости системы по баллистической траектории, однако, достигнув магнитосферы аккретора, продолжает движение уже вдоль магнитных силовых линий. Интересно отметить, что струя характеризуется заметным утолщением в месте её подхода к магнитосфере белого карлика. В момент времени $t = 2P_{\text{orb}}$ струя начинает перераспределяться между двумя полюсами. При этом течение на

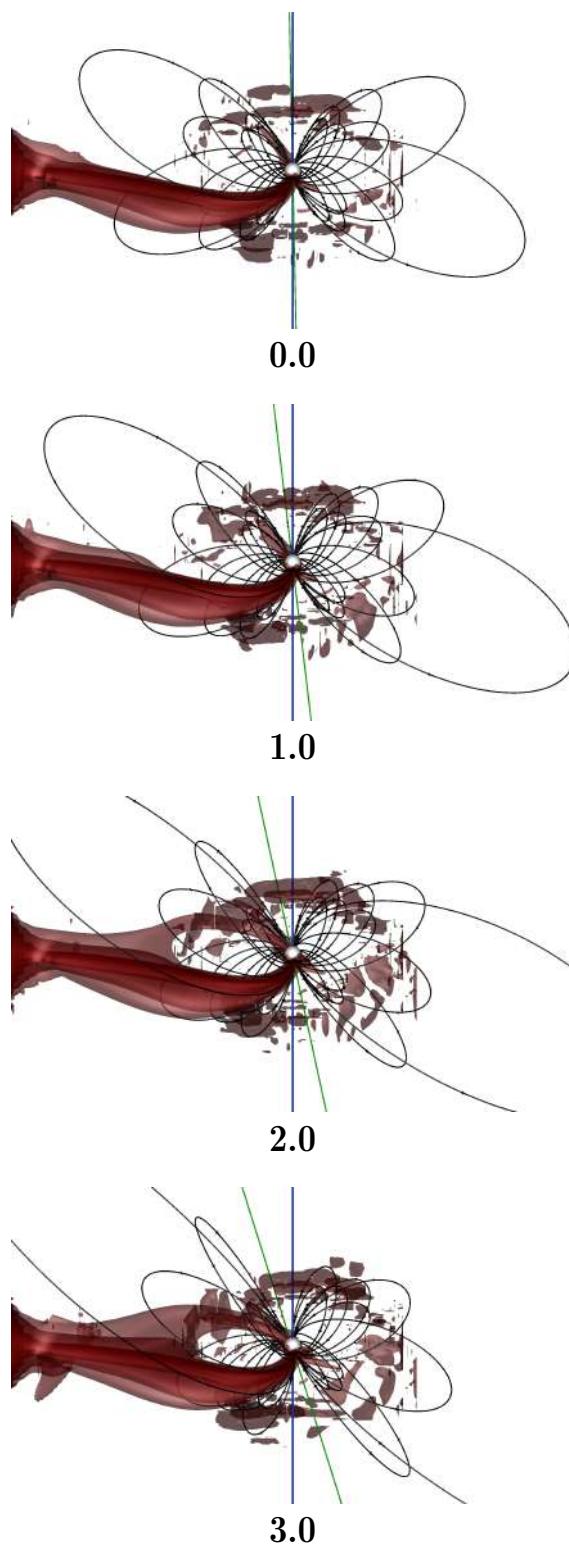


Рис. 4.1. Изоповерхности логарифма плотности ρ в окружающей аккретор области при переключении течения с южного магнитного полюса на северный. Решение показано на орбитальной фазе 0.75. Внизу каждой панели указан момент времени в орбитальных периодах от начала расчёта, совпадающего с нулевой фазой периода биений.

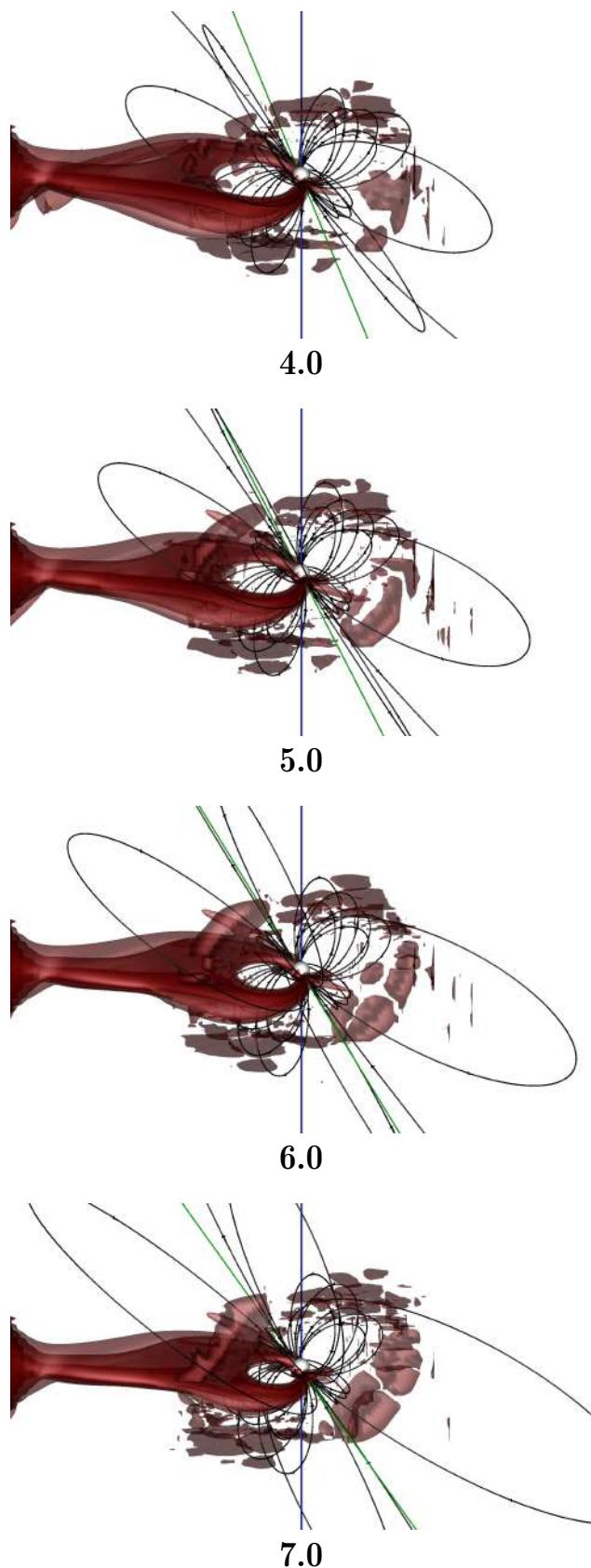


Рис. 4.2. То же, что и рис. 4.1, но для моментов времени $t = 4P_{\text{orb}} - t = 7P_{\text{orb}}$.

северный магнитный полюс имеет на порядок меньшую плотность, чем на южный. По мере развития процесса переключения происходит увеличение потока на северный полюс, что на панелях рис. 4.1 — 4.2, соответствующих моментам времени $t = 3P_{\text{orb}}$ и $t = 4P_{\text{orb}}$, выглядит как формирование арки плотного вещества во внутренней области магнитосферы аккретора. Этот процесс завершается в момент времени $t = 5P_{\text{orb}}$. На временном отрезке $t = (5 \div 7)P_{\text{orb}}$ происходит дальнейшее увеличение плотности потока на северный полюс и его расширение. Рост плотности вызывает увеличение динамического давления вещества и его накопление в окрестности магнитных полюсов. Следствием этого процесса является уменьшение внутреннего радиуса арки.

На рис. 4.3 — 4.4 представлено решение для моментов времени $t = (8 \div 9)P_{\text{orb}}$.

Данный интервал характеризуется быстрыми изменениями в структуре течения, поэтому для него представлены результаты расчётов с более мелким шагом. На этом интервале времени происходит собственно переход струи от южного магнитного полюса на северный, что визуально выглядит как размыкание и исчезновение арки. Отрыв течения от южного полюса происходит за время, равное примерно $0.5P_{\text{orb}}$. При этом стоит отметить, что плотность вещества в этой части струи изменяется незначительно, тогда как её сечение стремительно уменьшается. На нижней панели рис. 4.4 показано состояние системы на момент времени $t = 9P_{\text{orb}}$, который завершает собой процесс переключения. Отметим, что при полном переключении струи на северный магнитный полюс наблюдается её остаточное уширение в начале магнитной части траектории (в области взаимодействия с магнитосферой). Плотность этого потока заметно выше, чем было в начале переключения. Это связано с уменьшением расстояния от северного магнитного полюса до точки Лагранжа L_1 . Также можно отметить, что внутренний радиус арки, начиная со стадии накопления вещества и до мо-

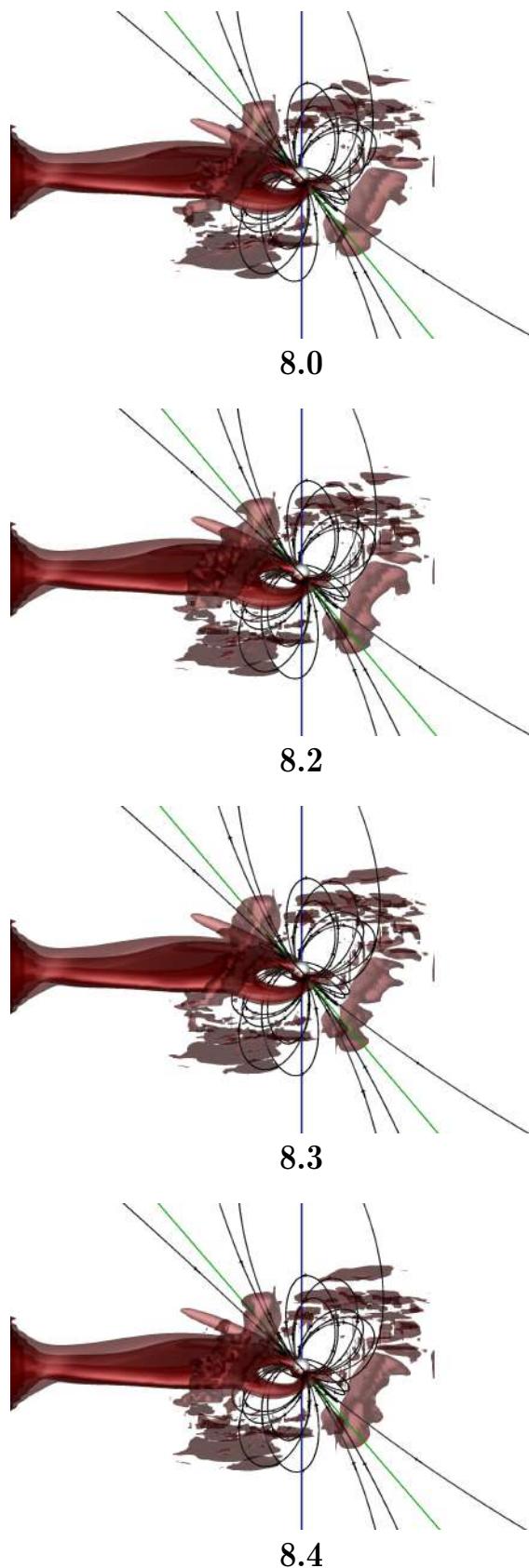


Рис. 4.3. То же, что и рис. 4.1, но для моментов времени $t = 8P_{\text{orb}} - t = 8.4P_{\text{orb}}$.

