

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ М.В. ЛОМОНОСОВА

Государственный астрономический институт имени П. К. Штернберга

На правах рукописи

УДК 524.387

Петров Владислав Сергеевич

**ПАРАМЕТРЫ РЕНТГЕНОВСКИХ ДВОЙНЫХ
СИСТЕМ С УЧЕТОМ ЭФФЕКТОВ ВЗАИМНОЙ
БЛИЗОСТИ КОМПОНЕНТОВ**

Специальность 01.03.02 - астрофизика и звёздная астрономия

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель -
доктор физико-математических наук,
академик РАН А.М. Черепашук

Москва 2016

Содержание

Введение	3
Глава 1. Учет влияния эффектов взаимной близости на кривую лучевых скоростей	19
Модель двойной системы	19
К-поправки для кривых лучевых скоростей массивных рентгеновских двойных систем с незначительным рентгеновским прогревом.	22
К-поправки к полуамплитуде кривой лучевых скоростей для маломассивных рентгеновских двойных систем с рентгеновским прогревом	32
Глава 2. Оценка точности методов определения вращательного уширения абсорбционных линий в спектрах оптических звезд маломассивных рентгеновских двойных систем	36
Методика определения отношения масс в рентгеновской двойной системе по вращательному уширению линий	36
Аппроксимация приливно-деформированной фигуры звезды в модели Роша равнообъемной сферой	38
Аппроксимация фигуры звезды плоским диском в модели классического вращательного уширения линий	48
Вращательное уширение абсорбционных линий с учетом рентгеновского прогрева	56
Глава 3. Массы нейтронных звезд и черных дыр в рентгеновских двойных системах с ОВ сверхгигантами	67
К-поправки для кривых лучевых скоростей массивных рентгеновских пульсарах с ОВ сверхгигантами	67
К-поправки для массивных рентгеновских двойных систем с черными дырами: система Cyg X-1	73
Избытки светимости ОВ звезд в массивных рентгеновских двойных системах	76
Глава 4. Массы черных дыр и оптических компонентов в маломассивных рентгеновских двойных системах	82

Наблюдаемые параметры маломассивных рентгеновских двойных систем с черными дырами	82
Распределение масс черных дыр. Учет эффектов взаимной близости компонентов.	85
Распределение масс оптических звезд. Учет эффектов взаимной близости компонентов	87
Избытки светимости оптических компонентов рентгеновских новых	90
Эволюционные аспекты	93
Глава 5. Оценка параметров распределения масс звездных черных дыр и проверка устойчивости этого распределения	95
Модель распределения масс черных дыр в рентгеновских двойных системах	95
Непараметрические методы анализа распределение масс	101
Генетический алгоритм	102
Параметры распределения	105
Устойчивость параметров распределения	108
Заключение	111
Приложение. Таблицы К-поправок для рентгеновских двойных систем с ОВ сверхгигантами	116
Литература	123

Введение

Рентгеновские двойные системы - это самые разнообразные и изменчивые объекты, известные астрономам. Точное определение масс компактных объектов в рентгеновских двойных системах до сих пор остается одной из актуальных задач современной астрофизики.

Верхняя граница масс нейтронных звезд на сегодняшний день надежно определена и составляет $\sim 3 M_{\odot}$ (см., например, [1]). Бэйлин и др. [2] и Черепашук [3] показали, что распределение масс черных дыр для семи маломассивных рентгеновских двойных систем достигает максимума вблизи $7 M_{\odot}$. Интервал масс между $3 M_{\odot}$ и $7 M_{\odot}$ в получившемся бимодальном распределении стали называть “провалом масс”. Этот эффект был подробно исследован Озелом и др. [4], а также Фарром и др. [5]. В этих работах авторы, стараясь использовать максимально доступный объем выборки, увеличили число исследуемых систем до 20 и смоделировали распределение масс черных дыр методом Монте-Карло. Используя байесовский подход для определения параметров распределения масс компактных объектов, авторы подтвердили статистическую значимость “провала масс” на уровне значимости 10% [5]. Для интерпретации этого феномена было предложено несколько теорий эволюции рентгеновских двойных систем (см. [6, 7, 8]) или модифицированных моделей взрыва сверхновых [9]. Крейдберг и др. [10] показали, что “провал масс” может быть просто результатом систематических ошибок при определении углов наклона орбит рентгеновских двойных систем и следовательно, масс черных дыр. Отметим также, что число массивных звезд в Галактике возрастает с уменьшением массы как M^{-5} . В то же время спектр масс черных дыр, рассчитанный в модели оптического спутника как сферической звезды [5, 11] практически не возрастает с уменьшением массы черной дыры.

Результаты современного моделирования популяций маломассивных рентгеновских двойных систем с черными дырами в стандартных предположениях имеют сильное расхождение с наблюдаемыми данными [12]. Помимо наличия “провала масс” и плоского спектра масс самих черных дыр [4, 5, 11] наблюдается несоответствие между моделируемым и наблюдаемым распределениями масс оптических компонентов. В недавней работе [13] механизмы эволюции маломассивных рентгеновских двойных систем с черными дырами исследованы более детально. Авторам [13] удалось показать, что при учете тепловой энергии общей оболочки

маломассивную рентгеновскую двойную систему с разумными параметрами можно сформировать в рамках стандартного сценария эволюции с общей оболочкой. Черные дыры в таких системах должны формироваться из не очень массивных звезд ($M < 28M_{\odot}$) в результате “тихого” коллапса гелиевых или углеродно-кислородных ядер звезд без феномена взрыва сверхновой и сброса оболочки (“failed supernovae”). Однако из наблюдений следует (см. например [14]), что, как минимум, у двух маломассивных рентгеновских двойных систем (GRO J1655-40 и SAX J1819.3-2525) черные дыры образовались в результате “громкого” коллапса, сопровождающегося взрывом сверхновой и сбросом оболочки. В результате этого взрыва атмосфера маломассивного спутника оказалась обогащенной α -элементами (O, Si, Mg и др.), которые не могли быть синтезированы в недрах маломассивной звезды.

Интенсивный звездный ветер от массивной звезды-прародителя черной дыры (см., например, [15]) приводит к значительному увеличению расстояния между компонентами. Между тем, в маломассивных рентгеновских двойных системах начальное расстояние между компонентами должно быть мало (не более $10 R_{\odot}$). Это необходимое условие для того, чтобы полость Роша маломассивной звезды-спутника могла достигнуть поверхности оптической звезды за счет потери орбитального углового момента. Маломассивная звезда в рентгеновской двойной системе может терять угловой момент из-за магнитного звездного ветра, гравитационного излучения и приливного взаимодействия, стимулирующего выброс массы за пределы двойной системы. Считается, что стадия общей оболочки может обеспечить наиболее простой и эффективный механизм уменьшения расстояния между компонентами [16]. В этом случае массивная звезда (будущая черная дыра) переполняет критическую полость Роша, и ее оболочка охватывает всю систему. Расчет такого сценария показывает, что наиболее вероятным оптическим компонентом в рентгеновской двойной системе с черной дырой является звезда с массой около $1 M_{\odot}$ [13]. Энергия орбитального обращения у звезд меньших масс недостаточна для того, чтобы рассеять общую оболочку и обнажить тесную двойную систему. В то же время анализ наблюдений в модели оптической звезды как равнообъемной сферы, показывает, что массы оптических компонентов рентгеновских новых с черными дырами в среднем близки к значению $0.6 M_{\odot}$.

Таким образом, несмотря на то что современная астрономическая техника позволяет получать оптические спектры и кривые лучевых ско-

ростей с высокой точностью, правильная интерпретация этих данных до сих пор остается трудной задачей. Наблюдаемые профили линий поглощения оптической звезды и кривые лучевых скоростей имеют систематические искажения за счет приливного взаимодействия, рентгеновского прогрева, гравитационного потемнения и т.д. Однако, часто наблюдаемую кривую лучевых скоростей анализируют в модели двух точечных масс, когда профиль линии постоянен по диску звезды, а форма кривой лучевых скоростей не зависит от эффектов близости компонентов.

Впервые вопрос о влиянии несферичности звезды в двойной системе на кривую лучевых скоростей был рассмотрен Стерном [17] еще в 1941 году. Автор исследовал приливную деформацию звезды в спектроскопических двойных системах как источник ложных эксцентриситетов. В этой работе было получено аналитическое выражение для поправки к лучевой скорости в случае деформированной звезды. Звезда рассматривалась как эллипсоид вращения с гравитационным потемнением. Позднее аналитические формулы для поправок к лучевым скоростям вывели Копал и Китамура [18, 19, 20]. Хатчингс [21] впервые учёл влияние приливной деформации звезды при расчете методами синтеза профилей линий и кривых лучевых скоростей звезд. Рассматривались сферическая звезда и звезда в модели Роша. В качестве локальных профилей элементарных площадок были взяты либо теоретические профили в простейшем виде (профили Гаусса), либо наблюдаемые профили из библиотеки стандартных профилей, без учета вращения звезд. Этот метод был применен к нескольким массивным рентгеновским двойным системам и позволил оценить их параметры. Вилсон и София [22] предложили способ прямого вычисления кривых лучевых скоростей методом синтеза (аналогично методу Вилсона и Девиня [23]). Звезда рассматривалась в модели Роша. Средняя эффективная скорость видимого диска звезды относительно ее центра масс вычислялась по формуле:

$$\Delta V = \frac{\int v F dS}{\int F dS} \quad (1)$$

где F - поток излучения от элементарной площадки в направлении наблюдателя, v - лучевая скорость площадки относительно центра масс звезды, dS - площадь элемента поверхности. Авторы отметили, что сильные отклонения от модели материальных точек возникают при максимальном заполнении звездой своей полости Роша и при экстремально малых значениях отношения масс q в системе (звезда имеет значительно

большую массу, чем компактный объект). Оба признака характерны для массивных рентгеновских двойных систем с нейтронными звездами. Антохина и Черепашук [24] предложили алгоритм вычисления профилей линий и кривых лучевых скоростей приливно-деформированных звезд в тесных двойных системах (ТДС) методом синтеза. Звезды рассматривались в модели Роша, орбиты могут быть круговыми или эллиптическими. В качестве локальных профилей линий элементарных площадок использовались приведенные в работе Куруца [25] теоретические профили водородных линий для различных значений эффективных температур и ускорений силы тяжести. С использованием этого алгоритма Антохина и Черепашук [26] выполнили модельные расчеты профилей линий звезд в ТДС и сделали заключение о возможности независимого определения значений отношения масс q и угла наклона орбиты i по вариациям профилей линий звезд в течение орбитального периода. Аналогичный метод определения q и i был независимо предложен Шабазом [27]. С вычислительным алгоритмом Антохиной и Черепашука [24] Абубекеров и др. [28] выполнили оценку наклона орбиты рентгеновской двойной системы Cyg X-1 по высокоточной наблюдаемой кривой лучевых скоростей без привлечения информации о кривой блеска. Позднее Антохина и др. [29] усовершенствовали алгоритм синтеза профилей линий и кривых лучевых скоростей звезд в рентгеновских ТДС. Основное отличие от предыдущей версии алгоритма [24] состоит в способе вычисления профилей линий локальных площадок и учете рентгеновского прогрева. Оптическая звезда рассматривается в модели Роша. Прогрев поверхности звезды падающим рентгеновским излучением от релятивистского объекта и вычисление выходящего излучения осуществляется путем решения уравнения переноса в данной точке атмосферы звезды. Новый алгоритм [29] позволяет более корректно учитывать рентгеновский прогрев звезды спутником и интерпретировать спектроскопические наблюдения ТДС. С использованием алгоритмов [24, 29] Абубекеровым и др. [30, 31, 32, 33, 34, 35] выполнен ряд работ по анализу кривых лучевых скоростей звезд в массивных и маломассивных рентгеновских двойных системах и уточнены массы звезд и компактных объектов.

Перечисленные выше методы позволяют напрямую вычислять профили линий и кривые лучевых скоростей звезд в ТДС в рамках сложных моделей. Однако часто кривые лучевых скоростей интерпретируют в модели двух материальных точек. Вэйд и Хорн [36] ввели понятие К-поправки, как поправки, связанной с различием между лучевыми ско-

ростями центра масс звезды и “эффективного центра” области формирования спектральных линий. Такой метод позволяет в первом приближении учесть эффекты близости компонентов без прямого вычисления кривых лучевых скоростей в сложных моделях (например, в модели Роша, модели быстро вращающейся звезды и пр.). Рассчитанные таблицы К-поправок дают возможность корректировать полуамплитуды кривых лучевых скоростей звезд рассчитанных в модели материальных точек. К-поправки часто используются для коррекции полуамплитуды кривых лучевых скоростей оптических звезд в маломассивных рентгеновских двойных системах. В этих системах из-за доминирующего вклада аккреционного диска в общую светимость системы линии оптического компонента очень слабы, а область формирования линий на оптической звезде может быть смещена. Так Хесман и др. [37] указали на систематические расхождения между значениями полуамплитуды кривой лучевых скоростей оптической звезды позднего спектрального класса катаклизмической переменной SS Cyg во время вспышки и в спокойном состоянии. Авторы интерпретировали эту особенность как результат прогрева поверхности звезды излучением аккреционного диска, что приводит к смещению области формирования абсорбционных линий. В рамках модели, учитывающей геометрию и кинематику аккреционного диска, Буерманн и Томас [38] вычислили значения К-поправок для нормальной звезды системы IX Velogum при двух различных углах раскрытия аккреционного диска и нескольких углах наклона плоскости орбиты. Наиболее полное на сегодняшний день исследование К-поправок к кривым лучевых скоростей звезд в маломассивных рентгеновских системах провели Мунос-Дариос и др. [39]. Авторы выделели из спектра системы X1822-371 (V691 CrA) боуэновские эмиссионные линии вторичной эмиссии с поверхности оптической звезды [40], что позволило построить кривую лучевых скоростей для оптической звезды. В своей работе они привели таблицы К-поправок для различных значений отношения масс компонентов и угла раствора аккреционного диска.

Для определения отношения масс q в маломассивных рентгеновских двойных системах часто используют информацию о вращательном уширении абсорбционных линий в спектре звезды позднего спектрального класса. Эффекты взаимодействия компонентов ТДС также могут вызывать орбитальную переменность профилей линий поглощения оптической звезды.

Вопрос о систематических погрешностях при определении отношения

масс q по вращательному уширению линий звезды в конкретных маломассивных рентгеновских системах с черными дырами исследовали в своих работах Марш и др. [41] (для A0620-00) и Шабаз [42] (для Nova Sco 1994). Марш и др. [41] показали, что при определении отношения масс q для рентгеновской двойной системы A0620-00 по вращательному уширению линий погрешности аппроксимации приливно-деформированной звезды равнообъемной сферой не превышают 5%. Оптическая звезда в рентгеновской двойной системе A0620-00 рассматривалась авторами [41] в модели Роша. Однако модельные профили линий вычислялись без решения уравнений переноса в атмосфере звезды, что, по признанию самих авторов [41], было существенным недостатком.

Шабаз [42] предложил модель для определения отношения масс в маломассивных ТДС методом аппроксимации наблюдаемого спектра оптической звезды синтетическим спектром и выполнил оценку отношения масс компонентов для Nova Sco 1994 (звезда в системе имеет спектральный класс F). Оптическая звезда рассматривалась в модели Роша, параметры модели варьировались в заданном диапазоне. Для вычисления синтетических спектров в диапазоне 6300-6800 Å автор использовал расчеты моделей атмосфер NextGen для холодных звезд, затем в спектры было внесено межзвездное покраснение. Синтетические спектры вычислялись для одной фазы орбитального периода $\phi = 0.35$. Далее рассчитанные спектры уширялись вращением, и методом кросс-корреляции с наблюдаемым спектром определялась скорость вращения звезды. Автор отмечает, что метод прямого вычисления спектра и определения скорости вращения звезды имеет преимущества по сравнению с моделью классического вращательного уширения (звезда аппроксимируется плоским круглым диском с постоянным локальным профилем и линейным законом потемнения диска к краю)[43], так как не требуется информация о законе потемнения к краю и устраняются неопределенности, связанные с этим. Автор [42] отмечает, что выполненное определение отношения масс для Nova Sco 1994 $1/q = M_v/M_x = 0.419 \pm 0.028$ является наиболее точным определением отношения масс в рентгеновских двойных системах. Для сравнительного анализа было также выполнено определение отношения масс стандартным методом классического вращательного уширения. Были получены оценки отношения масс для двух различных значений линейного коэффициента потемнения к краю: $1/q = M_v/M_x = 0.385(u = 0)$ и $1/q = M_v/M_x = 0.427(u = 0.52)$. Расчеты для двух различных значений коэффициентов потемнения к краю были

сделаны в качестве эксперимента, так как ранее в работе [43] было отмечено, что абсорбционные линии звезд раннего типа имеют коэффициент потемнения диска к краю, соответствующий ядру линии много меньше, чем значение для континуума, и для звезд поздних спектральных типов предположение о равенстве коэффициентов потемнения к краю в линии и континууме также выглядит сомнительным.

Таким образом, в работе [42] было получено, что значение отношения масс, найденное точным методом синтетического спектра, лежит между двумя значениями q , определенными методом классического вращательного уширения для различных коэффициентов потемнения диска к краю. Автор заключает, что определение отношения масс надежнее проводить в точной геометрической модели методом синтетического спектра. Использование различных значений линейного коэффициента потемнения диска к краю для континуума при определении отношения масс в модели классического вращательного уширения приводит как к недооценке, так и переоценке отношения масс [42].

В работе Антохиной и Черепашука [26] также было исследовано влияние учета эффекта приливно-вращательной деформации формы звезды при определении отношения масс компонентов рентгеновской двойной системы традиционным методом на основе вращательного уширения линий поглощения в спектре звезды. При заданных параметрах ТДС для звезды, заполняющей полость Роша, были вычислены модельные профили линии H_γ с использованием затабулированных профилей бальмеровских линий Куруца (подробнее см. [24]). Расчеты были сделаны для различных фаз орбитального периода и различных углов наклона орбиты. Для вычисленных модельных профилей были найдены значения $V_{rot} \sin i$ для соответствующей равнообъемной сферы, и по формуле Вэйда-Хорна (см. ниже) определены значения q . Было показано, что точность определения отношения масс варьируется для различных фаз орбитального периода. Результаты по среднему за период профилю ближе всего к реальному q , но и они могут отличаться от заданного q на величину $\sim 10\%$. Тестовые расчеты для различных параметров модели показали, что различие между заданным отношением масс и определенным по среднему за орбитальный период профилю может быть порядка 5–20 %, но $q = M_x/M_v$ всегда недооценивается.

При наличии рентгеновского прогрева в ТДС профили абсорбционных линий звезды могут изменяться. В работе Антохиной и др. [29] исследовано, насколько сильно может искажаться профиль линии поглощения

при прогреве части поверхности звезды рентгеновским излучением компактного объекта. Авторы разработали программный код для прямых расчетов методом синтеза профилей линий и кривых лучевых скоростей звезд в рентгеновских ТДС с учетом эффектов близости компонентов. Локальные профили элементарных площадок на звезде вычислялись путем построения моделей атмосфер с учетом падающего рентгеновского потока. Для широкого диапазона параметров ТДС были выполнены численные расчеты профилей линии поглощения CaI 6439 Å и кривых лучевых скоростей звезды. Было показано, что при значительном рентгеновском прогреве у линий поглощения может появляться эмиссионный компонент, интенсивность которого меняется с фазой орбитального периода. Таким образом, форма профилей и их эквивалентные ширины могут претерпевать существенные изменения в течение движения звезды по орбите [29].

Программный код [29] позволяет рассчитать теоретические профили линий поглощения в спектре оптической звезды для разных фаз орбитального периода и для разных аппаратных функций (см. например [45]). Сравнение таких теоретических профилей, свернутых с аппаратной функцией спектрографа, и наблюдаемых профилей позволяет определить точное значение q для маломассивных рентгеновских двойных систем. Однако, для этого необходимо получать спектры индивидуальных линий с крайне высоким отношением “сигнал-шум” ($S/N > 150$). Если маломассивная рентгеновская двойная система находится в спокойном состоянии, то оптическая звезда в ней очень слаба ($V \simeq 19^m - 25^m$). Поэтому даже на крупных телескопах не удастся надежно измерять профили индивидуальных линий в спектрах оптических компонентов рентгеновских двойных систем при умеренном спектральном разрешении ($R \simeq 5000$). Чтобы получить для таких спектров достаточное отношение “сигнал-шум” ($S/N > 10$) проводится усреднение профилей каждой линии по фазам орбитального периода. Если исследуемая система имеет орбитальный период порядка нескольких часов (такой период имеют многие маломассивные рентгеновские системы с черными дырами), то за время экспозиции становится существенным орбитальное доплеровское смещение линии в спектре оптической звезды. Таким образом, доплеровское смещение за время экспозиции приводит к “размазыванию” профилей линий. Такое “размазывание” вынуждает исследователей применять не точные, а приближенные методы определения отношения масс q по вращательному уширению линий в спектрах оп-

тических звезд. Наиболее широко распространен приближенный метод основанный на применении модели классического вращательного уширения линий, когда звезда аппроксимируется плоским круглым диском с постоянным локальным профилем линии и линейным потемнением к краю (см. например, [41, 46]).

Цель диссертации. Целью работы являлось:

1. Построение таблиц К-поправок на основе прямых расчетов теоретических кривых лучевых скоростей звезд в рамках реалистической модели приливно-деформированной звезды для диапазона параметров, характерных для массивных рентгеновских двойных систем с незначительным рентгеновским прогревом и маломассивных рентгеновских двойных систем с сильным рентгеновским прогревом. Использование таблиц К-поправок позволит учитывать для полуамплитуды кривой лучевых скоростей систематические искажения за счет приливного взаимодействия компонентов двойной системы, рентгеновского прогрева, гравитационного потемнения и т.д. без прямого расчета кривых лучевых скоростей звезд в ТДС в рамках сложных моделей.

3. Исследования влияния замены реальной приливно-деформированной формы звезды равнообъемной сферой или диском с постоянным локальным профилем и линейным законом потемнения к краю на определение отношения масс q . Получение аппроксимирующих формул, которые связывают поправки Δq с приближенными значениями отношений масс q .

2. Получение аппроксимирующих формул, которые связывают величину вращательного уширения линий поглощения в спектре оптической звезды с величиной отношения масс $q = M_x/M_v$ при различной мощности рентгеновского прогрева k_x на основании точных расчетов профиля линии Ca I $\lambda 6439 \text{ \AA}$ в спектре оптической звезды маломассивной рентгеновской двойной системы. Отработка методики определения отношения масс $q = M_x/M_v$ в двойной системе с учетом приливно-вращательной деформации фигуры звезды по аппроксимирующим формулам.

3. Построение таблиц К-поправок для оптических звезд и соответствующая переоценка масс компактных объектов в массивных рентгеновских двойных системах Cen X-3, LMC X-4, SMC X-1, Vela X-1, 4U 1538-52.

4. Уточнение оценки масс оптических компонентов и черных дыр в 9 рентгеновских новых с черными дырам по приведенной методике. Моделирование нового общего распределения масс оптических компонентов и черных дыр в этих системах. Использование методов непараметрической

статистики для определения параметров полученного распределения.

Краткое содержание диссертации. В первой главе работы содержится описание алгоритма построения теоретических кривых лучевых скоростей в модели Роша на основании синтеза профиля линии поглощения. Вычисление теоретических профилей абсорбционных линий и кривых лучевых скоростей оптических звезд в рентгеновских двойных системах выполнено с использованием двух алгоритмов. В Алгоритме I профиль абсорбционной линии и его эквивалентная ширина для каждой видимой площадки с температурой T_{loc} и локальным ускорением силы тяжести g_{loc} вычисляется по таблицам Куруца. В Алгоритме II [29] локальный профиль линии для элементарной площадки вычисляется путем построения модели атмосферы в данной точке поверхности звезды. Спектр внешнего излучения компактного источника задается на основе данных рентгеновских наблюдений или модельной функцией. Приведена методика построения К-поправок, как отношение полуамплитуды кривой лучевых скоростей звезды в модели Роша к полуамплитуде кривой лучевых скоростей центра масс звезды. Построены таблицы К-поправок для массивных рентгеновских двойных систем с незначительным рентгеновским прогревом, для маломассивных рентгеновских двойных систем с сильным рентгеновским прогревом.