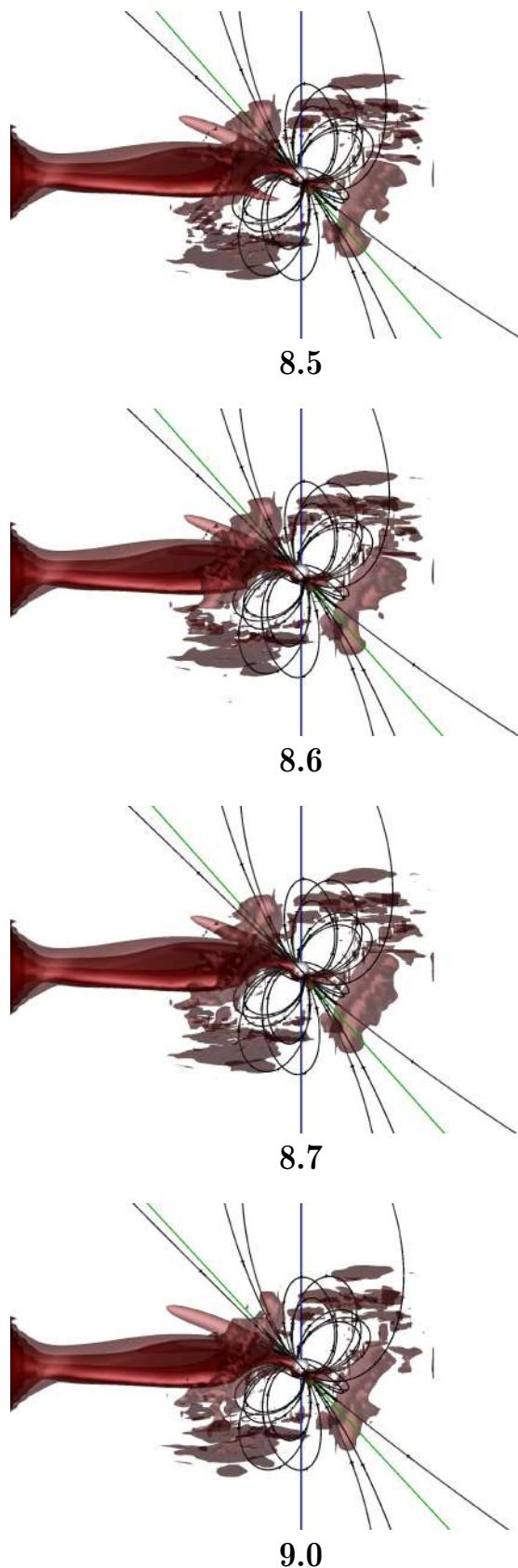


Рис. 4.4. То же, что и рис. 4.1, но для моментов времени $t = (8.5 \div 9.0)P_{\text{orb}}$.

мента её полного разрушения, оставался неизменным.

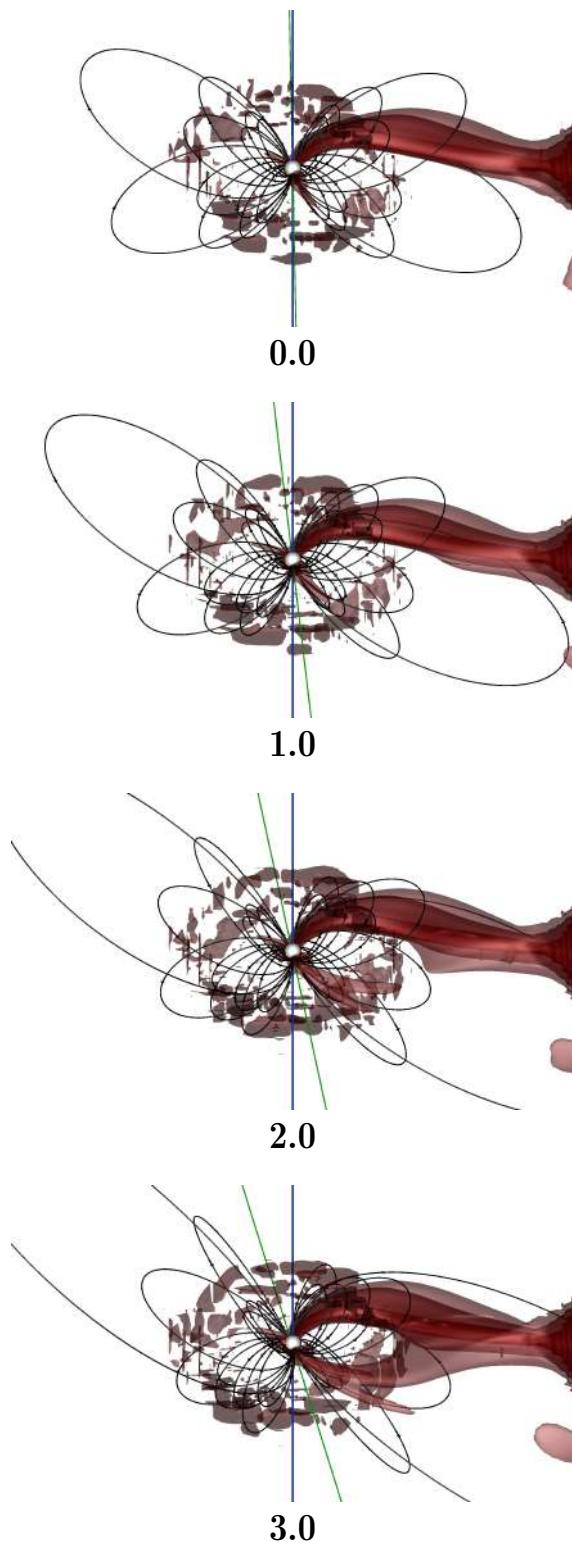


Рис. 4.5. Изоповерхности логарифма плотности ρ в окружающей аккреционной области при переключении течения с южного магнитного полюса на северный. Решение показано на орбитальной фазе 0.75. Внизу каждой панели указан момент времени в орбитальных периодах от начала расчёта, совпадающего с нулевой фазой периода биений.

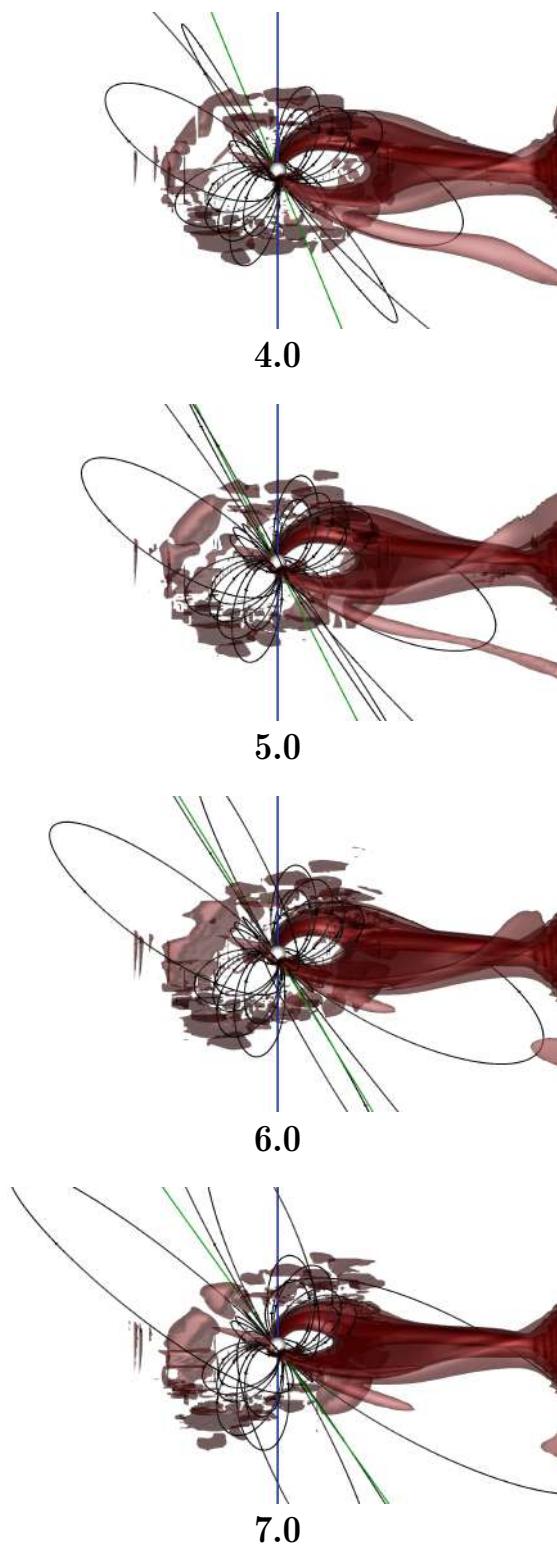


Рис. 4.6. То же, что и рис. 4.5, но для моментов времени $t = 4P_{\text{orb}} - t = 7P_{\text{orb}}$.

На рис. 4.5 — 4.8 представлены изоповерхности логарифма плотности ρ для тех же значений, что и на рис. 4.1 — 4.4, но для процесса переключения течения с северного на южный магнитный полюс.

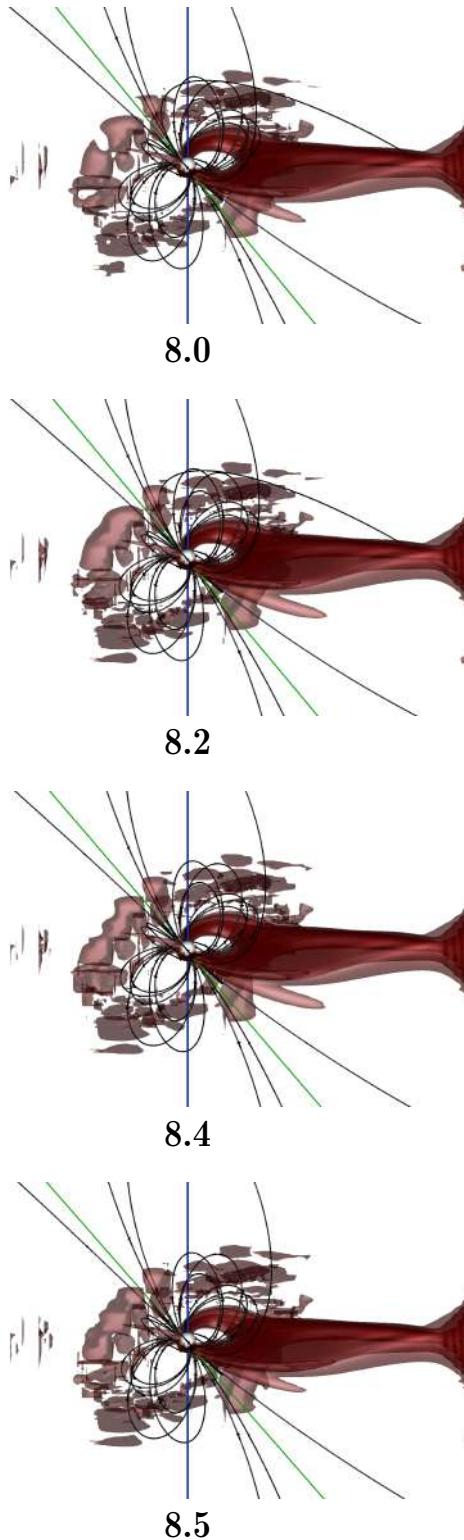


Рис. 4.7. То же, что и рис. 4.5, но для моментов времени $t = 8P_{\text{orb}} - t = 8.5P_{\text{orb}}$.

В данном переключении картина течения аналогична предыдущему процессу и отличается от него только временной шкалой. Так, акреция на южный полюс начинается позже (примерно на $1P_{\text{orb}}$) и фактически проис-

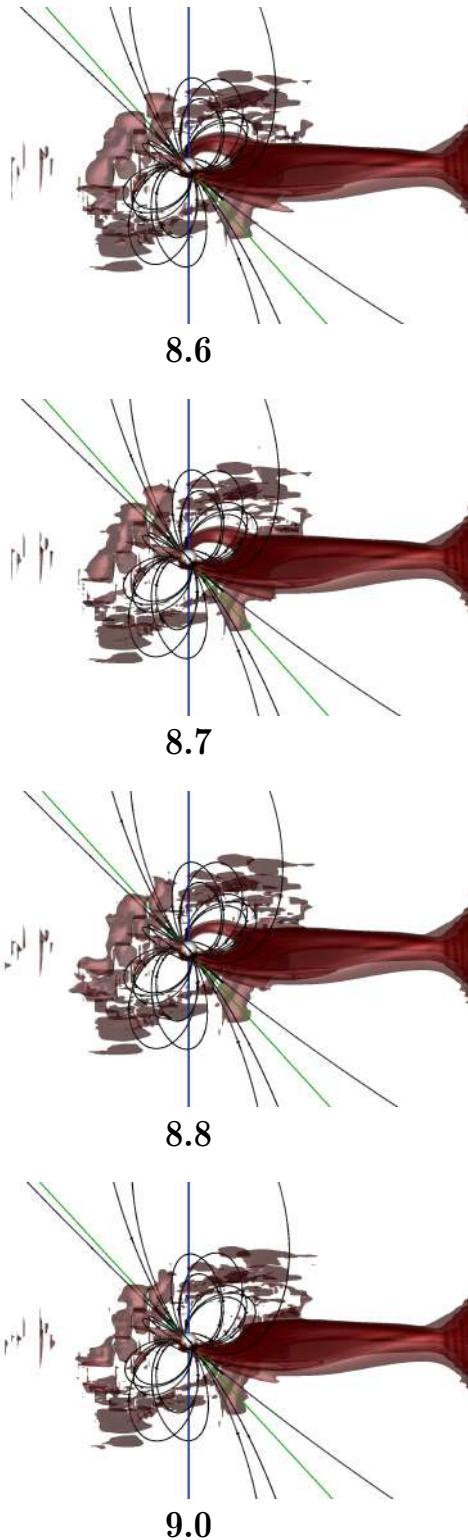


Рис. 4.8. То же, что и рис. 4.5, но для моментов времени $t = 8.6P_{\text{orb}}$ – $t = 9P_{\text{orb}}$.