Во второй главе диссертации рассмотрены два приближения часто используемые для замены приливно-деформированной звезды в модели Роша. Показано, что при аппроксимации звезды равнообъемной сферой происходит незначительная переоценка экваториальной скорости вращения $V_{rot} \sin i$ и, как следствие, незначительная недооценка отношения масс $q = M_x/M_v$ в системе. Аппроксимация звезды плоским круглым диском с постоянным локальным профилем линии и линейным законом потемнения диска к краю (модель классического вращательного уширения) является значительно более грубым допущением, и приводит к переоценке $V_{rot} \sin i$ на величину около 20%. Получены аппроксимирующие формулы, которые связывают отношения масс $q = M_x/M_v$ в системе определенные с помощью модели классического вращательного уширения и в модели Роша.

Также приведены результаты точных расчетов искаженного эффектами взаимной близости профиля линии Ca I $\lambda 6439 \text{ \AA}$ в спектре оптической звезды маломассивной рентгеновской двойной системы. На основании этих расчетов получены аппроксимирующие формулы, которые связывают величину вращательного уширения линий поглощения в спектре

оптической звезды с величиной отношения масс $q = M_x/M_v$ при различной мощности рентгеновского прогрева k_x . Расчеты выполнены как для профилей линий на отдельных фазах орбитального периода, так и для профилей, усредненных по фазам. Исследовано влияние учета инструментального профиля на результаты определения q по величине $V_{rot} \sin i$.

В третьей главе приведены таблицы значений К-поправок для возможного диапазона параметров q , μ , i для массивных рентгеновских двойных систем Cen X-3, LMC X-4, SMC X-1, Vela X-1, 4U 1538-52, Cyg X-1. На основании этих таблиц сделаны новые оценки полуамплитуды кривой лучевых скоростей и масс компактных объектов в этих системах. В главе показано, что для рассмотренных рентгеновских двойных систем массы нейтронных звезд, определенные из моделей с фиксированной полуамплитудой кривой лучевых скоростей, недооценены.

В четвертой главе уточнены оценки масс оптических компонентов и черных дыр для 9 рентгеновских новых с черными дырами на основании формулы, позволяющей определить отношение масс $q = M_x/M_v$ в двойной системе с учетом приливно-вращательной деформации фигуры звезды. Выполнено моделирование общего распределения масс оптических компонентов и черных дыр в этих системах. Показано, что учет приливно-вращательной деформации фигуры звезды значительно увеличивает отношение масс компонентов $q = M_x/M_v$ и уменьшает массу оптического компонента M_v . Масса черной дыры при этом изменяется незначительно. Полученное итоговое распределение масс оптических компонентов достигает максимума вблизи $M_v \simeq 0.35M_\odot$, а не $0.6M_\odot$, как следует из модели звезды как круглого диска с постоянным локальным профилем линии и линейным законом потемнения диска к краю. Современные эволюционные расчеты показывают, что средняя масса оптических компонентов маломассивной рентгеновской двойной системы должна быть не менее $1M_\odot$. У звезды меньшей массы не хватит кинетической энергии орбитального движения, чтобы разбросать общую оболочку и обнажить двойную систему с черной дырой. Учитывая тепловую энергию общей оболочки можно сформировать маломассивную рентгеновскую двойную систему с разумными параметрами, при этом оставаясь в рамках стандартного сценария эволюции с общей оболочкой. Черные дыры в таких системах должны формироваться из не очень массивных звезд ($M < 28M_\odot$) в результате “тихого” коллапса гелиевых или углеродно-кислородных ядер звезд без феномена взрыва сверхновой и сброса оболочки (“failed supernovae”). Однако из наблюдений следует

(см. например, что, как минимум, у двух маломассивных рентгеновских двойных систем (GRO J1655-40 и SAX J1819.3-2525) черные дыры образовались в результате “громкого” коллапса, сопровождающегося взрывом сверхновой и сбросом оболочки. В результате этого взрыва атмосфера маломассивного спутника оказалась обогащенной α -элементами (O, Si, Mg и др.), которые не могли быть синтезированы в недрах маломассивной звезды. Для объяснения этого противоречия высказывается гипотеза о неконсервативном обмене масс в системе. Такой режим может возникнуть в результате стимулированного рентгеновским прогревом истечения ветра от звезды. Также сделано предположение, что образование маломассивных рентгеновских системах с черными дырами происходит в результате взаимодействия компонентов в тройной системе (идея Эгглтона и Вербунта). В процессе эволюции такой системы из-за механизма Козаи образуется объект Торна-Житков, в оболочке которого движется маломассивная звезда. Дальнейшая эволюция такой системы приводит к короткопериодической рентгеновской двойной системе с черной дырой и маломассивным оптическим компонентом. В этой модели масса оптической звезды в маломассивной рентгеновской двойной системе с черной дырой может быть весьма малой, вплоть до $0.1 M_{\odot}$.

В пятой главе построены индивидуальные распределения плотности вероятности масс компактных объектов для 20 рентгеновских двойных систем. При моделировании распределения масс компактных объектов использовался метод Монте-Карло. Также получены параметры суммарного распределения масс черных дыр методами непараметрической статистики. Подтверждена статистическая значимость наличия “провала масс” черных дыр в диапазоне 3-5 M_{\odot} . Показана устойчивость текущего наблюдаемого распределения плотности вероятности масс компактных объектов относительно единичного засорения данных.

Научная новизна. В работе впервые:

1. Разработан и применен метод использования К-поправок для полуамплитуд кривой лучевых скоростей в массивных рентгеновских двойных системах, в том числе с сильным рентгеновским прогревом $k_x \sim 50$. Приведенные таблицы К-поправок помогут достаточно корректно учитывать эффекты близости компонентов в рассматриваемых системах, особенно при определении масс компонентов рентгеновских двойных систем с помощью метода Монте-Карло. В методе Монте-Карло для определения масс оптической звезды и релятивистского объекта обычно применяется модель двух материальных точек, и наблюдаемая величина K_v должна

корректироваться для учета эффектов эллипсоидальности и “отражения”. При переборе по параметрам q , μ , i каждому набору этих параметров будет соответствовать свой корректирующий множитель. Таким образом, на каждом шаге итерации в методе Монте-Карло следует использовать свою величину “наблюдаемой” полуамплитуды кривой лучевых скоростей оптической звезды.

2. Разработан метод, позволяющий скорректировать систематические погрешности, возникающие при замене реальной фигуры звезды равнообъемной сферой или диском с постоянным локальным профилем и линейным законом потемнения к краю при определении отношения масс q . Используемые аппроксимирующие формулы позволили уточнить уже измеренные значения отношения масс q для маломассивных рентгеновских двойных систем с черными дырами.

3. Получены аппроксимирующие формулы, позволяющие учитывать эффекты взаимной близости при определении отношения масс q по величине вращательного уширения линий поглощения без прямого расчета искаженного эффектами взаимной близости профиля линии. Эти формулы позволили переоценить уже измеренные значения отношения масс q для 9 маломассивных рентгеновских двойных систем с черными дырами.

4. Выполнено моделирование общего распределения масс оптических компонентов и черных дыр в этих системах. Показано, что учет приливно-вращательной деформации фигуры звезды значительно увеличивает отношение масс компонентов $q = M_x/M_v$ и уменьшает массу оптического компонента M_v . Масса черной дыры при этом изменяется незначительно. Полученное итоговое распределение масс оптических компонентов достигает максимума вблизи $M_v \simeq 0.35M_\odot$, что не согласуется с результатами популяционного синтеза в стандартной модели галактических рентгеновских транзиентов с черными дырами. Также сделано предположение, что образование маломассивных рентгеновских системах с черными дырами происходит в результате взаимодействия компонентов в тройной системе (идея Эгглетона и Вербунта). В процессе эволюции такой системы из-за механизма Козаи образуется объект Торна-Житков, в оболочке которого движется маломассивная звезда. Дальнейшая эволюция такой системы приводит к короткопериодической рентгеновской двойной системе с черной дырой и маломассивным оптическим компонентом. В этой модели масса оптической звезды в маломассивной рентгеновской двойной системе с черной дырой может быть весьма малой,

вплоть до $0.1 M_{\odot}$ - значение, полученное в нашей работе.

5. Показана устойчивость текущего наблюдаемого распределения плотности вероятности масс компактных объектов и “провала масс” относительно единичного засорения данных.

Практическая и научная ценность. Представляет интерес подход использования К-поправок и аппроксимирующих формул, которые позволяют без использования расчетов в сложных моделях учитывать эффекты близости компонентов и заново уточнены параметры в рентгеновских двойных системах. Эти возможности особенно актуальны при определении параметров рентгеновских двойных систем методом Монте-Карло.

Полученный спектр масс звезд в рентгеновских новых с черными дырами хорошо согласуется со спектром масс, рассчитанным в предположении увеличения темпа потери массы звезды из-за прогрева излучением аккреционного диска [47]. При увеличении темпа потери массы вследствие прогрева рентгеновским излучением происходит неконсервативный обмен масс, при котором вещество звезды покидает двойную систему. Во время рентгеновской вспышки, более 90 % вещества оптического спутника покидает двойную систему, и лишь не более 10 % передается аккрецирующей черной дыре. Поэтому увеличение массы черной дыры в случае усиления аккреции, индуцированной рентгеновским прогревом должно быть незначительным. Тем самым снимается противоречие с наблюдаемым бимодальным распределением масс компактных объектов [47]. Примечательно, что звездное вещество, унесенное из системы индуцированным корональным ветром, должно формировать дисковую околозвездную оболочку вокруг системы, поскольку скорость ветра, по видимому, недостаточна для того, чтобы ветер покинул двойную систему. Стоит отметить, что обнаружение таких облочков важная наблюдательная задача астрофизики рентгеновских двойных систем.

Апробация результатов. Основные результаты по теме диссертации изложены в 12 печатных изданиях 6 из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК:

1. В. С. Петров, А. В. Тутуков, А. М. Черепашук Об избытках светимостей О-В звезд в квазистационарных рентгеновских двойных системах, *Астрон. журн.*, 84, 2, 165 (2007)

2. В. С. Петров, Э. А. Антохина, А. М. Черепашук К-поправки кривых лучевых скоростей оптических компонентов рентгеновских двойных систем. Массивные системы с незначительным рентгеновским прогревом,

Астрон. журн.,90,9,729 (2013)

3 В. С. Петров, А. М. Черепашук, Е. А. Антохина Оценка устойчивости параметров распределения масс звездных черных дыр непараметрическими методами, Астрон. журн.,91,3,167 (2014)

4. В. С. Петров, Э. А. Антохина, А. М. Черепашук Учет влияния эффектов близости на профили спектральных линий звезд в маломассивных рентгеновских двойных системах, Астрон. журн., 92, 386 (2015)

5. Э. А. Антохина, В.С. Петров, А.М. Черепашук Оценка точности методов определения масс компонентов для маломассивных рентгеновских двойных систем, Астрон. журн., 94, 1, 1 (2017)

6. E. P. Pavlenko, Y. G. Kuznetsova, S. Yu. Shugarov, V. S. Petrov V404 Cyg: 10 years in quiescence, Astrophysics and Space Science Supplement, 276,65 (2001)6 — в тезисах докладов. Основные результаты работы докладывались на:

Всероссийской астрономической конференции “Многоликая Вселенная” (ГАО РАН, г.Санкт-Петербург, 2013);

XX международной научной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых “Ломоносов - 2013” (МГУ, г. Москва, 2013);

Международной конференции “Звездные Атмосферы: фундаментальные параметры звезд, химический состав и магнитные поля” (ГАО РАН, Санкт-Петербург, 2014);

Международной научной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых “Ломоносов - 2014” (МГУ, г. Москва, 2013);

Всероссийской конференции “Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра” (ИКИ РАН, Москва, 2014);

Всероссийской конференции “Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра” (ИКИ РАН, Москва, 2015).

На защиту выносятся:

1. Метод расчета и результаты использования таблиц К-поправок к полуамплитудам кривой лучевых скоростей в массивных рентгеновских двойных системах.

2. Метод расчета и результат построения аппроксимирующих формул позволяющих скорректировать систематические погрешности, возникающие при замене реальной фигуры звезды равнообъемной сферой или диском с постоянным локальным профилем и линейным законом потемнения к краю при определении отношения масс q в маломассивных рентгеновских двойных системах с черными дырами.

3. Методика построения аппроксимирующих формул на основе точных расчетов искаженного эффектами взаимной близости профиля линии Ca I $\lambda 6439 \text{ \AA}$ в спектре оптической звезды маломассивной рентгеновской двойной системы.

4. Результаты моделирования общего распределения масс оптических компонентов и черных дыр в 9 рентгеновских новых с черными дырами с учетом эффектов взаимной близости компонентов.

5. Результаты определения параметров общего распределения масс черных дыр и определение устойчивости параметров этого распределения методами непараметрической статистики с использованием генетического алгоритма.

Глава 1. Учет влияния эффектов взаимной близости на кривую лучевых скоростей

Была рассмотрена массивная рентгеновская двойная система в рамках модели Роша. Варьировались следующие параметры: отношение масс в системе $q = M_x/M_v$, эффективная температура оптического компонента T_{eff} , степень заполнения оптической звездой полости Роша μ , наклонение орбиты i , степень рентгеновского прогрева $k_x = L_x/L_{opt}$. Остальные параметры двойной системы фиксировались. Здесь M_x - масса рентгеновского компонента, M_v - масса оптической звезды. Теоретические кривые лучевых скоростей были рассчитаны по линии H_γ . Для вычисленных кривых лучевых скоростей определялась полуамплитуда, и, соответственно, К-поправка. К-поправка вычислялась как отношение:

$$K_{corr} = \frac{K_v^{Roche}}{K_v^c} \quad (2)$$

где K_v^{Roche} - максимальная полуамплитуда кривой лучевых скоростей звезды в модели Роша K_v^c - полуамплитуда кривой лучевых скоростей центра масс звезды. Заметим, что K_v^{Roche} не обязательно относится к квадратурам (орбитальные фазы $\phi_{orb} = 0.25$ и 0.75).

Конечной целью исследования является построение таблиц К-поправок на основе прямых расчетов теоретических кривых лучевых скоростей звезд.

Модель двойной системы

Вычисление теоретических профилей абсорбционных линий и кривых лучевых скоростей оптических звезд в рентгеновских двойных системах выполнено с использованием двух алгоритмов, подробно описанных в работах Антохиной и др. [24, 29, 49]. Назовем их Алгоритмом I [24, 49] и Алгоритмом II [29]. Эти алгоритмы аналогичны, различие состоит в способе вычисления локальных профилей линий элементарных площадок на поверхности звезды, которые затем используются для вычисления интегрального профиля линии всей звезды.

В Алгоритме I используются вычисленные и затабулированные Курцем профили линий поглощения бальмеровской серии для различных значений эффективных температур и ускорений силы тяжести [25]. В

Алгоритме II поток выходящего излучения площадки и профиль спектральной линии вычисляется методом моделей атмосфер при наличии или отсутствии внешнего рентгеновского потока. Приведем краткое описание модели и методики вычислений.

Рассматривается двойная система, состоящая из оптической звезды и точечного релятивистского объекта, которые движутся по круговым или эллиптическим орбитам вокруг центра масс системы. Орбита системы наклонена к картинной плоскости на угол i . Отношение масс в системе $q = M_x/M_v$, где M_x - масса релятивистского объекта, M_v - масса оптической звезды. Оптическая звезда имеет приливно-деформированную форму и неоднородное распределение температуры по поверхности вследствие гравитационного потемнения и прогрева поверхности рентгеновским излучением спутника. Фигура звезды совпадает с эквипотенциальной поверхностью в модели Роша [19, 50]. Геометрические размеры звезды задаются коэффициентом заполнения критической полости Роша μ , где $\mu = R/R^*$ - отношение полярных радиусов для частичного и полного заполнения звездой критической полости Роша в периастре орбиты [49]. Вращение звезды может быть несинхронным с орбитальным обращением. Степень асинхронности вращения задается параметром $F = \omega_{rot}/\omega_K$, где ω_{rot} - угловая скорость вращения звезды, ω_K - средняя кеплеровская орбитальная угловая скорость ($\omega_K = 2\pi/P$), P - период двойной системы.

Приливно-деформированная поверхность звезды разбивается на элементарные площадки, для каждой из которых вычисляется интенсивность выходящего излучения. При вычислении потока излучения учитываются гравитационное потемнение, прогрев поверхности звезды падающим излучением спутника (эффект “отражения”) и эффект потемнения к краю. В Алгоритме I профиль абсорбционной линии и его эквивалентная ширина для каждой видимой площадки с температурой T_{loc} и локальным ускорением силы тяжести g_{loc} вычисляется по таблицам Куруца для бальмеровских линий [25] с применением процедуры интерполяции. Прогрев поверхности звезды рентгеновским излучением спутника в Алгоритме I учитывается путем сложения выходящего и падающего потоков без учета переноса излучения в атмосфере звезды. Такой подход не совсем корректен, в частности, он не позволяет учитывать эмиссии, которые могут возникать в линиях при сильном прогреве атмосферы падающим извне излучением. В случае рентгеновских двойных систем такая упрощенная модель учета эффекта “отражения” может применяться

лишь при малых величинах рентгеновского прогрева $k_x = L_x/L_v \lesssim 2$, где L_x и L_v – болометрические светимости рентгеновского источника и оптической звезды.

В Алгоритме II [29] локальный профиль линии для элементарной площадки вычисляется путем построения модели атмосферы в данной точке поверхности звезды. Спектр внешнего излучения компактного источника задается на основе данных рентгеновских наблюдений или модельной функцией. Для каждой элементарной площадки звезды помимо локальной температуры T_{loc} и локального ускорения силы тяжести g_{loc} , вычисляется параметр k_x^{loc} , равный отношению падающего рентгеновского потока к выходящему потоку излучения без учета внешнего облучения атмосферы. При этих значениях параметров в данной точке поверхности вычисляется модель атмосферы путем решения уравнений переноса излучения в линии при наличии падающего внешнего рентгеновского потока [29]. Затем с принятой моделью атмосферы для каждой элементарной площадки вычисляется интенсивность выходящего излучения в линии и континууме.

Вычисленные с Алгоритмом I или Алгоритмом II локальные профили линии суммируются по видимой поверхности звезды с учетом эффекта Доплера. Таким образом вычисляется интегральный профиль линии от звезды в данной фазе орбитального периода. Вычисленные интегральные профили линии используются для определения лучевых скоростей звезды (подробнее см. [24, 29]). Преимущество Алгоритма I состоит в его простоте и скорости вычислений, однако его можно применять лишь при небольшом рентгеновском прогреве. Алгоритм II требует существенно больших затрат времени для вычислений, но он позволяет достаточно корректно проводить расчеты профилей спектральных линий приливно-деформированной звезды в рентгеновской двойной системе. Выполненные ранее модельные расчеты с Алгоритмом II [29] показали, что при значительном рентгеновском прогреве профили абсорбционных линий могут существенно деформироваться из-за появления эмиссионного компонента, интенсивность которого меняется с фазой орбитального периода. Появление такого эмиссионного компонента может заметно влиять на определение лучевых скоростей по профилям линий оптической звезды, что нужно обязательно принимать во внимание при анализе кривых лучевых скоростей.

К-поправки для кривых лучевых скоростей массивных рентгеновских двойных систем с незначительным рентгеновским прогревом.

Рентгеновский прогрев для рассматриваемых в этой главе систем либо полагался малым ($k_x = L_x/L_{opt} \leq 2$), либо отсутствовал. Здесь k_x - отношение рентгеновской светимости релятивистского компонента к болометрической светимости оптической звезды. Если рентгеновский прогрев мал, то его можно учитывать в рамках простой модели сложения болометрических потоков падающего извне рентгеновского излучения и собственного излучения оптической звезды без учета переноса падающего излучения в атмосфере.

Была решена модельная задача и исследовалась зависимость значений К-поправок от параметров двойной системы, которые приведены в табл. 1. Исследовалось влияние следующих параметров: отношение масс $q = M_x/M_v$, наклонение орбиты i , коэффициент заполнения полости Роша μ , коэффициент гравитационного потемнения β . При варьировании одной из перечисленных величин остальные параметры модели фиксировались.

К-поправка вычислялась по формуле $K_{corr} = K_v^{Roche}/K_v^c$, где K_v^{Roche} - максимальная полуамплитуда кривой лучевых скоростей звезды в модели Роша, K_v^c - полуамплитуда кривой лучевых скоростей центра масс звезды. Напомним, что максимальное значение полуамплитуды кривой лучевых скоростей звезды в модели Роша K_v^{Roche} не обязательно относится к квадратурам.

Сначала были выполнены модельные расчеты значений К-поправок в зависимости от параметров q и β . Варьирование коэффициента гравитационного потемнения β дает возможность исследовать влияние распределения яркости по видимому диску звезды на лучевые скорости. Коэффициент гравитационного потемнения β определяет температуру элемента поверхности звезды: $T = T_{eff}(g/\bar{g})^\beta$, где g , \bar{g} - локальное и среднее ускорение силы тяжести соответственно, T_{eff} - средняя эффективная температура звезды. По теореме фон Цейпеля для звезд с лучистым переносом энергии $\beta = 0.25$ [51]. Иногда в литературе приводятся другие эмпирические значения β для звезд с лучистым равновесием. Так в работе Китамуры и Накамуры [52] было получено значение $\beta = 1.36 \pm 0.04$, однако впоследствии в работе [53] этот результат не был подтвержден. В

модельных расчетах коэффициент гравитационного потемнения β варьировался в диапазоне от 0 до 0.5. Вариант $\beta = 0$ соответствует однородному распределению температуры по поверхности звезды, при $\beta = 0.5$ температура площадок может сильно меняться в зависимости от их локализации. Если звезда близка к заполнению полости Роша, и рентгеновский прогрев отсутствует наиболее холодной частью является область звезды вблизи внутренней точки Лагранжа, где температура может сильно отличаться от температуры на полюсах. Так, например, при $q = 1$ значения температур на “носике” звезды и её полюсе меняются от 12000 К до 24000 К при средней эффективной температуре $T_{eff} = 22000$ К.

Таблица 1: Параметры модельной задачи для массивных рентгеновских двойных систем с незначительным рентгеновским прогревом

Параметр	Значение параметра	Расшифровка обозначения параметра
$M_x (M_{\odot})$	0.6 - 20	Масса релятивистского компонента
$M_v (M_{\odot})$	10	Масса оптической звезды
q	0.06 - 2	Отношение масс компонентов
μ	0.85 - 1.0	Коэффициент заполнения звездой полости Роша
T_{eff} (К)	22000	Эффективная температура звезды
i (град.)	30 - 90	Наклонение орбиты
$k_x = L_x/L_v$	0	Отношение рентгеновской светимости релятивистского компонента к болометрической светимости звезды
β	0 - 0.5	Коэффициент гравитационного потемнения
A	0.5	Коэффициент переработки рентгеновского излучения
u	0.3	Коэффициент потемнения звезды к краю (линейный закон)
e	0	Эксцентриситет орбиты
ω (град.)	0	Долгота периастра звезды
V_{γ} (км/с)	0	Лучевая скорость центра масс системы
P (сут)	1	Период

Для модельных расчетов использовались три метода вычисления кривых лучевых скоростей: Алгоритм I (Антохина и Черепашук [24, 49]),

Алгоритм II (Антохина и др. [29]), а также метод Вилсона и Софии [22]. На рис. 1-3 приведены результаты расчетов зависимостей “К-поправка - q ” для разных методик вычисления кривых лучевых скоростей. Расчеты выполнены для четырех значениях коэффициента гравитационного потемнения $\beta = 0, 0.25, 0.4, 0.5$. Были сделаны предположения, что звезда заполняет свою полость Роша ($\mu = 1$), и наклонение орбиты составляет $i = 90^\circ$, остальные параметры приведены в табл. 1. Так как различные методы показали схожие результаты, то дальнейшие вычисления проводились по Алгоритму I, в котором используются затабулированные Куруцом теоретические профили бальмеровских линий [25].