ходит в момент времени $t = 3P_{\text{orb}}$. Сам процесс переключения (уменьшение акреции на северный магнитный полюс и размыкание арки) также проекает в интервале времени $t = (8 \div 9)P_{\text{orb}}$ и длится почти вдвое дольше

по сравнению с предыдущим процессом переключения — около $1P_{\text{orb}}$.

4.2. Горячие пятна на поверхности аккретора

На рис. 4.9–4.12 представлены рассчитанные распределения температуры по поверхности аккретора в те же моменты времени, что и на рис. 4.1–4.4.

Для целей интерпретации наблюдений значительный интерес представляет соответствие положения зон энерговыделения общей структуре и геометрии течения. Анализ представленных на рис. 4.9–4.12 распределений температуры и показанных на рис. 4.1–4.4 распределений плотности позволяет сделать выводы как об изменении размеров горячих пятен, так и об их дрейфе в процессе переключения акkreции с южного магнитного полюса на северный. Действительно, в моменты времени $t = (0 \div 3)P_{\text{orb}}$, когда акkreция идет преимущественно на южный полюс, на северном полюсе наблюдается лишь слабо выраженная область акkreции вещества из общей оболочки системы. Горячее пятно расположено чуть левее южного полюса и довольно плотно примыкает к нему. С течением времени наблюдается уменьшение площади горячего пятна примерно вдвое уже на третьем орбитальном периоде, при этом его смещение продолжает происходить левее магнитного полюса. На временном интервале $t = (4 \div 7)P_{\text{orb}}$ формируется арка вещества во внутренней области магнитосферы белого карлика. В это же время видно постепенное образование северной зоны акkreции и одновременное отклонение обеих зон энерговыделения от полюсов, что в результате приводит к их взаимному сближению по мере уменьшения внутреннего радиуса арки. При этом отклонение северного пятна от полюса составляет около 25° , а южного — около 15° . В момент времени $t = 8P_{\text{orb}}$ (рис. 4.10) начинается фаза быстрого переключения, когда струя отрывается от южного магнитного полюса и полностью замыкается на северном полюсе. Из представленной температурной карты видно, что при этом се-

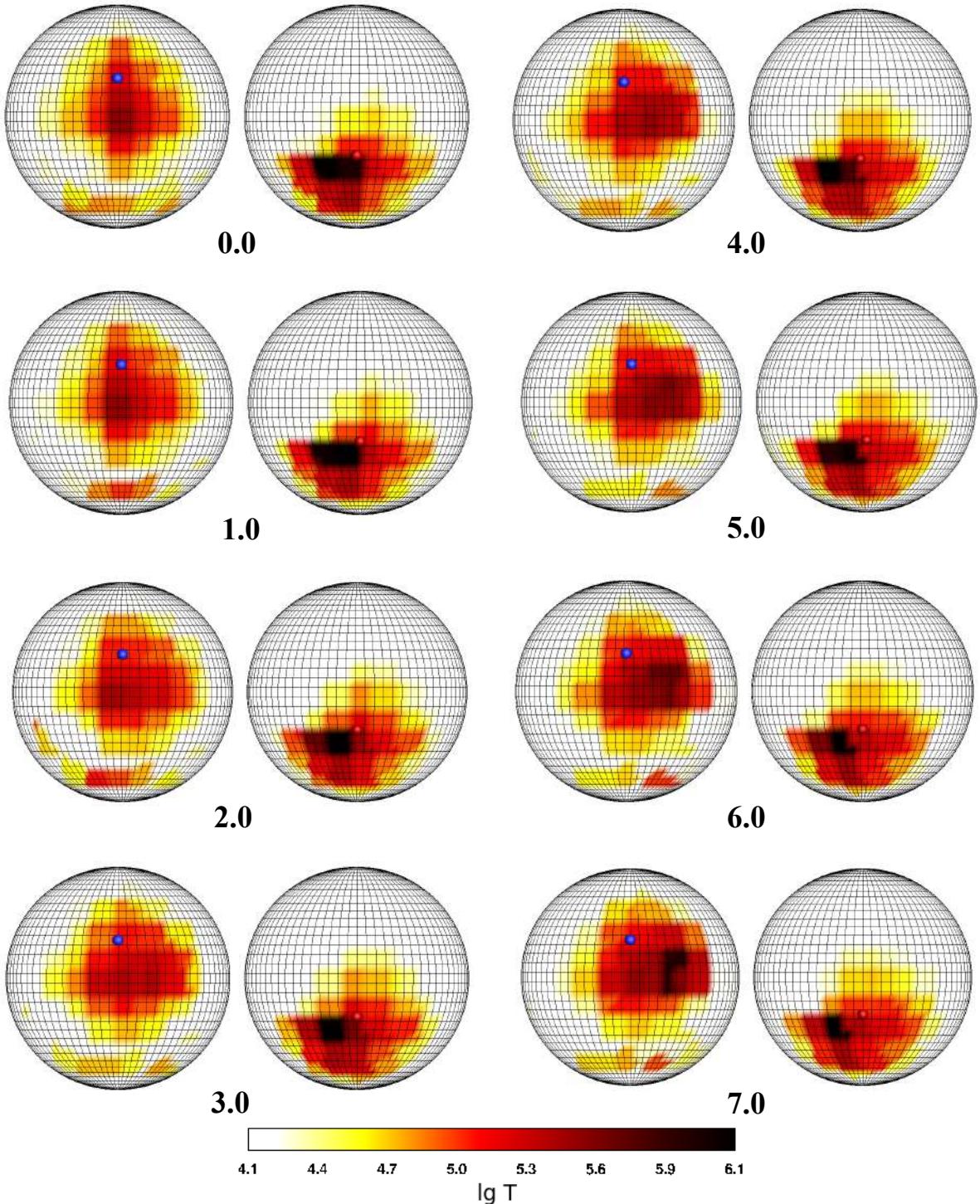


Рис. 4.9. Распределение температуры по поверхности белого карлика для различных моментов времени в процессе переключения аккреции с южного магнитного полюса на северный. Внизу каждой панели указан момент времени в орбитальных периодах от начала расчёта, совпадающего с нулевой фазой периода биений.

верное пятно сохраняет свою площадь и положение относительно полюса. Южное пятно заметно уменьшается и в момент времени $t = 8.5P_{\text{orb}}$ факти-

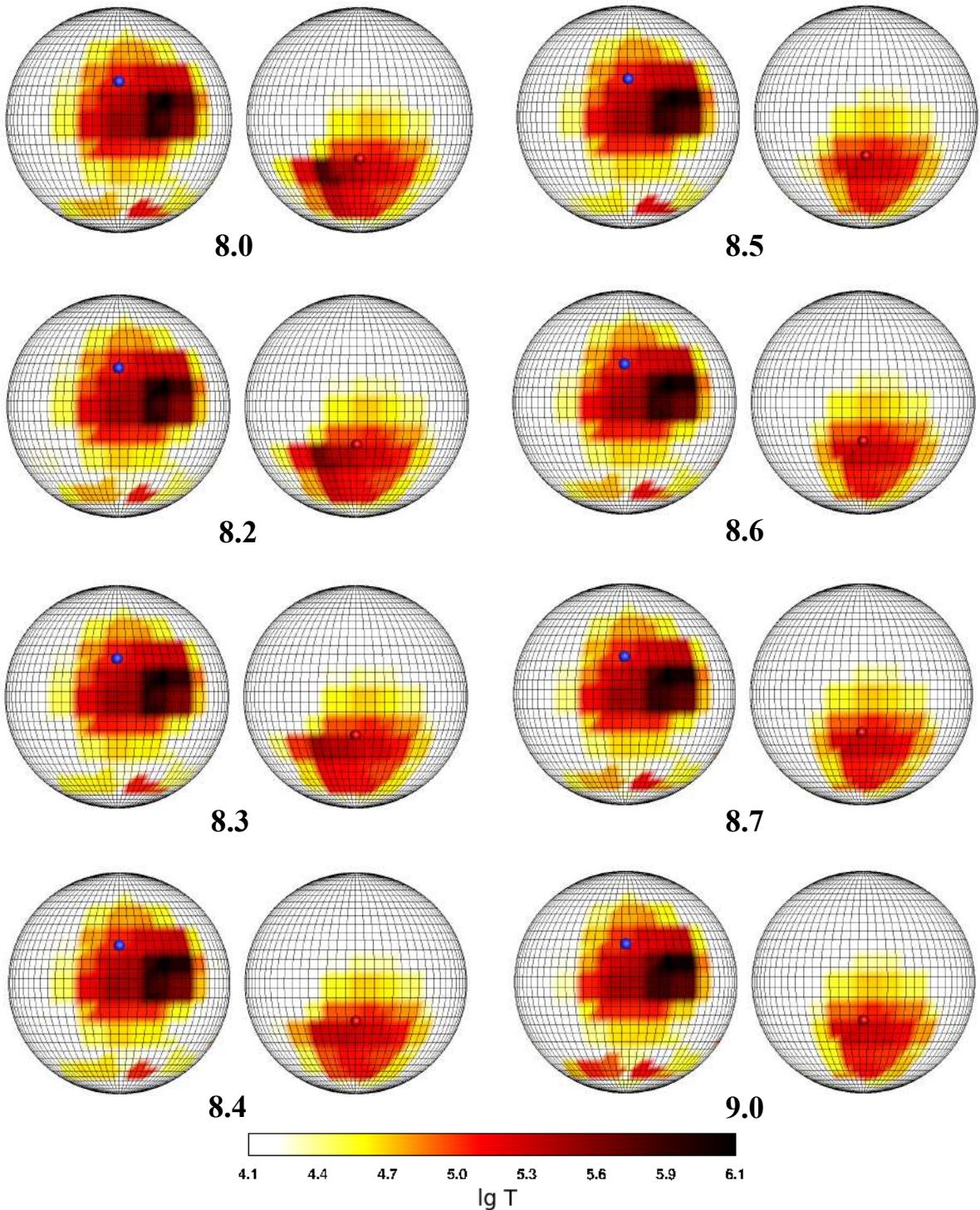


Рис. 4.10. То же, что и на рис. 4.9, но для моментов времени $t = (8 \div 9)P_{\text{orb}}$.

чески исчезает. Его температура теперь определяется аккрецией вещества из общей оболочки системы.

Формирование зон энерговыделения при переключении течения с северного полюса на южный (рис. 4.11–4.12) происходит практически по тому