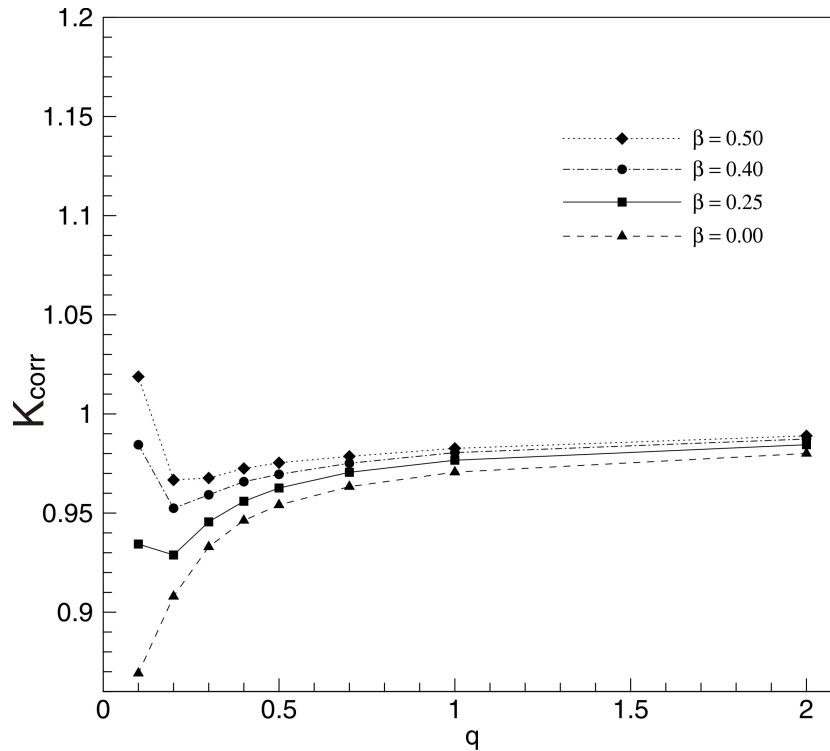


Рис. 1: К-поправки в зависимости от q при различных значениях коэффициента гравитационного потемнения β . Принято: $\mu = 1.0$, $i = 90^\circ$. Остальные параметры модели приведены в таблице 1. Расчеты выполнены по Алгоритму I по линии H_γ .

Небольшие отличия графиков на рис.1-3 связаны с погрешностями вычисления лучевых скоростей при экстремально малых значениях $q \sim$

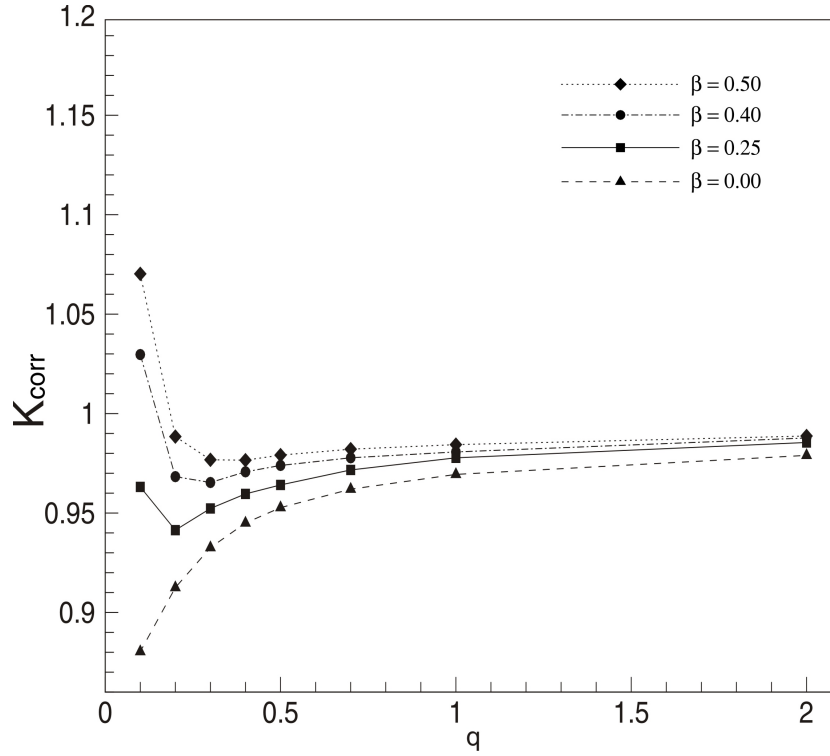


Рис. 2: К-поправки в зависимости от q при различных значениях коэффициента гравитационного потемнения β . Принято: $\mu = 1.0$, $i = 90^\circ$. Остальные параметры модели приведены в таблице 1. Расчеты выполнены методом Вилсона и Софии [22].

0.05–0.1. При таких малых q полуамплитуды кривых лучевых скоростей составляют всего $\sim 20 - 25$ км/с.

Можно видеть, что значения К-поправок зависят от отношения масс q , и график “К-поправка - q ” имеет две характерные области.

В области $q > 0.2$ значение К-поправки меньше 1 и монотонно убывает с уменьшением q до достижения минимума при $q = q_{crit}$. В этом случае величина полуамплитуды кривой лучевых скоростей звезды в модели Роша меньше, чем полуамплитуда кривой лучевых скоростей центра масс звезды ($K_v^{Roche} < K_v^c$).

В области $q \sim 0.05 - 0.2$ значение К-поправки возрастает и может превысить 1. То есть при малых q полуамплитуда кривой лучевых скоростей звезды в модели Роша начинает возрастать и может стать боль-

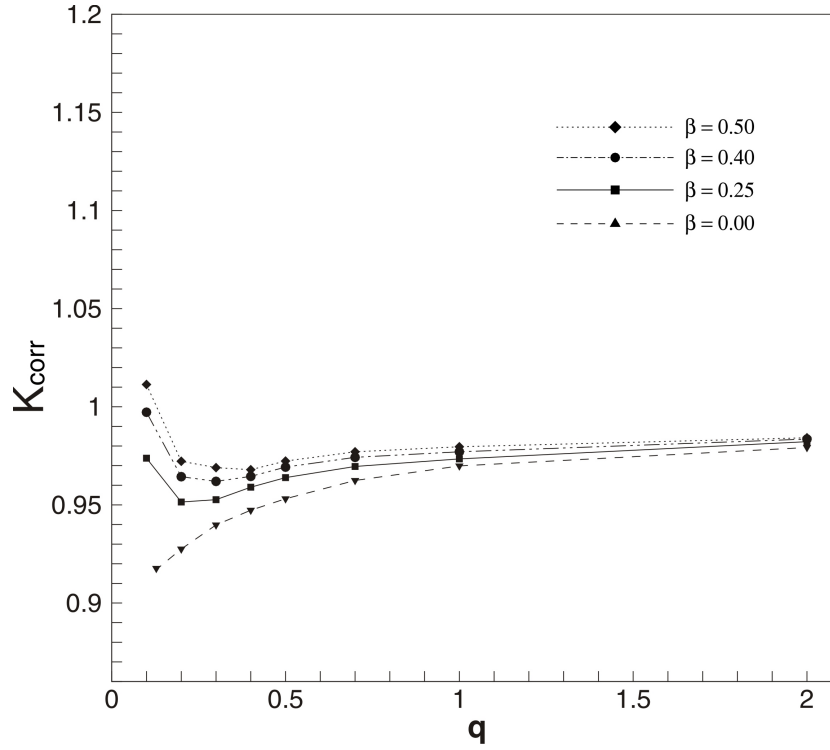


Рис. 3: К-поправки в зависимости от q при различных значениях коэффициента гравитационного потемнения β . Принято: $\mu = 1.0$, $i = 90^\circ$. Остальные параметры модели приведены в табл. 1. Расчеты выполнены с Алгоритмом II по линии H_γ .

ше, чем полуамплитуда кривой лучевых скоростей центра масс звезды ($K_v^{Roche} > K_v^{point}$). Отметим, что при $q < 1$ центр масс системы находится внутри оптической звезды. Этот факт может быть существенен при рассмотрении систем с сильным рентеновским прогревом [49]. В этом случае кривые лучевых скоростей звезды могут заметно отличаться от кривых лучевых скоростей центра масс. Такое поведение К-поправок может быть объяснено изменением взаимного расположения центра масс системы, центра масс звезды и наиболее ярких областей формирования линии H_γ приливно-деформированной оптической звезды.

В случае сильно неоднородного распределения температуры ($\beta = 0.5$) вклад более холодных областей на “носике” звезды мал, и полуамплитуда кривой лучевых скоростей в модели Роша близка к полуамплитуде

кривой лучевых скоростей в модели двух материальных точек (рис. 4).

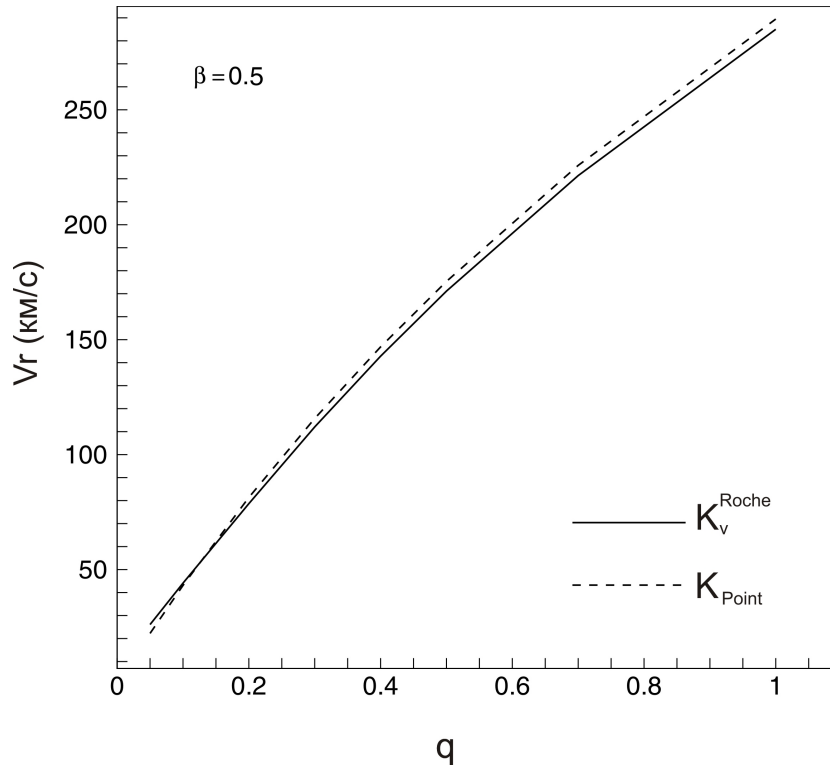


Рис. 4: Полуамплитуды кривых лучевых скоростей в зависимости от q . Сплошная линия - полуамплитуда кривой лучевых скоростей звезды в модели Роша. Пунктирная линия - полуамплитуда кривой лучевых скоростей центра масс звезды. Принято: $\beta = 0.5$, $\mu = 1.0$, $i = 90^\circ$. Остальные параметры модели приведены в табл. 1. Расчеты выполнены с Алгоритмом I для линии H_γ .

При однородном распределении температуры по поверхности звезды ($\beta = 0$) области, близкие к внутренней точке Лагранжа, начинают вносить больший вклад в итоговую лучевую скорость звезды. Эти области находятся ближе к центру масс системы, чем центр масс звезды и поэтому полуамплитуда кривой лучевых скоростей в модели Роша уменьшается, по сравнению со случаем $\beta = 0.5$ (рис. 5).

Рассмотрим рис. 1 - 3. Обратим внимание на то, что при $\beta = 0.25 - 0.5$ (то есть $\beta > 0$) значения К-поправок возрастают и могут превысить 1 в области малых q ($q \sim 0.05 - 0.2$).