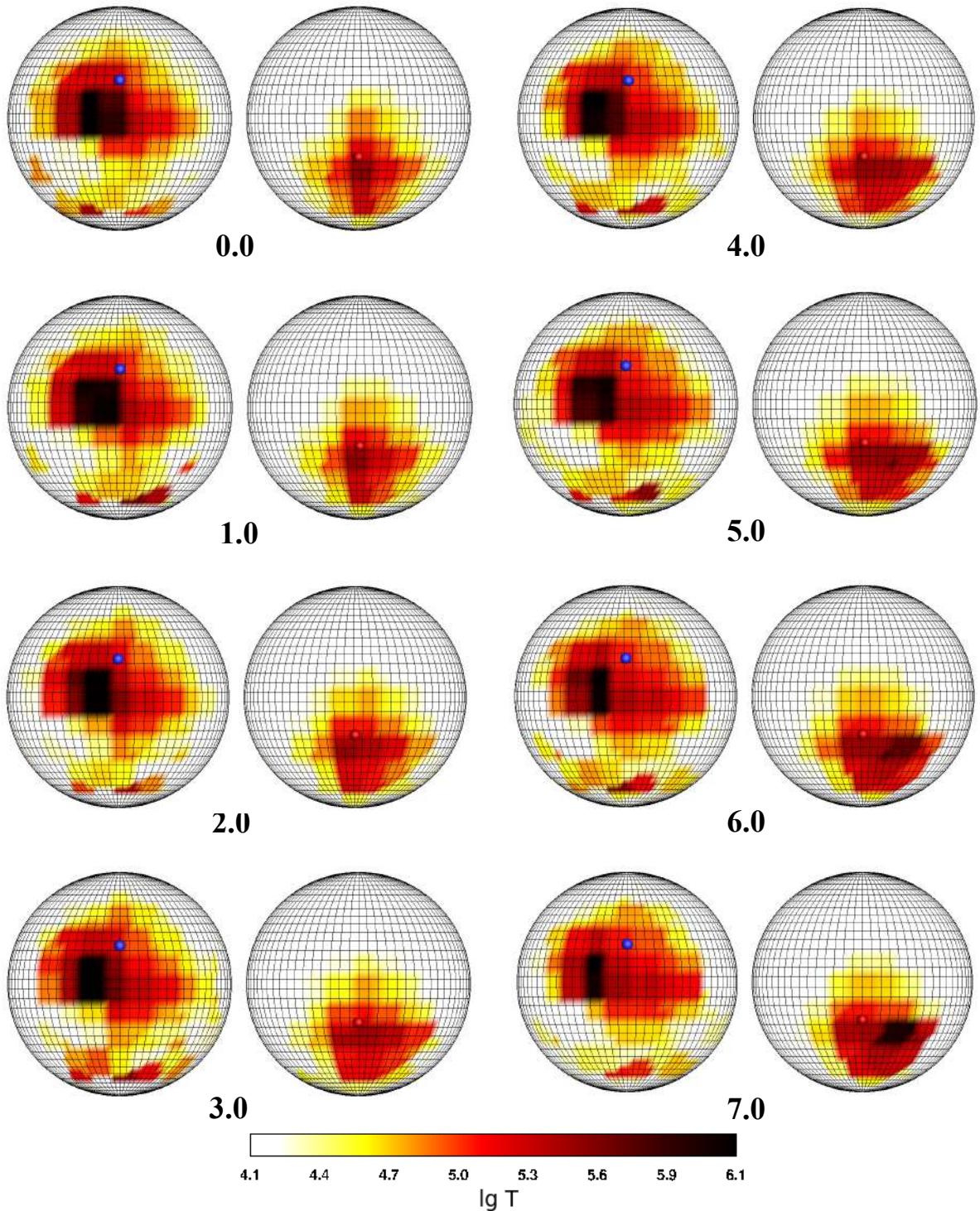


Рис. 4.11. Распределение температуры по поверхности белого карлика для различных моментов времени в процессе переключения аккреции с северного магнитного полюса на южный. Внизу каждой панели указан момент времени в орбитальных периодах от начала расчёта, совпадающего с фазой 0.5 периода биений.

же сценарию, что и для предыдущего переключения. На интервале времени $t = (0 \div 5)P_{\text{orb}}$ площадь северного пятна, как и его положение отно-

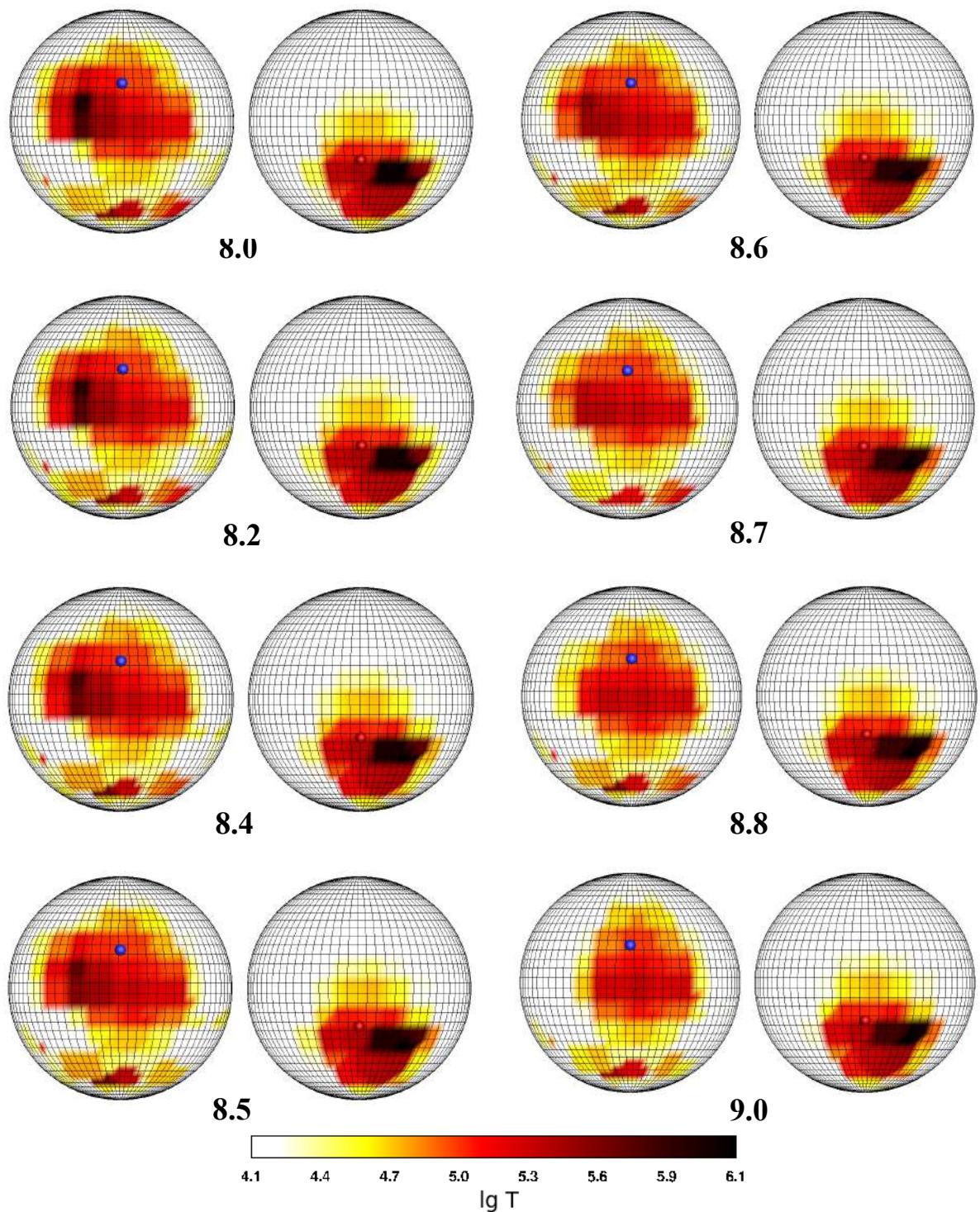


Рис. 4.12. То же, что и на рис. 4.11, но для моментов времени $t = (8 \div 9)P_{\text{orb}}$.

сительно полюса, почти не меняется. В южном полушарии в этот момент наблюдается слабая область акреции вещества из общей оболочки системы, симметричная относительно полюса. В момент времени $t = 6P_{\text{orb}}$ видно начало образования южной зоны энерговыделения, при этом северная зо-

на начинает смещаться влево от полюса. Следующий орбитальный период характеризуется завершением формирования арки аккрецирующего вещества во внутренней области магнитосферы белого карлика. На этом этапе горячие пятна, как и в предыдущем случае, сближаются, угол их отклонения от полюсов составляет 25° для северного и 15° — для южного пятна. Полный отрыв струи от северного магнитного полюса происходит в момент времени $t = 8.8P_{\text{orb}}$, что на 0.3 орбитальных периода позже, чем при первом переключении. После замыкания аккреционного потока на южный полюс площадь зоны энерговыделения вокруг него остаётся постоянной, а северная область акреции становится симметричной относительно полюса.

Из представленных распределений температуры легко получить информацию о движении пятен в процессах переключения. С учётом собственного вращения аккретора угол поворота магнитного диполя за время одного переключения составляет около 35° , что соответствует такому же смещению магнитных полюсов относительно начальной фазы переключения. Кроме того, обнаруживается дрейф пятен, вызванный собственно процессом переключения. В начальный момент времени $t = 0$ горячие пятна расположены симметрично по отношению к своим полюсам, а непосредственно в момент переключения полюсов ($t = 8P_{\text{orb}}$) они максимально отклоняются от этого положения. При этом северное горячее пятно совершает движение от полюса на угол 25° , а южное — на 15° .

4.3. Вариации темпа акреции

Из представленной картины структуры течения в поляре CD Ind (см. рис. 4.1—4.4) очевидно, что в процессах переключения струи между магнитными полюсами будут наблюдаться вариации светимости рассматриваемой двойной системы. Причиной этого являются изменения темпа акреции для каждого горячего пятна. Для количественного анализа динамики

течения вблизи аккретора была рассчитана величина темпа акреции как для каждого магнитного полюса в отдельности, так и его полное значение согласно формуле 1.49.

На рис. 4.13 приведены полученные изменения темпа акреции во времени. Синей линией показано изменение темпа акреции для северного магнитного полюса, красной — для южного, а полный темп по всей поверхности белого карлика изображён чёрной линией.

Отметим, что в используемой модели темп массообмена является константой, что для поляра подразумевает и постоянный полный темп акреции. Тем не менее, в расчетах видны достаточно значимые вариации полного темпа акреции. Это означает, что в системе существует аккумулятор, где на короткое время может накапливаться вещество с последующим его выпадением на белый карлик. При рассмотрении структуры течения были выявлены такие её особенности, как формирование арки и утолщений в струе в области взаимодействия с магнитосферой. Очевидно, что эти элементы могут служить накопителями вещества. Кроме того, в системе наблюдается формирование оболочки (о чём свидетельствует акреция на не основной в данный момент полюс), которая также может накапливать и сбрасывать вещество.

Важно отметить, что вариации темпов акреции имеют различные свойства для разных процессов переключения. В течение девяти орбитальных периодов переключения с южного полюса на северный (рис. 4.13, верхняя панель) значение полного темпа акреции остаётся в пределах $(4.5 \div 5.0) \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$. Однако, после полного замыкания потока вещества на северный полюс в момент времени $t = 9P_{\text{orb}}$ происходит резкое, в 1.5 раза, увеличение темпа акреции. Как следует из анализа результатов расчетов, возрастание темпа акреции связано с увеличением плотности вещества, при этом нормальная компонента скорости изменяется незначительно. Рост плотности, в свою очередь, вызван сбросом накопленного в

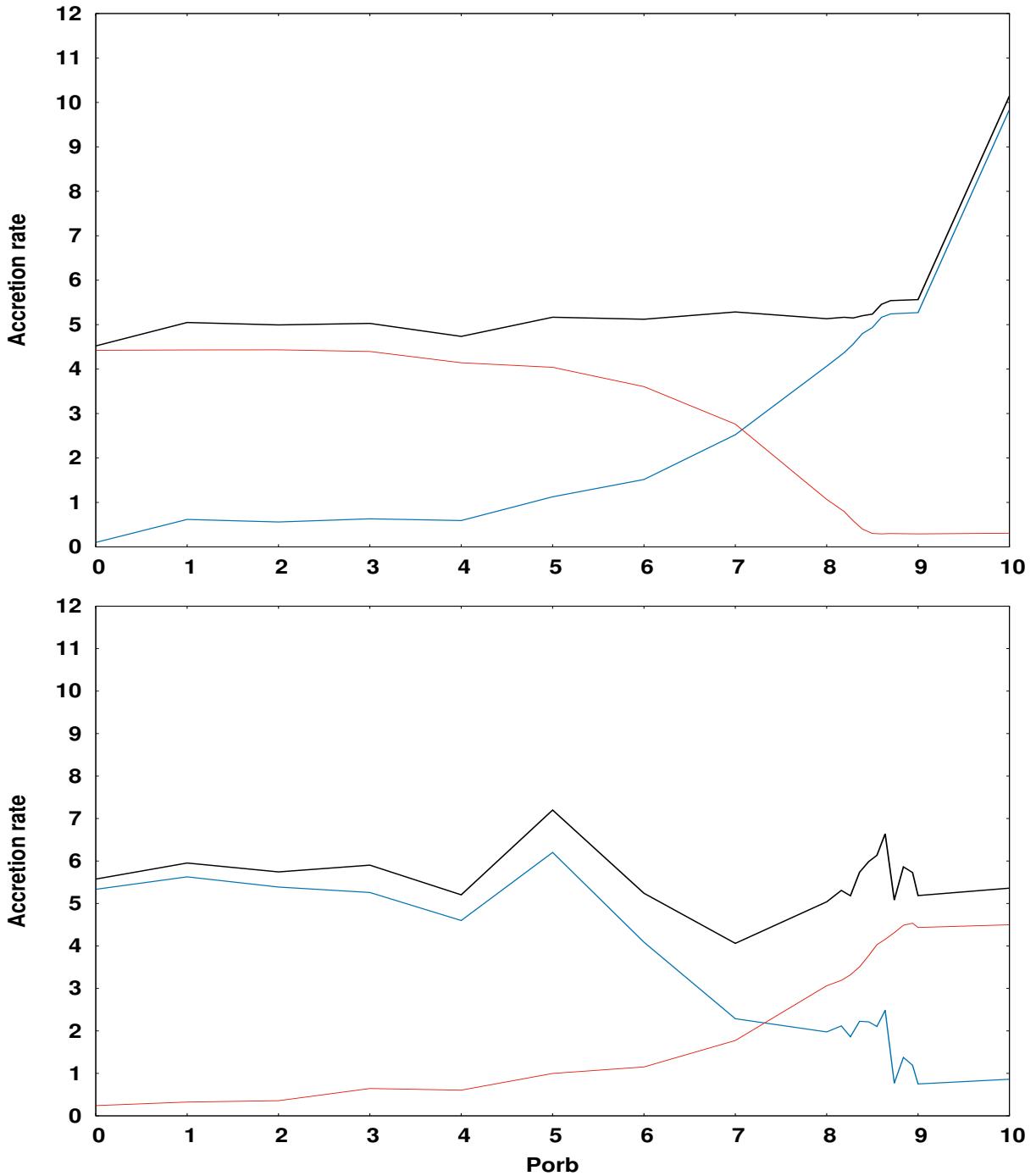


Рис. 4.13. Изменение темпа акреции при переключении течения с южного магнитного полюса на северный (верхняя панель) и с северного на южный (нижняя панель). По оси x отложены моменты времени в орбитальных периодах, по оси y — значение темпа акреции в единицах $10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$. Начало отсчёта времени соответствует 0.0 (верхняя панель) и 0.5 (нижняя панель) фазам периода биений. Синяя линия соответствует северному горячему пятну, красная — южному. Чёрной линией показан полный темп акреции.