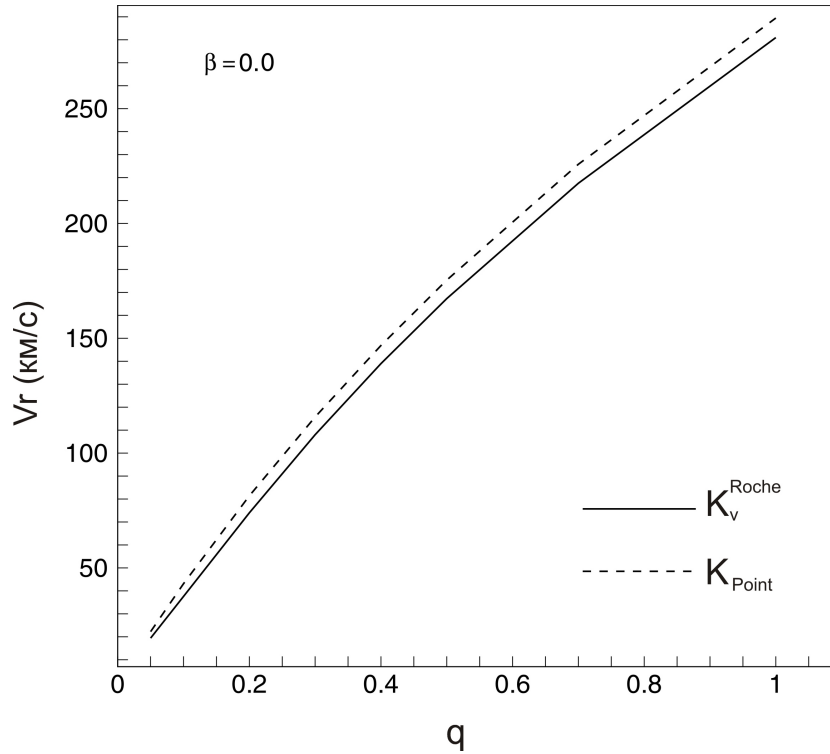


Рис. 5: Полуамплитуды кривых лучевых скоростей в зависимости от q . Сплошная линия - полуамплитуда кривой лучевых скоростей звезды в модели Роша. Пунктирная линия - полуамплитуда кривой лучевых скоростей центра масс звезды. Принято: $\beta = 0.0$, $\mu = 1.0$, $i = 90^\circ$. Остальные параметры модели приведены в табл. 1. Расчеты выполнены с Алгоритмом I для линии H_γ .

Для таких значений параметров максимальные значения лучевых скоростей звезды приходятся на фазу ~ 0.35 , то есть когда звезда поворачивается к наблюдателю более холодной областью около внутренней точки Лагранжа. На этой фазе основной вклад в поток излучения вносят более горячие площадки, которые имеют скорости близкие к скорости центра масс звезды или даже больше ее. Следовательно и результирующая лучевая скорость звезды оказывается больше скорости ее центра масс, то есть $K_v^{Roche} > K_v^{point}$. Этот эффект более заметен при увеличении β , так как распределение температуры по поверхности звезды становится более неоднородным. Также этот эффект должен возрастать с увеличе-

нием угла наклона орбиты i , что хорошо видно на рис. 7. При однородном распределении температуры по поверхности ($\beta = 0$) зависимость от наклона орбиты отсутствует, значения К-поправок приближаются к 1 с увеличением q .

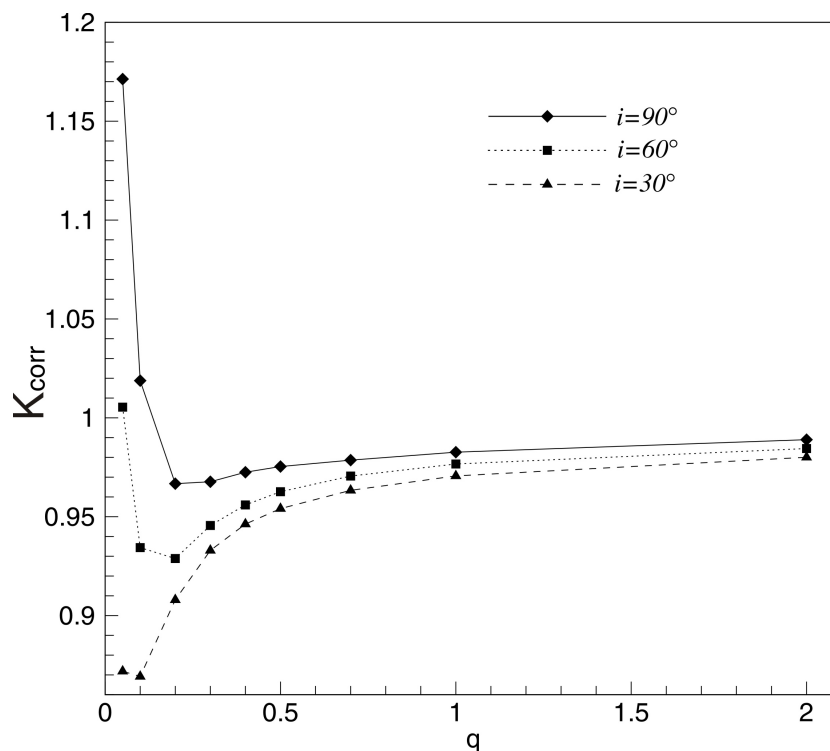


Рис. 6: К-поправки в зависимости от q при различных значениях наклона орбиты i . Коэффициент гравитационного потемнения $\beta = 0.5$, т.е. распределение температуры по диску звезды сильно неоднородно. Принято $\mu = 1$, остальные параметры модели приведены в табл. 1. Расчеты выполнены с Алгоритмом I по линии H_γ .

На рис. 7 - 8 приведены графики зависимостей “К-поправка - q ” при вариации угла наклона орбиты i и коэффициента заполнения полости Роша μ . На рис. 7 приведены графики “К-поправка - q ” для различных значений наклона орбиты $i = 30^\circ - 90^\circ$ при различных β (на рис. 7 $\beta = 0.5$ слева, $\beta = 0$ справа).

На рис. 8 приведен график поведения К-поправок в зависимости от q при различных значениях коэффициента заполнения полости Роша звезд

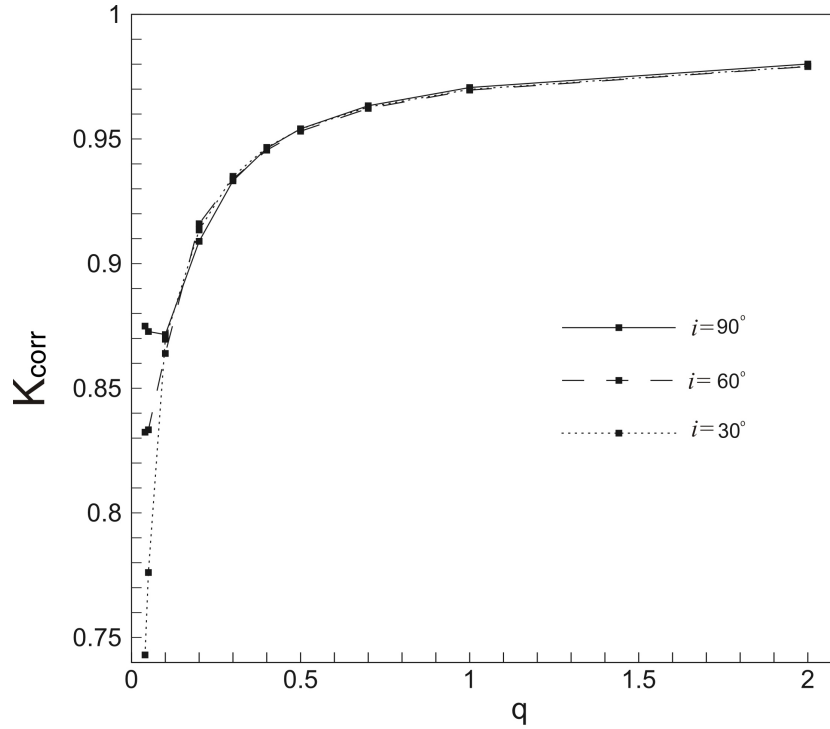


Рис. 7: К-поправки в зависимости от q при различных значениях наклона орбиты i . Коэффициент гравитационного потемнения $\beta = 0.0$, т.е. распределение температуры по диску звезды однородно. Принято $\mu = 1$, остальные параметры модели приведены в табл. 1. Расчеты выполнены с Алгоритмом I по линии H_γ .

дой $\mu = 0.85 - 1.0$. При полном заполнении звездой своей полости Роша ($\mu = 1.0$) происходит особенно сильное изменение значений К-поправок от q . Таким образом, можно сделать вывод, что параметр μ сильно влияет на величину К-поправок. Заметим, что в исследуемых системах, все оптические компоненты близки к заполнению полости Роша или заполняют её.

На рис. 9 показаны кривые лучевых скоростей в модели Роша (сплошные линии) и кривые лучевых скоростей центра масс звезды (пунктирные линии) при изменении отношения масс в диапазоне $q = 0.05 - 0.4$.

Таким образом, наши расчеты показали, что полуамплитуда кривой лучевых скоростей звезды в модели Роша, и полуамплитуда кривой лу-

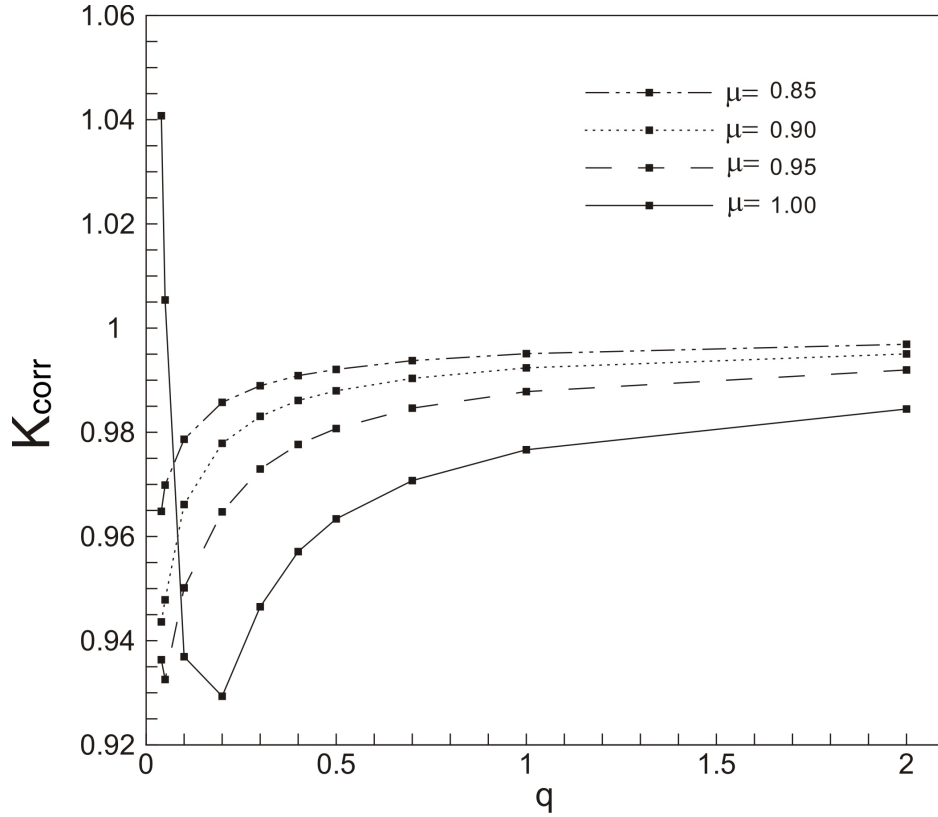


Рис. 8: К-поправки в зависимости от q при различных значениях степени заполнения полости Роша μ . Принято: $\beta = 0.25$, $i = 90^\circ$. Остальные параметры модели приведены в табл. 1. Расчеты выполнены с Алгоритмом I по линии H_γ .