арке вещества на северный полюс после отрыва течения от южного магнитного полюса.

При обратном переключении полюсов с северного на южный (рис. 4.13, нижняя панель) наблюдается другая картина изменения темпа аккреции. В моменты времени $t = 1P_{\text{orb}}$, $t = 3P_{\text{orb}}$ и $t = 5P_{\text{orb}}$ виден локальный рост темпа аккреции. Возможно, это связано с другим характером формирования арки вещества и многоступенчатым процессом его накопления. В отличие от предыдущего переключения, сброс накопленного вещества, во-первых, происходит на всё еще активное северное пятно и, во-вторых, на начальных стадиях образования арки, в момент времени $t = 5P_{\text{orb}}$, а не после замыкания течения на южное пятно. Отрыв струи от северного полюса также сопровождается заметными колебаниями темпа аккреции на интервале времени $t = (8 \div 9)P_{\text{orb}}$. Размыкание течения происходит частями, с небольшим локальным увеличением темпа аккреции на северный полюс. По завершении переключения величина темпа аккреции на южный полюс плавно возвращается к значению $(5.5 \div 6.0) \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$.

4.4. Синтетические кривые блеска

Для целей сравнения с наблюдениями полученных из МГД расчета изменений темпов аккреции необходимо их преобразовать в кривые блеска двойной системы. Стоит отметить, что в представленной модели положение магнитной оси диполя непрерывно меняется как от одного орбитального периода к другому, так и внутри каждого периода в соответствии с собственным вращением аккретора. Однако при выполнении численного расчёта результаты сохранялись только в точках шкалы времени, совпадающих с началом и концом каждого орбитального периода, поскольку основной целью вычислений было исследование общего тренда поведения кривой блеска и темпа аккреции. Так как непосредственно моменту переключения струи между магнитными полюсами соответствует 9-ый орбитальный

период, то для него результаты расчёта выводились с шагом, меньшим длительности орбитального периода, что позволило детально изучить процесс переключения.

В используемой модели не учитывается светимость струи, а также эффекты, связанные с нагревом вещества струи в аккреционной колонке. Проведенные оценки показали, что полная светимость струи меньше светимости донора, который, в свою очередь, вносит вклад в общую светимость системы на 3 порядка меньше по сравнению с горячими пятнами и на форму кривой блеска заметного влияния не оказывает. Следует подчеркнуть, что в применяемой модели учитываются неадиабатические процессы радиационного нагрева и охлаждения, поэтому дополнительного свечения в областях сжатия струи не возникает. При расчёте кривых блеска учитывалось затмение горячих пятен всем веществом, находящимся в расчётной области. Однако оптически толстым, влияющим на форму кривой блеска, оказывается только вещество струи.

Рассчитанные болометрические кривые блеска с учётом поглощения излучения в расчётной области приведены на рис. 4.14 и 4.15.

На графиках по оси x отложено время в орбитальных периодах от начала расчёта, по оси y — абсолютное значение потока излучения от поляра в единицах 10^{33} эрг/сек. Красными линиями показана светимость системы без учета северного горячего пятна, т.е. фактически светимость южного горячего пятна с дополнительным вкладом донора, синими линиями — светимость северного горячего пятна с учетом вклада донора, зелёными линиями обозначена полная светимость системы. Пунктирной линией показана светимость системы без учёта поглощения излучения в расчётной области. Следует учитывать, что вид кривой блеска на 9-м орбитальном периоде, который характеризуется быстрыми изменениями структуры течения, будет зависеть от выбранного начала отсчёта по временной шкале. На рис. 4.14 за начало отсчёта принята фаза 0.0 периода биений, а на рис.

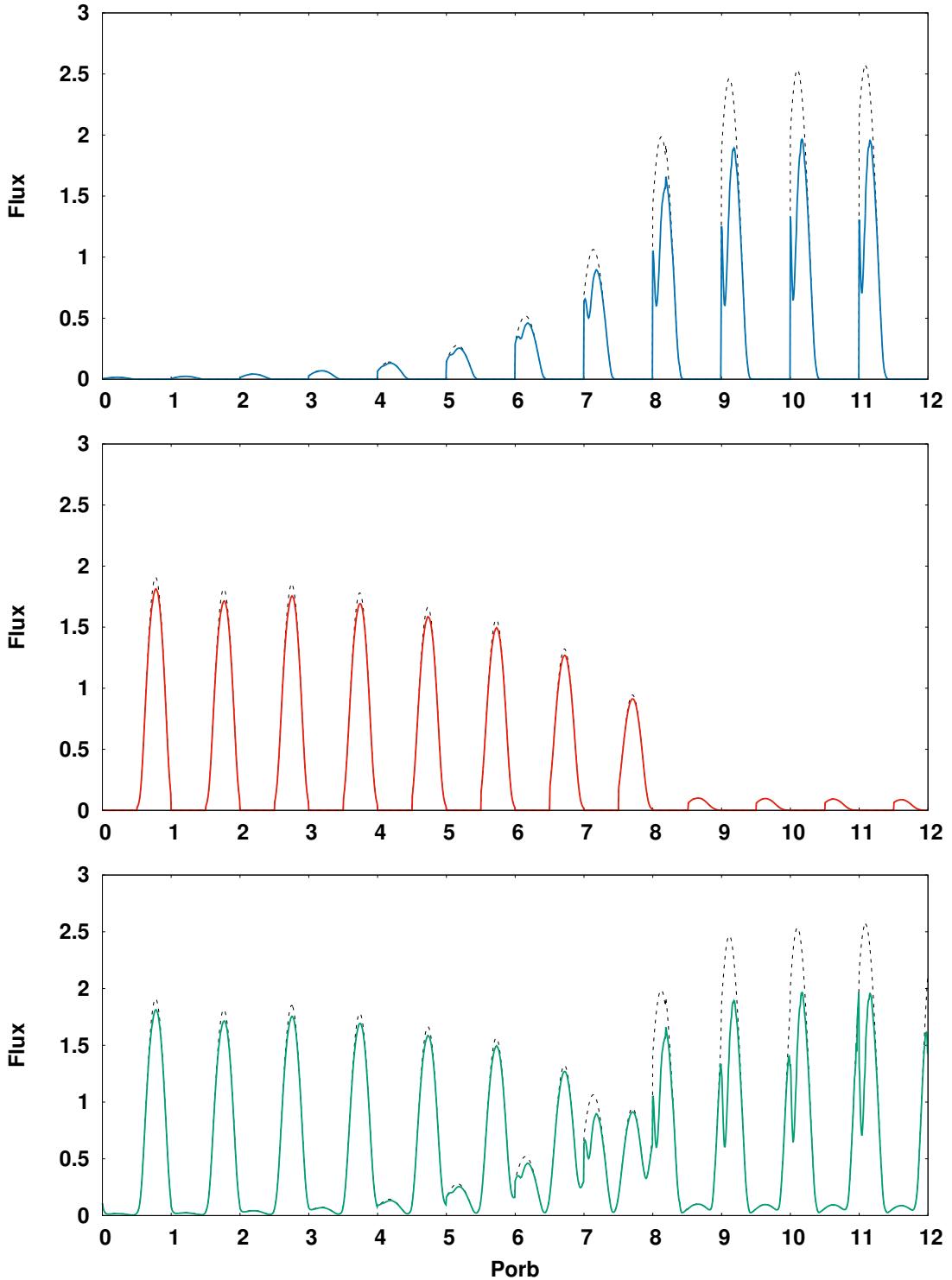


Рис. 4.14. Синтетические болометрические кривые блеска для переключения с южного магнитного полюса на северный с учётом поглощения в расчётной области. Красной линией показана светимость южного пятна, синей — северного пятна, зелёной — полная светимость поляра, пунктирной — без учёта поглощения в расчётной области. По оси x отложены моменты времени в орбитальных периодах, по оси y — абсолютное значение потока в единицах 10^{33} эрг/сек. Начало отсчёта времени соответствует фазе 0.0 периода биений.

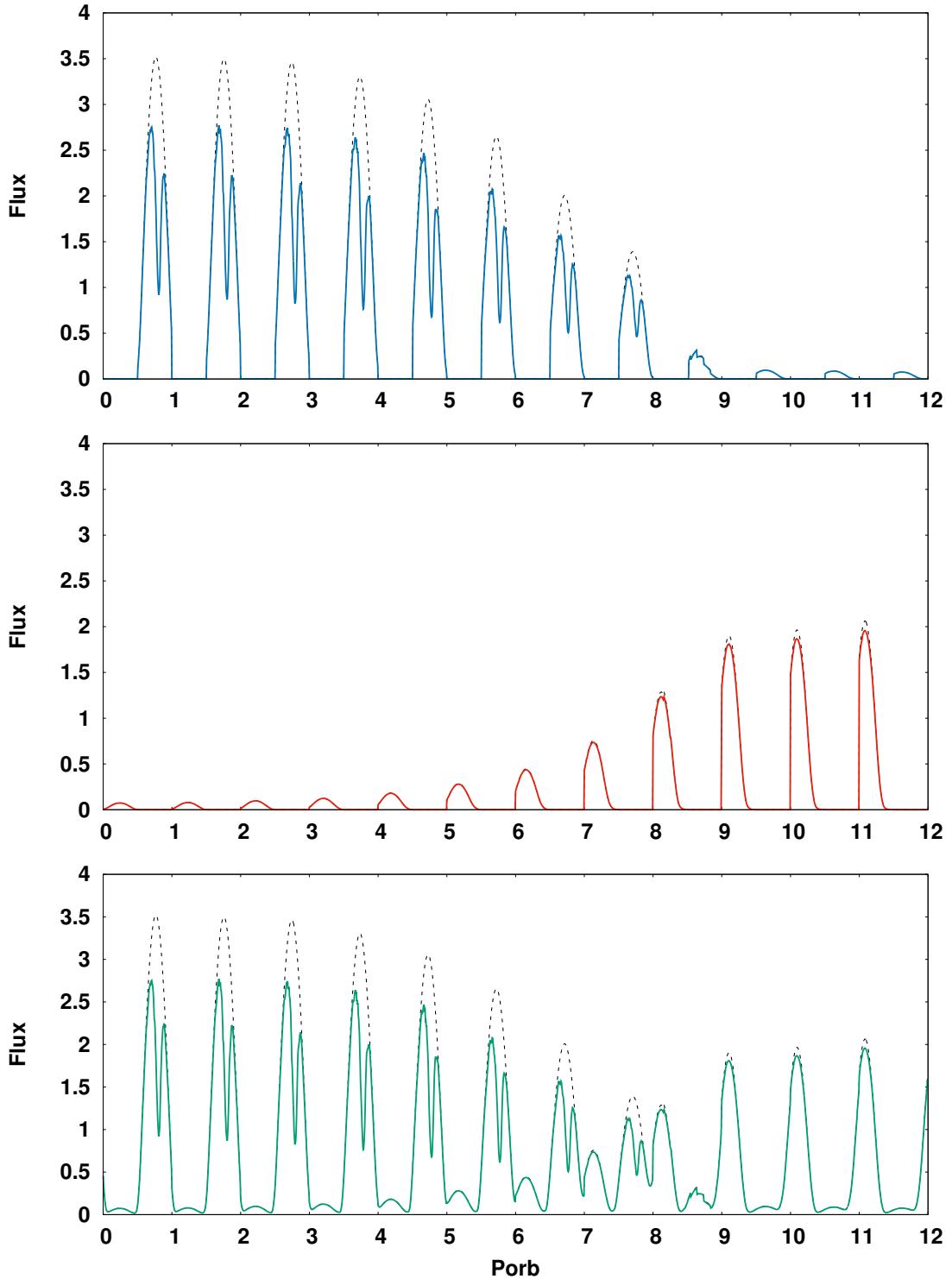


Рис. 4.15. То же, что и рис. 4.14, но для переключения с северного магнитного полюса на южный. Начало отсчёта времени соответствует фазе 0.5 периода биений.

4.15 — фаза 0.5 периода биений.

При переключении с южного полюса на северный (рис. 4.14) первые четыре орбитальных периода характеризуются примерно постоянной све-

тимостью как системы в целом, так и обоих пятен. Начиная с 4-го периода и вплоть до момента переключения $t = 8.5P_{\text{orb}}$ наблюдается плавный спад светимости южного горячего пятна. Поток излучения от северного пятна на этом же интервале времени показывает заметный рост. На начальном этапе его величина соответствует акреции вещества из общей оболочки системы, а к середине 8-го орбитального периода светимость северного пятна становится равной южному. Подобное поведение светимости пятен является отражением процесса формирования арки вещества в магнитосфере аккретора и замыканием течения на второе пятно. В момент переключения струи (в точке $t = 8.5P_{\text{orb}}$) происходит резкое повышение яркости северного пятна, которое совпадает с фазой сброса накопленного в арке вещества на данное пятно. Величина потока излучения на этом этапе увеличивается в 14 раз по сравнению с начальной светимостью в точке $t = 0$, достигая значения 2.7×10^{33} эрг/сек. Южное пятно при этом демонстрирует уско-ренный спад яркости, связанный с разрывом течения, и к началу 10-го орбитального периода его состояние соответствует акреции вещества из общей оболочки системы. Характерное значение потока излучения от се-верного и южного пятен для этого состояния составляет около 0.2×10^{33} эрг/сек.

При обратном переключении течения с северного магнитного полюса на южный (рис. 4.15) наблюдается аналогичная картина изменения свети-мости пятен. Поток излучения от северного пятна, начиная с момента вре-мени $t = 4P_{\text{orb}}$, плавно спадает, однако во второй половине как 3-го, так и 5-го орбитального периодов заметно небольшое локальное увеличение све-тимости северного пятна относительно общего тренда кривой блеска, свя-занное со сбросом накопленного в арке вещества на данную зону энерговы-деления. На графике темпа акреции (рис. 4.13, нижняя панель) эти пики представлены более наглядно. Поскольку светимость пятен в значительной степени зависит от величины нормальной компоненты скорости акреци-

рующего вещества (слагаемое $\mathbf{v}^2/2$ в формуле (??)) и в меньшей степени определяется его плотностью (потоком массы), кривые блеска выглядят более сглаженными по сравнению с графиком темпа аккреции. Кроме того, плавность кривых блеска определяется изменением величины угла β в (??), под которым в конкретный момент времени горячее пятно видно земному наблюдателю. В данном случае сброс накопленного вещества происходит в несколько этапов с незначительным увеличением плотности потока, при этом его скорость не претерпевает заметных колебаний, что в результате не приводит к резкому росту яркости северного пятна. По мере удаления северного полюса от внутренней точки Лагранжа светимость соответствующего пятна продолжает падать и к началу 10-го орбитального периода достигает значения, характерного для состояния аккреции вещества из общей оболочки поляра. Светимость южного пятна плавно нарастает вплоть до момента переключения, где происходит небольшой скачок.

Несмотря на качественную схожесть наблюдаемых изменений в структуре течения и в соответствующих кривых блеска при переключении с одного полюса на другой, следует отметить и значительные количественные отличия. В первую очередь, это касается светимости в режиме однополосной аккреции (первые 4 периода из каждого расчета и момент времени после завершения переключения): полная светимость системы с аккрецией на южный полюс составляет примерно 2×10^{33} эрг/сек, для аккреции на северный полюс — около 3×10^{33} эрг/сек. Это прямое отражение факта смещения диполя в системе. Еще более значимые отличия наблюдаются в моменты переключения. При переключении с южного полюса на северный (рис. 4.14) светимость северного пятна в начале 9-го периода резко возрастает до величины 2.7×10^{33} эрг/сек, а яркость южного пятна во второй половине этого периода падает до 0.2×10^{33} эрг/сек. При обратном переключении (рис. 4.15) светимость южного пятна на том же временном интервале возрастает до 2×10^{33} эрг/сек, а северного в конце этого пери-

ода снижается до 0.3×10^{33} эрг/сек. Как видно из приведенных величин, отношение светимостей пятен в первом случае равно 14, а во втором — 6, причём оно соответствует резкому изменению потоков излучения вследствие перезамыкания течения с одного полюса на другой. Для сравнения, в состоянии однополюсной аккреции максимумы потоков излучения от пятен отличаются примерно в 2–2.5 раза и это соотношение сохраняется в интервале времени между переключениями. С точки зрения земного наблюдателя момент переключения, особенно с южного полюса на северный, когда светимость системы увеличивается в 14 раз, будет выглядеть как внезапная вспышка в течение одного орбитального периода измерений.

4.5. Положения, выносимые на защиту

По результатам четвёртой главы на защиту выносится следующие положения:

- Численное моделирование показало наличие качественных изменений структуры течения в процессах переключения аккреции: увеличение сечения струи в начале магнитной части траектории и формирование арки плотного вещества во внутренней области магнитосферы белого карлика, обращённой к донору. В ходе переключения внутренний радиус арки уменьшается, что соответствует сближению горячих пятен на поверхности аккретора. Вслед за этим происходит быстрый процесс размыкания струи с предыдущим магнитным полюсом и формирование новой однополюсной аккреции.
- Карты температуры поверхности первичного компонента показывают заметный дрейф горячих пятен в процессах переключения полюсов. Смещение зон энерговыделения происходит в основном по долготе в среднем на $15\text{--}25^\circ$, при этом наблюдается их взаимное сближение при формировании арки вещества в магнитосфере белого карлика.

- Моменты переключения характеризуются накоплением вещества в магнитосфере белого карлика.
- Кривые блеска показали, что в системе со смещенным диполем существенно (примерно в 2 раза) отличаются светимости в периоды однополюсной аккреции. В моменты же переключения аккреции быстрые колебания светимости могут отличаться в 3.5 раза, в зависимости от направления процесса.

Заключение

Для исследования структуры течения в полярах использована трёхмерная численная модель, основанная на приближении модифицированной магнитной гидродинамики, которая описывает динамику плазмы в очень сильном внешнем магнитном поле с учетом турбулентности альфеновских волн при малых магнитных числах Рейнольдса. Такая модель, в отличие от ранее используемых подходов, даёт возможность в полное мере учитывать ряд динамических эффектов, связанных с наличием магнитного поля. Так как расчетная область полностью включает в себя полости Роша аккретора и донора, она позволяет сформировать естественным образом истечение из обложки донора в окрестности внутренней точки Лагранжа, а также предоставить весь необходимый материал для определения синтетических характеристик поляра. Для численного решения уравнений магнитной гидродинамики в данной работе используется разностная схема Рой–Ошера–Эйнфельдта, которая обладает гораздо более низкой численной вязкостью. Это позволяет получать решения с более высоким пространственным разрешением. Кроме того, расчётная область содержит адаптивную сетку с шагом, экспоненциально уменьшающимся к центру аккретора, что также способствует повышению разрешения схемы. Благодаря этим свойствам модели удалось подробно изучить акрецию вещества на поверхности первичного компонента, а также выявить характерные особенности геометрии течения вещества в двойной системе.

Представленная численная модель была опробована на двух типах поляров — синхронном и асинхронном.

Из наблюдений синхронного затменного поляра V808 Aur известно, что двойная система может находиться в различных состояниях активности:

высоком, среднем, низком и очень низком. Этим состояниям соответствует величина темпа массообмена от $10^{-11} M_{\odot}/\text{год}$ до $10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$. Проведённое исследование структуры течения в поляре подтвердило однозначное соответствие между состоянием поляра и значением темпа массопереноса. Кроме того, моделирование показало, что вариации темпа приводят к заметным изменениям геометрии течения: с увеличением темпа массообмена растет длина баллистической части аккреционной струи, где поток вещества контролируется в основном гравитацией и силами инерции (центробежная сила и сила Кориолиса). Это приводит к соответствующим наблюдательным проявлениям: перед затмением, на орбитальной фазе 0.85, струя закрывает область энерговыделения, что приводит к формированию провала на наблюдаемых кривых блеска. В очень низком состоянии баллистическая часть практически исчезает и динамика вещества в аккреционной струе почти полностью контролируется магнитным полем, в результате чего вещество движется вдоль магнитных силовых линий и попадает на поверхность белого карлика в районе его северного магнитного полюса.

Построенное распределение горячих пятен на поверхности аккретора в зависимости от темпа массообмена показало, что во всех случаях формируются две зоны акреции, сосредоточенные около северного (основная зона) и южного (вторичная зона) магнитных полюсов белого карлика. Южная зона акреции является гораздо менее интенсивной, поскольку формируется за счет потока вещества из околозвездной оболочки. Форма, интенсивность, а также расположение северного горячего пятна существенно зависят от темпа акреции. При переходе к высокому состоянию это пятно смещается как по долготе (на 30°), так и по широте (на 20°). Такие результаты хорошо согласуются с наблюдениями.

Кроме вариаций геометрии течения проведённые расчёты выявили ещё один эффект, обуславливающий существенные изменения яркости во вторичном минимуме на наблюдательных кривых блеска. Показано, что

данный эффект связан с прогревом оболочки донора рентгеновским излучением из зон акреции.

Для асинхронного поляра CD Ind было выполнено два типа численного расчёта при фиксированном значении темпа массообмена — с использованием стационарной и нестационарной моделей. В первом случае удалось получить общую картину структуры течения в зависимости от фазы периода биений. Учитывая схожесть условий моделирования с синхронным поляром, выявленные вариации геометрии течения оказываются обусловленными только асинхронным вращением аккретора, а не темпом массообмена. Численное моделирование показало, что зоны энерговыделения также сосредоточены около магнитных полюсов. В течение периода биений обнаружен заметный дрейф горячих пятен: основное их смещение наблюдается по долготе — в среднем на 20° , смещения по широте при этом не происходит.

Кроме того, в ходе расчетов было обнаружено, что в системе CD Ind дважды за период биений происходит переключение течения между магнитными полюсами, в течение которого резко изменяется конфигурация акреционной струи. В начале этого процесса активным является один магнитный полюс, на который идет акреция, а в его конце активным становится другой магнитный полюс. При этом из-за смещенного центра диполя относительно центра звезды, а также из-за наклона диполя относительно оси вращения этот процесс происходит несимметричным по времени образом. Для выявления динамики течения в данных процессах использовалась нестационарная модель, которая учитывает собственное вращение аккретора.

Численное моделирование выявило качественные изменения структуры течения в процессах переключения акреции. В частности, наблюдалось увеличение сечения струи в начале магнитной части траектории и формирование арки плотного вещества во внутренней области магни-

тосферы белого карлика, обращенной к донору. Образование арки происходит примерно в течение 5 орбитальных периодов. Далее ее внутренний радиус начинает уменьшаться, что соответствует сближению горячих пятен на поверхности аккретора. На 9-м орбитальном периоде происходит быстрый процесс размыкания струи с предыдущим магнитным полюсом и формирование новой однополюсной аккреции. Стоит заметить, что процессы собственно переключения имеют различную длительность: отрыв струи от южного полюса происходит за половину орбитального цикла системы, а от более сильного северного — примерно за период.

Построенные по результатам численного моделирования карты температуры поверхности первичного компонента показывают заметный дрейф горячих пятен в процессах переключения полюсов. Смещение зон энерговыделения происходит в основном по долготе в среднем на $15 - 25^\circ$, при этом наблюдается их взаимное сближение при формировании арки вещества в магнитосфере белого карлика. Из анализа рассчитанных темпов аккреции следует, что в моменты переключения в системе имеют место процессы накопления вещества в магнитосфере белого карлика. Сброс накопленной материи происходит преимущественно на более сильный северный магнитный полюс. При этом при переключении с южного полюса на северный это приводит к резкому росту светимости северного горячего пятна. Обратное переключение характеризуется многоступенчатым накоплением вещества, а его основная часть также выпадает на северное пятно перед фазой собственно переключения, однако в этом случае резких изменений светимости горячих пятен не наблюдается.