чевых скоростей центра масс звезды могут существенно отличаться. Это отличие влияет на определение массы релятивистского компонента. Существование минимума К-поправок при $q = q_{crit}$ позволяет оценить максимальную верхнюю ошибку определения массы в модели материальных точек. В табл. 2 для различных углов наклона орбиты i приведены значения q_{crit} и соответствующие им значения K_{corr} и $\Delta M_x/M_x$. При расчетах были зафиксированы значения $\beta = 0.25$ и $\mu = 1.0$, остальные параметры модели приведены в табл. 1. Величина относительной недооценки массы релятивистского компонента $\Delta M_x/M_x$ позволяет понять, насколько может быть занижена масса M_x . Из табл. 2 видно, что масса

релятивистского компонента, определенная в модели двух материальных точек, может быть занижена на величину до 39%.

Таблица 2: Значения максимальной относительной недооценки массы M_x для разных значений наклона орбиты

i (град)	q_{crit}	K_{corr}	$\Delta M_x/M_x$
30	0.06	0.847	0.39
60	0.09	0.895	0.28
90	0.1	0.937	0.17

К-поправки к полуамплитуде кривой лучевых скоростей для маломассивных рентгеновских двойных систем с рентгеновским прогревом

В этой главе будут рассмотрены системы в случае рентгеновского прогрева ($k_x = 10$). Вычисление теоретических профилей абсорбционных линий и кривых лучевых скоростей оптических звезд в рентгеновских двойных системах выполнено с использованием Алгоритма II [29]. Для каждой площадки вычисляется поток выходящего излучения с учетом гравитационного потемнения, прогрева поверхности падающим излучением спутника (эффект “отражения”) и эффекта потемнения к краю. Локальный профиль спектральной линии элементарной площадки вычисляется путем построения модели атмосферы в данной точке поверхности звезды. Спектр внешнего излучения компактного источника задавался функцией:

$$I_x(\nu) = I_\nu^{-0.6}, \quad (3)$$

где излучение заключено в интервале длин волн от 12 до 0.5 Å (с энергией квантов 1 - 20 кэВ). Помимо локальной температуры T_{loc} и локального ускорения силы тяжести g_{loc} , для каждой элементарной площадки звезды нужно вычислить параметр k_x^{loc} . Локальный коэффициент рентгеновского прогрева k_x^{loc} равен отношению падающего рентгеновского потока к выходящему потоку излучения необлученной атмосферы. Таким образом, при заданных значениях параметров T_{loc} , g_{loc} , k_x^{loc} в данной точке поверхности звезды вычисляется модель атмосферы путем решения

уравнения переноса излучения в линии при наличии падающего внешнего рентгеновского потока [29]. Затем с принятой моделью атмосферы для каждой элементарной площадки вычисляется интенсивность выходящего излучения в линии и континууме, т.е. профиль спектральной линии. На каждой фазе орбитального периода профили линии суммируются по видимой поверхности звезды с учетом эффекта Доплера, и строится интегральный профиль линии от диска звезды. Синтез кривой лучевых скоростей выполнен по линии поглощения CaI 6439.075 Å (именуемой далее в работе как Ca I 6439 Å). Для данной фазы орбитального периода вклады площадок в полное излучение суммируются с учетом эффекта Доплера и условий видимости площадок для наблюдателя. Таким образом, вычисляется интегральный поток излучения от звезды в направлении наблюдателя в континууме и уширенный вращением профиль спектральной линии, по которому определяется лучевая скорость звезды. Лучевая скорость звезды в данной орбитальной фазе определяется по средней длине волны на уровне остаточных интенсивностей 1/3, 1/2 и 2/3 интегрального профиля линии поглощения.

Обширные модельные расчеты продемонстрировали сильную зависимость теоретических профилей линий поглощения и кривых лучевых скоростей от параметров двойной системы и степени рентгеновского прогрева. В частности, было показано, что при сильном рентгеновском прогреве у линии поглощения появляется эмиссионный компонент, интенсивность которого меняется с фазой орбитального периода, поэтому в квадратуре ширина линии не увеличивается, как следовало бы ожидать, а уменьшается. Были рассчитаны таблицы К-поправок для параметров, характерных для маломассивных рентгеновских двойных систем. В широком диапазоне варьировались: отношение масс $q = M_x/M_v = 0.8 - 10$, наклонение орбиты $i = 45^\circ, 60^\circ, 90^\circ$, коэффициент рентгеновского прогрева $k_x = 0, 0.1, 1, 10, 50$. Результаты приведены в табл. 3.

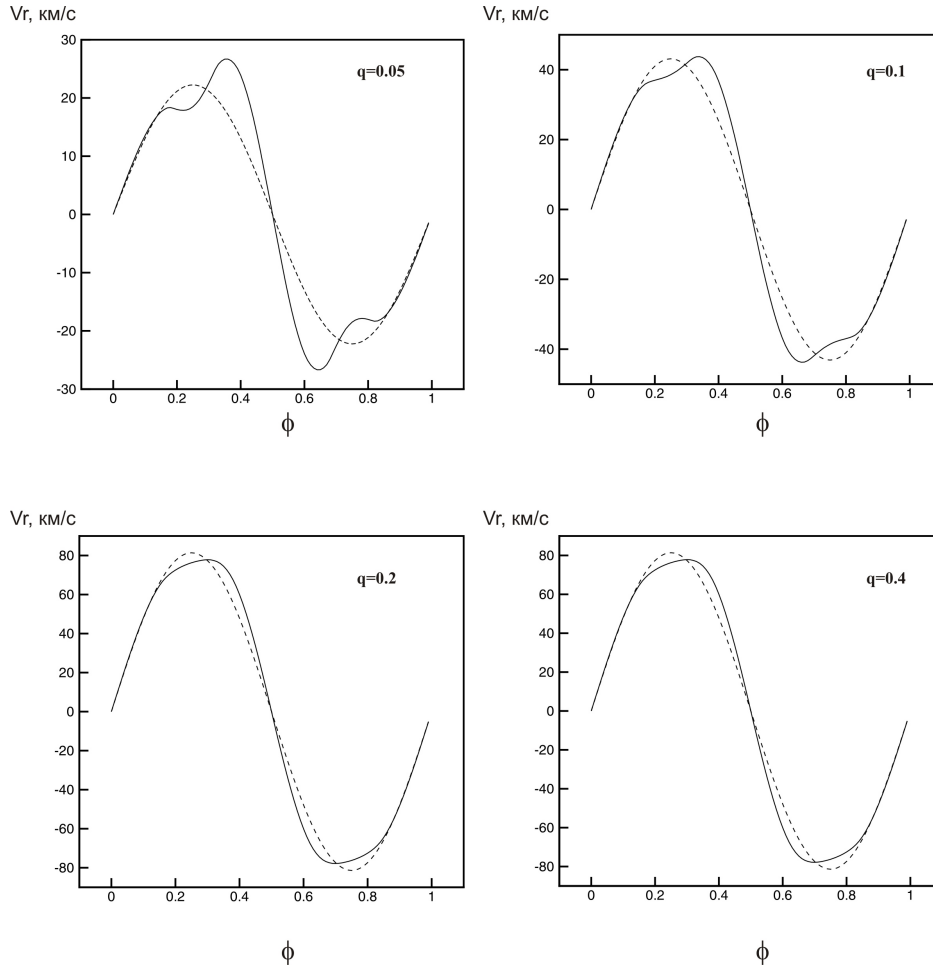


Рис. 9: Зависимость формы кривых лучевых скоростей от отношения масс q . Различается форма кривых лучевых скоростей для $q < q_{crit}$ ($q = 0.05, 0.1$) и для $q \geq q_{crit}$ ($q = 0.2, 0.4$). Сплошная линия - кривая лучевых скоростей звезды в модели Роша. Пунктирная линия - кривая лучевых скоростей центра масс звезды. Принято: $\beta = 0.25$, $\mu = 1.0$, $i = 90^\circ$. Остальные параметры модели приведены в табл. 1. Расчеты выполнены с Алгоритмом I для линии H_γ .

Таблица 3: К-поправки для маломассивных рентгеновских двойных систем

$i = 90^\circ$					
q	$k_x = 0.0$	$k_x = 0.1$	$k_x = 1.0$	$k_x = 10$	$k_x = 50$
0.8	0.988	1.047	1.120	1.195	1.248
1.0	0.990	1.038	1.100	1.167	1.208
1.6	0.991	1.024	1.067	1.121	1.152
2.0	0.992	1.020	1.057	1.106	1.134
3.0	0.994	1.014	1.043	1.083	1.107
5.0	0.995	1.009	1.031	1.065	1.084
7.0	0.996	1.007	1.025	1.055	1.074
10.0	0.996	1.005	1.020	1.047	1.065
$i = 60^\circ$					
q	$k_x = 0.0$	$k_x = 0.1$	$k_x = 1.0$	$k_x = 10$	$k_x = 50$
0.8	0.986	1.045	1.116	1.190	1.246
1.0	0.988	1.036	1.096	1.162	1.208
1.6	0.991	1.024	1.066	1.118	1.151
2.0	0.992	1.019	1.057	1.103	1.133
3.0	0.994	1.014	1.043	1.082	1.105
5.0	0.995	1.009	1.031	1.065	1.084
7.0	0.996	1.007	1.025	1.055	1.074
10.0	0.996	1.005	1.020	1.047	1.064
$i = 45^\circ$					
q	$k_x = 0.0$	$k_x = 0.1$	$k_x = 1.0$	$k_x = 10$	$k_x = 50$
0.8	0.985	1.044	1.120	1.185	1.243
1.0	0.987	1.035	1.099	1.158	1.204
1.6	0.990	1.023	1.066	1.116	1.150
2.0	0.992	1.019	1.056	1.102	1.131
3.0	0.993	1.013	1.043	1.082	1.105
5.0	0.994	1.009	1.031	1.064	1.084
7.0	0.995	1.007	1.026	1.055	1.074
10.0	0.996	1.005	1.020	1.047	1.064

Глава 2. Оценка точности методов определения вращательного уширения абсорбционных линий в спектрах оптических звезд маломассивных рентгеновских двойных систем

Методика определения отношения масс в рентгеновской двойной системе по вращательному уширению линий

Если орбита системы круговая, и вращение звезды синхронно с орбитальным обращением, то выполняется кинематическое соотношение (см. [14], [36]):

$$V_{rot} \sin i = K_c \left(1 + \frac{1}{q}\right) \frac{r_v}{a}. \quad (4)$$

Здесь $q = M_x/M_v$ - отношение масс релятивистского объекта и звезды в двойной системе, K_c - полуамплитуда кривой лучевых скоростей центра масс звезды, r_v - средний радиус звезды, a - радиус круговой относительной орбиты, V_{rot} - экваториальная скорость вращения, i - наклонение орбиты.

В работе Пачинского [16] предложена аппроксимационная формула для вычисления радиуса сферы, объем которой равен объему критической полости Роша:

$$\frac{\bar{R}}{a} \simeq 0.462 (1 + q)^{-1/3}. \quad (5)$$

Величину \bar{R} обычно называют “средним радиусом полости Роша”. На основе формул (4) и (5) можно вывести формулу, которая была впервые получена Вэйдом и Хорном [36]:

$$\frac{V_{rot} \sin i}{K_c} \simeq 0.462 q^{-1/3} \left(1 + \frac{1}{q}\right)^{2/3}. \quad (6)$$

Вместо формулы (5) можно использовать более точную формулу для среднего радиуса полости Роша, предложенную Иглтоном [54]:

$$\frac{\bar{R}_{Roche}}{a} \simeq \frac{0.49q^{-2/3}}{0.6 q^{-2/3} + \ln(1 + q^{-1/3})}. \quad (7)$$

Однако, поскольку при определении отношения масс q по вращательному уширению линий в большинстве работ используются формулы (5) - (6), то именно эта аппроксимация будет использоваться в дальнейших расчетах.

Таким образом, зная величины полуамплитуды кривой лучевых скоростей и проекции экваториальной скорости вращения можно по формуле (6) определить отношение масс в рентгеновской двойной системе. Отметим, что в случае $q = M_x/M_v \gg 1$ (случай маломассивных рентгеновских двойных систем с черными дырами), величина q оценивается из соотношения:

$$q \simeq \left(\frac{0.462K_c}{V_{rot} \sin i} \right)^3. \quad (8)$$

Из формулы (8) следует, что малые ошибки определения величины $V_{rot} \sin i$ могут приводить к большим ошибкам в определении q . Это подчеркивает важность исследования точности определения параметров маломассивных рентгеновских двойных систем.