Синтетические болометрические кривые блеска показали, что в системе со смещенным диполем существенно (примерно в 2 раза) отличаются светимости в периоды однополюсной аккреции. В моменты же переключения аккреции быстрые колебания светимости могут отличаться в 3.5 раза в зависимости от направления процесса.

Полученные синтетические кривые блеска асинхронного поляра CD Ind в оптическом диапазоне с учетом всех необходимых факторов (V - фильтр, прогрев донора рентгеновским излучением из зон акреции, поглощение излучения веществом акреционной струи) вполне согласуются с наблюдаемыми кривыми.

Направлением развития исследования, проведенного в данной диссертации, может служить задача синтеза кривых блеска в УФ-диапазоне для рассмотренных полюров и сравнение их с наблюдательными данными, так как этот участок спектра сможет предоставить много новой информации о двойной системе, в частности, позволит более детально изучить процесс акреции. В данном случае наблюдательные данные могут быть получены благодаря возможностям космической обсерватории “Спектр-УФ”, запуск которой планируется в ближайшее время.

Не менее интересно изучение полюров в рентгеновском диапазоне, так как на этот участок спектра приходится основная доля излучения горячих пятен. Это означает, что получая рентгеновские кривые блеска из наблюдений, можно более подробно изучить физические процессы непосредственно в зоне акреции — в акреционной колонке, где возникает ударная волна, и более точно определить физические параметры этой области.

Для систем со смещённым диполем, подобным рассмотренной CD Ind, возможна реализация задачи определения конфигурации магнитного поля по наблюдательным кривым блеска. Так, например, по разнице светимостей северного и южного горячих пятен в моменты переключения акреции можно оценить величину смещения магнитного диполя относительно центра белого карлика. Как показано в Главе 4, именно в моменты переключения блеск двойной системы испытывает резкие колебания, что и позволяет более точно выявлять указанную зависимость.

Благодарности

Автор выражает благодарность научному руководителю Жилкину А. Г., Бисикало Д. В. за критические замечания и соавторство в написании статей, Кайгородову П. В. за техническую поддержку и помошь в работе.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта 19-52-60001.

Численные расчёты выполнялись с использованием оборудования центра коллективного пользования “Комплекс моделирования и обработки данных исследовательских установок мега-класса” НИЦ “Курчатовский институт”, <http://ckp.nrcki.ru/>, а также вычислительного кластера Межведомственного суперкомпьютерного центра РАН.

Литература

1. B. Warner, *Cataclysmic Variable Stars* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2003).
2. А.М. Черепашук, *Тесные двойные звезды*, том I и II (Москва: Физматлит, 2013).
3. S. Tapia, Bulletin of the American Astronomical Society **8**, 511 (1976).
4. А.Г. Жилкин, Д.В. Бисикало, А.А. Боярчук, Усп. физ. наук **182**, 121 (2012).
5. Д.В. Бисикало, А.Г. Жилкин, А.А. Боярчук, *Газодинамика тесных двойных звезд* (Москва: Физматлит, 2013).
6. C.G. Campbell, *Magnetohydrodynamics in binary stars* (Dordrecht: Kluwer Acad. Publishers 1997).
7. J. Patterson, Publs Astron. Soc. Pacif. **106**, 209 (1994).
8. А.Г. Жилкин, Д.В. Бисикало, П.А. Масон, Астрон.журн. **89**, 291, (2012).
9. T.R. Marsh, Monthly Notices Royal Astron. Soc. **231**, 1117 (1988).
10. H.C. Spruit, arXiv:astro-ph/9806141 (1998).
11. E.J. Kotze, S.B. Potter, V.A. McBride, Astron. Astrophys. **579**, A77 (2015).
12. E.J. Kotze, S.B. Potter, V.A. McBride, Astron. Astrophys. **595**, A47 (2016).
13. Д.А. Кононов, М.И. Агафонов, О.И. Шарова, Д.В. Бисикало, А.Г. Жилкин, М.Ю. Сидоров, Астрон. журн. **91**, 991 (2014).

14. А.Г. Жилкин, Д.В. Бисикало, Астрон. журн. **87**, 1155 (2010).
15. P. Hakala, M. Cropper, G. Ramsay, Monthly Notices Royal Astron. Soc. **334**, 990 (2002).
16. A.R. King, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. **261**, 144 (1993).
17. G.A. Wynn, A.R. King, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. **275**, 9 (1995).
18. G.A. Wynn, A.R. King, K. Horne, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. **286**, 436 (1997).
19. A.R. King, G.A. Wynn, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. **310**, 203 (1999).
20. A.J. Norton, J.A. Wynn, R.V. Somerscales, Astrophys. J. **614**, 349 (2004).
21. N.R. Ikhsanov, V.V. Neustroev, N.G. Beskrovnaia, Astron. and Astrophys. **421**, 1131 (2004).
22. A.J. Norton, O.W. Butters, T.L. Parker, G.A. Wynn, Astrophys. J. **672**, 524 (2008).
23. S.D. Drell, H.M. Foley, M.A. Ruderman, J. Geophys. Res. **70**, 3131 (1965).
24. А.В. Гуревич, А.Л. Крылов, Е.Н. Федоров, ЖЭТФ **75**, 2132 (1978).
25. Р.Р. Рафиков, А.В. Гуревич, К.П. Зыбин, ЖЭТФ **115**, 542 (1999).
26. П.Б. Исакова, Н.Р. Ихсанов, А.Г. Жилкин, Д.В. Бисикало, Н.Г. Бескровная, Астрон. журн. **93**, 474 (2016).
27. A.G. Zhilkin, D.V. Bisikalo, V.A. Ustyugov, AIP Conf. Proc. **1551**, 22 (2013).
28. А.Г. Жилкин, Д.В. Бисикало, Астрон. журн. **86**, 475 (2009).
29. A.G. Zhilkin, D.V. Bisikalo, Adv. Space Res. **45**, 437 (2010).
30. А.Г. Жилкин, Д.В. Бисикало, Астрон. журн. **87**, 913 (2010).

31. Д.В. Бисикало, А.Г. Жилкин, П.В. Кайгородов, В.А. Устюгов, М.М. Монтгомери, Астрон. журн. **90**, 366 (2013).
32. В.А. Устюгов, А.Г. Жилкин, Д.В. Бисикало, Астрон. журн. **90**, 885 (2013).
33. А.М. Фатеева, А.Г. Жилкин, Д.В. Бисикало, Астрон. журн. **92**, 977 (2015).
34. П.Б. Исакова, А.Г. Жилкин, Д.В. Бисикало, Астрон. журн. **92**, 720 (2015).
35. П.Б. Исакова, А.Г. Жилкин, Д.В. Бисикало, А.Н. Семена, М.Г. Ревнивцев, Астрон. журн. **94**, 566 (2017).
36. П.Б. Исакова, А.Г. Жилкин, Д.В. Бисикало, Астрон. журн. **95**, 519 (2018).
37. Е.П. Курбатов, А.Г. Жилкин, Д.В. Бисикало, Астрон. журн. **96**, 27 (2019).
38. Е.П. Курбатов, А.Г. Жилкин, Д.В. Бисикало, Усп. физ. наук **187**, 857 (2017).
39. M. Templeton, A. Oksanen, D. Boyd, R. Pickard, H. Maehara, CBET, No. 1652 (2009).
40. A.J. Drake, S.G. Djorgovski, A. Mahabal, et al., Astrophys. J. **696**, 870 (2009).
41. A.J. Drake, B.T. Gänsicke, S.G. Djorgovski, Monthly Notices Roy. Astron. Soc., **441** 1186 (2014).
42. E.V. Kazarovets, N.N. Samus, O.V. Durlevich, N.N. Kireeva, E.N. Pastukhova, IBVS, 6151 (2015).

43. Н.Н. Самусь , Е.В. Казаровец, О.В. Дурлевич, Н.Н. Киреева, Е.Н. Пастухова, Астрон. журн. **94**, 87 (2017).
44. Gaia Collaboration, VizieR Online Data Catalog, 1345 (2018).
45. A. D. Schwone, F. Mackebbrandt, B.D. Thinius, et al., Astronomische Nachrichten **336**, 115 (2015).
46. Н.В. Борисов, М.М. Габдеев, В.Л. Афанасьев, Астрофизический бюллетень, **71**, 101 (2016).
47. Н.В. Борисов, М.М. Габдеев, В.В. Шиманский и др., Астрофизический бюллетень, **71**, 108 (2016).
48. H. Worpel, A.D. Schwone, Astron. Astrophys. **583**, A130 (2015).
49. А.И. Колбин, Н.А. Серебрякова, М.М. Габдеев, Н.В. Борисов, Астрофизический бюллетень, **74**, 67 (2019).
50. Соболев В. В. Курс теоретической астрофизики, 3-е изд.— М.: Наука, Главная редакция физико-математической литературы, 1985, 504 с.
51. Q.-S. Wang, S.-B. Qian, Z.-T. Han, M. Zejda, E. Fernández-Lajus, L.-Y. Zhu, Research in Astronomy and Astrophysics, **18**, id.075 (2018).
52. Z.N. Khangale, S.B. Potter, E.J. Kotze, P.A. Woudt, H. Breytenbach, Astron. Astrophys., **621**, id.A31 (2019).
53. H. Breytenbach, D.A.H. Buckley, P. Hakala, et al., Monthly Notices Roy. Astron. Soc., **484** 3831 (2019).
54. N. Wells, P. Mason, American Astronomical Society, AAS Meeting No.231, id. 358.06 (2018).
55. S.H. Lubow, F.H. Shu, Astrophys. J. **198**, 383 (1975).
56. T. Tanaka, J. Comp. Phys. **111**, 381 (1994).

57. K.G. Powell, P.L. Roe, T.J. Linde, T.I. Gombosi, D.L. de Zeeuw, *J. Comp. Phys.* **154**, 284 (1999).
58. А.Г. Куликовский, Н.В. Погорелов, А.Ю. Семенов, *Математические вопросы численного решения гиперболических систем уравнений* (М.: Физматлит 2001).
59. A.V. Koldoba, M.M. Romanova, G.V. Ustyugova, R.V.E. Lovelace, *Astrophys. J.* **576**, L53 (2002).
60. M.M. Romanova, G.V. Ustyugova, A.V. Koldoba, J.V. Wick, R.V.E. Lovelace, *Astrophys. J.* **595**, 1009 (2003).
61. M.M. Romanova, G.V. Ustyugova, A.V. Koldoba, J.V. Wick, R.V.E. Lovelace, *Astrophys. J.* **610**, 920 (2004).
62. M.M. Romanova, G.V. Ustyugova, A.V. Koldoba, J.V. Wick, R.V.E. Lovelace, *Astrophys. J.* **616**, L151 (2004).
63. D.P. Cox, E. Daltabuit, *Astrophys. J.* **167**, 113 (1971).
64. A. Dalgarno, R.A. McCray, *ARA&A*, 375 (1972).
65. J.C. Raymond, D.P. Cox, B.W. Smith, *Astrophys. J.* **204**, 290 (1976).
66. Л. Спитцер, *Физические процессы в межзвездной среде* (М.: Мир 1981).
67. С. И. Брагинский, *ЖЭТФ* **37**, 1417 (1960).
68. В. Е. Захаров, *Журн. приклад. мех. тех. физ.* **1**, 14 (1965).
69. П. С. Ирошников, *Астрон. журн.* **40**, 742 (1963).
70. R. H. Kraichnan, *Phys. Fluids* **8**, 575 (1965).
71. S. Galtier, S. V. Nazarenko, A. C. Newell, A. Pouquet, *Journal of Plasma Physics* **63**, 447 (2000).

72. Д.А. Франк-Каменецкий, *Лекции по физике плазмы* (М.: Атомиздат 1968).
73. Ф. Чен, *Введение в физику плазмы* (М.: Мир 1987).
74. P. Cargo, G. Gallice, J. Comp. Phys. **136**, 446 (1997).
75. S.R. Chakravarthy, S. Osher, AIAA Papers N 85-0363 (1985).
76. A. Dedner, F. Kemm, D. Kröner, C.-D. Munz, T. Schnitzer, M. Wesenberg, J. Comp. Phys. **175**, 645 (2002).
77. P.L. Roe, Lect. Notes Phys. **141**, 354 (1980).
78. S.K. Godunov, Mat. Sb. **47**, 271 (1959).
79. M. Brio, C.C. Wu, J. Comp. Phys. **75**, 400 (1988).
80. D.S. Balsara, Astrophys. J. Supl. Ser. **116** 119 (1998).
81. B. Einfeldt, SIAM J. Numer. Anal. **25**, 294 (1988).
82. A.A. Boyarhuk, D.V. Bisikalo, O.A. Kuznetsov, V.M. Chechetkin, *Mass transfer in close binary stars* (London: Taylor & Francis 2002).
83. M.M. Romanova, G.V. Ustyugova, A.V. Koldoba, R.V.E. Lovelace, Astrophys. J. **610**, 920 (2004).
-
84. B. Warner, *Cataclysmic Variable Stars* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2003).
85. А.М. Черепашук, *Тесные двойные звезды*, том I и II (Москва: Физматлит, 2013).
86. S. Tapia, Bulletin of the American Astronomical Society **8**, 511 (1976).

87. А.Г. Жилкин, Д.В. Бисикало, А.А. Боярчук, Усп. физ. наук **182**, 121 (2012).
88. Д.В. Бисикало, А.Г. Жилкин, А.А. Боярчук, *Газодинамика тесных двойных звезд* (Москва: Физматлит, 2013).
89. C.G. Campbell, *Magnetohydrodynamics in binary stars* (Dordrecht: Kluwer Acad. Publishers, 1997).
90. C.G. Campbell, A.D. Schwope, Astron. Astrophys., **343**, 132–136 (1999).
91. J. Patterson, Publ. Astron. Soc. Pacific **106**, 209 (1994).
92. А.Г. Жилкин, Д.В. Бисикало, П.А. Масон, Астрон. журн. **89**(4), 291 (2012).
93. S. Vennes, D.T. Wickramasinghe, J.R. Thorstensen, D.J. Christian, M.J. Bessell, AJ, **112**, 2254, 1996.
94. A. Schwope, D.H. Buckley, D. O'Donoghue, G. Hasinger, J. Trümper, W. Voges, Astron. Astrophys., **326**, 195, 1997.
95. G. Ramsay, D.H. Buckley, M. Cropper, M.K. Harrop-Allin, MNRAS, **303**, 96, 1999.
96. G. Ramsay, D.H. Buckley, M. Cropper, M.K. Harrop-Allin, S. Potter, MNRAS, **316**, 225, 2000.
97. Myers G., et al., PASP, **129**, 4204, 2017.
98. P. Hakala, G. Ramsay, S. B. Potter, A. Beardmore, D. H. Buckley, G. Wynn, MNRAS **486**, 2549 (2019).
99. A.R. King, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. **261**, 144 (1993).
100. G.A. Wynn, A.R. King, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. **275**, 9 (1995).

101. G.A. Wynn, A.R. King, K. Horne, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. **286**, 436 (1997).
102. A.R. King, G.A. Wynn, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. **310**, 203 (1999).
103. A.J. Norton, J.A. Wynn, R.V. Somerscales, Astrophys. J. **614**, 349 (2004).
104. N.R. Ikhsanov, V.V. Neustroev, N.G. Beskrovnyaya, Astron. and Astrophys. **421**, 1131 (2004).
105. A.J. Norton, O.W. Butters, T.L. Parker, G.A. Wynn, Astrophys. J. **672**, 524 (2008).
106. Ю. В. Глаголевский, Астрофизический бюллетень, Том 66, **2**, 158, (2011).
107. Е.С. Беленькая, Усп. физ. наук **179**, 809 (2009).
108. K.M. Moore, R.K. Yadav, L. Kulowski, et al., Nature, 561, 76 (2018).
109. А.Г. Жилкин, Математическое моделирование, **22**, N1, 110-124 (2010).
110. Е.П. Курбатов, А.Г. Жилкин, Д.В. Бисикало, Усп. физ. наук **187**, 857 (2017).
111. А. Г. Жилкин, Д. В. Бисикало, Астрон. журн. **87**(12), 1155 (2010).
112. А.Г. Жилкин, Д.В. Бисикало, Астрон. журн. **86**, 475 (2009).
113. A.G. Zhilkin, D.V. Bisikalo, Adv. Space Res. **45**, 437 (2010).
114. А.Г. Жилкин, Д.В. Бисикало, Астрон. журн. **87**, 913 (2010).
115. Д.В. Бисикало, А.Г. Жилкин, П.В. Кайгородов, В.А. Устюгов, М.М. Монтгомери, Астрон. журн. **90**, 366 (2013).
116. В.А. Устюгов, А.Г. Жилкин, Д.В. Бисикало, Астрон. журн. **90**, 885 (2013).

117. А.М. Фатеева, А.Г. Жилкин, Д.В. Бисикало, Астрон. журн. **92**, 977 (2015).
118. П.Б. Исакова, А.Г. Жилкин, Д.В. Бисикало, Астрон. журн. **92**, 720 (2015).
119. П.Б. Исакова, Н.Р. Ихсанов, А.Г. Жилкин, Д.В. Бисикало, Н.Г. Бескровная, Астрон. журн. **93**, 474 (2016).
120. П.Б. Исакова, А.Г. Жилкин, Д.В. Бисикало, А.Н. Семена, М.Г. Ревинцев, Астрон. журн. **94**, 566 (2017).
121. Е.П. Курбатов, А.Г. Жилкин, Д.В. Бисикало, Астрон. журн. **96**, 27 (2019).
122. А.Г. Жилкин, А.В. Соболев, Д.В. Бисикало, М.М. Габдеев, Астрон. журн. **96** N9, 748 (2019).
123. T. Tanaka, J. Comp. Phys. **111**, 381 (1994).
124. K.G. Powell, P.L. Roe, T.J. Linde, T.I. Gombosi, D.L. de Zeeuw, J. Comp. Phys. **154**, 284 (1999).
125. А.Г. Куликовский, Н.В. Погорелов, А.Ю. Семенов, *Математические вопросы численного решения гиперболических систем уравнений* (М.: Физматлит, 2001).
126. A.V. Koldoba, M.M. Romanova, G.V. Ustyugova, R.V.E. Lovelace, Astrophys. J. **576**, L53 (2002).
127. M.M. Romanova, G.V. Ustyugova, A.V. Koldoba, J.V. Wick, R.V.E. Lovelace, Astrophys. J. **595**, 1009 (2003).
128. M.M. Romanova, G.V. Ustyugova, A.V. Koldoba, J.V. Wick, R.V.E. Lovelace, Astrophys. J. **610**, 920 (2004).

129. M.M. Romanova, G.V. Ustyugova, A.V. Koldoba, J.V. Wick, R.V.E. Lovelace, *Astrophys. J.* **616**, L151 (2004).
130. D.P. Cox, E. Daltabuit, *Astrophys. J.* **167**, 113 (1971).
131. A. Dalgarno, R.A. McCray, *ARA&A*, 375 (1972).
132. J.C. Raymond, D.P. Cox, B.W. Smith, *Astrophys. J.* **204**, 290 (1976).
133. Л. Спитцер, *Физические процессы в межзвездной среде* (М.: Мир, 1981).
134. С.И. Брагинский, *ЖЭТФ* **37**, 1417 (1960).
135. S. Galtier, S.V. Nazarenko, A.C. Newell, A. Pouquet, *Journal of Plasma Physics* **63**, 447 (2000).
136. В.Е. Захаров, *Журн. приклад. мех. тех. физ.* **1**, 14 (1965).
137. П.С. Ирошников, *Астрон. журн.* **40**, 742 (1963).
138. R.H. Kraichnan, *Phys. Fluids* **8**, 575 (1965).
139. S.D. Drell, H.M. Foley, M.A. Ruderman, *J. Geophys. Res.* **70**, 3131 (1965).
140. А.В. Гуревич, А.Л. Крылов, Е.Н. Федоров, *ЖЭТФ* **75**, 2132 (1978).
141. Р.Р. Рафиков, А.В. Гуревич, К.П. Зыбин, *ЖЭТФ* **115**, 542 (1999).
142. Д.А. Франк-Каменецкий, *Лекции по физике плазмы* (М.: Атомиздат, 1968).
143. Ф. Чен, *Введение в физику плазмы* (М.: Мир, 1987).
144. A.G. Zhilkin, D.V. Bisikalo, V.A. Ustyugov, *AIP Conf. Proc.* **1551**, 22 (2013).
145. S.H. Lubow, F.H. Shu, *Astrophys. J.* **198**, 383 (1975).

146. А. В. Соболев, А. Г. Жилкин, Д.В. Бисикало, Научные труды ИНА-САН, Том 3, 231, (Москва, Янус-К, 2019).
147. B.B. Соболев, *Kурс теоретической астрофизики* (М.: Наука, 1985).
148. G.R. Ricker, Winn J.N., Vanderspek R., et al., JATIS **1**, id. 014003 (2015).
149. А.А. Боярчук, Б.М. Шустов, И.С. Саванов и др., Астрон. журн. **93**, 3 (2016).
-
150. S. Vennes, D.T. Wickramasinghe, J.R. Thorstensen, D.J. Christian, M.J. Bessell, AJ, **112**, 2254, 1996.
151. A. Schwope, D.H. Buckley, D. O'Donoghue, G. Hasinger, J. Trümper, W. Voges, Astron. Astrophys., **326**, 195, 1997.
152. G. Ramsay, D.H. Buckley, M. Cropper, M.K. Harrop-Allin, MNRAS, **303**, 96, 1999.
153. G. Ramsay, D.H. Buckley, M. Cropper, M.K. Harrop-Allin, S. Potter, MNRAS, **316**, 225, 2000.
154. Myers G., et al., PASP, **129**, 4204, 2017.
155. A.R. King, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. **261**, 144 (1993).
156. G.A. Wynn, A.R. King, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. **275**, 9 (1995).
157. G.A. Wynn, A.R. King, K. Horne, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. **286**, 436 (1997).
158. A.R. King, G.A. Wynn, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. **310**, 203 (1999).
159. A.J. Norton, J.A. Wynn, R.V. Somerscales, Astrophys. J. **614**, 349 (2004).

160. N.R. Ikhsanov, V.V. Neustroev, N.G. Beskrovnaia, Astron. and Astrophys. **421**, 1131 (2004).
161. A.J. Norton, O.W. Butters, T.L. Parker, G.A. Wynn, Astrophys. J. **672**, 524 (2008).
162. P. Hakala, G. Ramsay, S. B. Potter, A. Beardmore, D. H. Buckley, G. Wynn, MNRAS **486**, 2549 (2019).
163. A. V. Sobolev, A. G. Zhilkin, D. V. Bisikalo, D. A. H. Buckley, Astronomy Reports. **64**, 467 (2020).
164. А.Г. Жилкин, Д.В. Бисикало, А.А. Боярчук, Усп. физ. наук **182**, 121 (2012).
165. Д.В. Бисикало, А.Г. Жилкин, А.А. Боярчук, *Газодинамика тесных двойных звезд* (Москва: Физматлит, 2013).
166. А. Г. Жилкин, Д. В. Бисикало, Астрон. журн. 87(12), 1155 (2010).
167. А.Г. Жилкин, Д.В. Бисикало, П.А. Масон, Астрон. журн. **89**(4), 291 (2012).
168. А.Г. Жилкин, Д.В. Бисикало, Астрон. журн. **86**, 475 (2009).
169. A.G. Zhilkin, D.V. Bisikalo, Adv. Space Res. **45**, 437 (2010).
170. А.Г. Жилкин, Д.В. Бисикало, Астрон. журн. **87**, 913 (2010).
171. Д.В. Бисикало, А.Г. Жилкин, П.В. Кайгородов, В.А. Устюгов, М.М. Монтгомери, Астрон. журн. **90**, 366 (2013).
172. В.А. Устюгов, А.Г. Жилкин, Д.В. Бисикало, Астрон. журн. **90**, 885 (2013).
173. А.М. Фатеева, А.Г. Жилкин, Д.В. Бисикало, Астрон. журн. **92**, 977 (2015).

174. П.Б. Исакова, А.Г. Жилкин, Д.В. Бисикало, Астрон. журн. **92**, 720 (2015).
175. П.Б. Исакова, Н.Р. Ихсанов, А.Г. Жилкин, Д.В. Бисикало, Н.Г. Бескровная, Астрон. журн. **93**, 474 (2016).
176. П.Б. Исакова, А.Г. Жилкин, Д.В. Бисикало, А.Н. Семена, М.Г. Ревнивцев, Астрон. журн. **94**, 566 (2017).
177. Е.П. Курбатов, А.Г. Жилкин, Д.В. Бисикало, Астрон. журн. **96**, 27 (2019).
178. А.Г. Жилкин, А.В. Соболев, Д.В. Бисикало, М.М. Габдеев, Астрон. журн. **96** N9, 748 (2019).
179. M.M. Romanova, G.V. Ustyugova, A.V. Koldoba, J.V. Wick, R.V.E. Lovelace, *Astrophys. J.* **610**, 920 (2004).
180. G.R. Ricker, Winn J.N., Vanderspek R., et al., *JATIS* **1**, id. 014003 (2015).