Величина проекции экваториальной скорости вращения определяется из наблюдений вращательного уширения профилей линий поглощения. Как уже отмечалось выше, ввиду слабости объекта наблюдаемый профиль линии поглощения в спектре оптической звезды в рентгеновской двойной системе обычно усредняется по фазам орбитального периода (см., например, [41, 46]). Выбирается одиночная медленно вращающаяся звезда сравнения, спектр которой получен с той же аппаратурой, что и спектр исследуемой звезды в рентгеновской двойной системе. Тем самым обеспечивается идентичность аппаратной функции спектрографа для исследуемой звезды и звезды сравнения. Затем линии в спектре звезды сравнения, уже уширенные аппаратной функцией, уширяются для набора значений $V_{rot} \sin i$. Вычитая уширенный спектр звезды сравнения из наблюдаемого спектра рентгеновской двойной системы, можно определить величину $V_{rot} \sin i$, минимизируя невязку между спектрами по критерию χ^2 . Важно отметить, что такая процедура не требует знания аппаратной функции спектрографа.

В данной главе рассмотрены профили одной спектральной линии Ca I $\lambda 6439$ Å. В качестве критерия близости профилей спектральных линий был применен критерий χ^2 , при этом минимизировалась сумма квадратов отклонений наблюдаемого профиля линии и теоретического. Также был применен критерий равенства полных ширин линий поглощения на половине интенсивности (*FWHM*). Сравнивая эти два критерия, было установлено, что в случае классического вращательного уширения разница в определении $V_{rot} \sin i$ не превышает 2%. Таким образом, для дальнейших модельных расчетов использовался критерий равенства полных ширин линий поглощения на половине амплитуды.

Аппроксимация приливо-деформированной фигуры звезды в модели Роша равнообъемной сферой

Для корректного моделирования теоретических профилей линии Ca I $\lambda 6439$ Å в спектре оптических звезд в рентгеновских ТДС использовался программный код, разработанный Антохиной и др. [29] (Алгоритм II). Напомним, что в программном коде [29] эффект потемнения к краю как в частотах континуума, так и частотах линии рассчитывается точно, а не аппроксимируется линейным законом.

Постановка задачи состоит в следующем. Для различных фаз орбитального периода с использованием компьютерной программы [29] вычисляются профили линий поглощения в спектре оптической звезды, заполняющей свою полость Роша (“точная модель”). При расчетах “точной модели” параметры системы фиксируются: массы компонентов M_x, M_v , коэффициент заполнения полости Роша звездой $\mu = 1$, эффективная температура звезды T_{eff} , наклонение орбиты i , орбитальный период P_{orb} и др. При заданных параметрах вычисляются профили линий поглощения звезды и кривая лучевых скоростей. Одним из выходных расчетных параметров задачи является экваториальная скорость вращения звезды V_{rot} . Она определяется не по профилям линий, а как экваториальная скорость вращения сферы, объем которой точно равен объему звезды в модели Роша. При наклонении орбиты i величина проекции экваториальной скорости вращения на луч зрения равна $V_{rot} \sin i$. Обозначим экваториальную скорость вращения звезды в модели Роша как V_{rot}^{Roche} .

Таким образом, для заданной “точной модели” была вычислена кривая лучевых скоростей и набор профилей спектральной линии оптичес-

ской звезды для различных фаз орбитального периода. Для каждой фазы можно определить ширину линии поглощения на половине интенсивности $FWHM$, которая изменяется в течение орбитального периода, так как меняются проекции тела приливно-деформированной звезды на картинную плоскость [26].

Теперь представим, что вычисленные модельные профили спектральных линий звезды являются “наблюденными”. По ним можно заново определить отношение масс в системе, используя модель сферической звезды и формулу Вэйда-Хорна (6). Сравнивая первоначально заданное для расчетов “точной модели” отношение масс q и новое значение, найденное по профилям линий в модели сферической звезды, можно определить погрешность определения отношения масс при аппроксимации приливно-деформированной звезды в модели Роша равнообъемной сферой. Будем обозначать отношение масс q , найденное по профилям линий в модели сферической звезды, как q_{sph} .

Перейдем к рассмотрению результатов расчетов. Для различных значений отношения масс q и других параметров модели с помощью программного кода [29] были вычислены кривые лучевых скоростей и профили линий поглощения Ca I $\lambda 6439 \text{ \AA}$ в спектре приливно-деформированной звезды в различных фазах орбитального периода. Для 20-ти заданных орбитальных фаз были определены полные ширины профилей на половине интенсивности, а также среднее значение $FWHM$ за орбитальный период. Для дальнейшего рассмотрения мы выбрали величины $FWHM$ для двух наиболее характерных орбитальных фаз $\phi = 0$, $\phi = 0.25$ и среднее значение за период (в фазе $\phi = 0$ оптическая звезда впереди). В таблицах 4 - 8 представлены результаты моделирования маломассивной рентгеновской двойной системы с помощью программного кода [29].

Были выбраны следующие входные параметры задачи: масса оптического компонента $M_v = 0.8 M_\odot$, эффективная температура $T_{eff} = 5000 \text{ K}$, звезда заполняет свою полость Роша, т.е. $\mu = 1$, наклонение орбиты $i = 90^\circ$, коэффициент рентгеновского прогрева $k_x = L_x/L_v^{bol} = 0$. Значение отношения масс компонентов варьировалось в диапазоне $q = 1 - 40$, для периода системы задавались значения $P_{orb} = 1, 2, 4 \text{ d}$. Для одного из набора параметров были произведены расчеты при $i = 45^\circ$ (табл. 8).

Здесь \bar{R} - средний радиус звезды в модели Роша, \bar{g} - среднее значение ускорения силы тяжести на поверхности звезды, a - радиус орбиты, K_v - полуамплитуда кривой лучевых скоростей приливно-деформированной

Таблица 4: Параметры модельной двойной системы при $P_{orb} = 1$ d и $i = 90^\circ$ (отношение масс варьируется $q = 1 - 40$)

Параметр	$q = 1$	$q = 2$	$q = 5$	$q = 7$	$q = 10$	$q = 20$	$q = 40$
$M_v (M_\odot)$	0.8	0.8	0.8	0.8	0.8	0.8	0.8
$M_x (M_\odot)$	0.8	1.6	4.0	5.6	8.0	16.0	32.0
$P_{orb} (d)$	1	1	1	1	1	1	1
$a (R_\odot)$	4.93	5.64	7.11	7.82	8.70	10.79	13.49
$\log \bar{g}$	3.762	3.795	3.808	3.808	3.805	3.796	3.786
$\bar{R} (R_\odot)$	1.87	1.81	1.78	1.78	1.79	1.80	1.82
$K_v (km/s)$	123.58	189.03	298.45	345.10	398.84	518.85	664.93
$K_c (km/s)$	124.72	190.36	299.81	346.48	400.29	520.22	666.05
$V_{rot} (km/s)$	94.77	91.58	90.19	90.23	90.46	91.24	92.18
Линия Ca I λ 6439 Å							
$FWHM_{\phi=0.0} (\text{Å})$	3.780	3.629	3.554	3.549	3.552	3.569	3.594
$FWHM_{\phi=0.25} (\text{Å})$	3.940	3.829	3.792	3.804	3.823	3.864	3.903
$FWHM_{mean} (\text{Å})$	3.863	3.729	3.673	3.675	3.685	3.717	3.755

звезды в модели Роша, K_c - полуамплитуда кривой лучевых скоростей центра масс звезды, V_{rot} - экваториальная скорость вращения звезды, $FWHM$ - полная ширина на половине интенсивности линии поглощения Ca I λ 6439 Å в спектре приливно-деформированной звезды. Отметим, что в табл. 4 - 8 величина \bar{R} определяется не по формуле (5), а путем численного интегрирования объема полости Роша. Также отметим, что величины V_{rot} , приведенные в табл. 4 - 8, это точные значения, соответствующие эквивалентной сферической звезде в модели Роша при заданных параметрах системы. Они затем сравниваются с приближенными значениями V_{rot} , найденным по модельным профилям линий в рамках аппроксимации звезды сферой.

Из табл. 4 - 8 видно, что при заданной массе оптической звезды $M_v = 0.8 M_\odot$ и заданном значении орбитального периода P_{orb} при варьировании отношения масс $q = M_x/M_v$ изменяется радиус относительной орбиты a и, соответственно, полуамплитуда кривой лучевых скоростей K_c . В то же время радиус звезды и экваториальная скорость ее вращения

Таблица 5: Параметры модельной двойной системы при $P_{orb} = 2$ d и $i = 90^\circ$ (отношение масс варьируется $q = 1 - 40$)

Параметр	$q = 1$	$q = 2$	$q = 5$	$q = 7$	$q = 10$	$q = 20$	$q = 40$
$M_v (M_\odot)$	0.8	0.8	0.8	0.8	0.8	0.8	0.8
$M_x (M_\odot)$	0.8	1.6	4.0	5.6	8.0	16.0	32.0
$P_{orb} (d)$	2	2	2	2	2	2	2
$a (R_\odot)$	7.82	8.96	11.28	12.42	13.81	17.13	21.41
$\log \bar{g}$	3.336	3.393	3.407	3.406	3.404	3.395	3.385
$\bar{R} (R_\odot)$	2.97	2.87	2.83	2.83	2.84	2.86	2.89
$K_v (km/s)$	98.03	150.04	236.82	273.89	316.63	411.84	527.65
$K_c (km/s)$	98.99	151.09	237.96	275.00	317.71	412.90	528.65
$V_{rot} (km/s)$	75.22	72.69	71.59	71.61	71.80	72.42	73.16
	Линия Ca I λ 6439 Å						
$FWHM_{\phi=0.0} (\text{Å})$	3.003	2.892	2.819	2.815	2.817	2.833	2.857
$FWHM_{\phi=0.25} (\text{Å})$	3.166	3.079	3.049	3.057	3.072	3.113	3.154
$FWHM_{mean} (\text{Å})$	3.078	2.972	2.927	2.928	2.936	2.996	2.996

меняются слабо. Таким образом, отношение масс q , которое определяется по формуле Вэйда-Хорна (6), зависит в основном от величины K_c . Однако, если зафиксировать радиус орбиты двойной системы a , а изменять отношение масс q и период P_{orb} , то средний радиус звезды \bar{R} и экваториальная скорость вращения V_{rot} будут существенно меняться (см. табл. 7)

Таблица 6: Параметры модельной двойной системы при $P_{orb} = 4$ d и $i = 90^\circ$ (отношение масс варьируется $q = 1 - 40$)

Параметр	$q = 1$	$q = 2$	$q = 5$	$q = 7$	$q = 10$	$q = 20$	$q = 40$
$M_v (M_\odot)$	0.8	0.8	0.8	0.8	0.8	0.8	0.8
$M_x (M_\odot)$	0.8	1.6	4.0	5.6	8.0	16.0	32.0
$P_{orb} (d)$	4	4	4	4	4	4	4
$a (R_\odot)$	12.42	14.22	17.91	19.71	21.92	27.19	33.99
$\log \bar{g}$	2.959	2.992	3.01	3.005	3.002	2.994	2.983
$\bar{R} (R_\odot)$	4.72	4.56	4.49	4.49	4.50	4.54	4.59
$K_v (km/s)$	77.77	119.03	187.98	217.38	251.27	326.86	418.84
$K_c (km/s)$	78.57	119.92	188.87	218.27	252.17	327.72	419.59
$V_{rot} (km/s)$	59.70	57.69	56.82	56.84	56.99	57.48	58.07
	Линия Ca I λ 6439 Å						
$FWHM_{\phi=0.0} (\text{Å})$	2.380	2.290	2.233	2.230	2.231	2.244	2.264
$FWHM_{\phi=0.25} (\text{Å})$	2.521	2.443	2.423	2.429	2.442	2.476	2.509
$FWHM_{mean} (\text{Å})$	2.443	2.359	2.323	2.324	2.331	2.353	2.380

Таблица 7: Параметры модельной двойной системы при фиксированном значении радиуса орбиты $a = 12.42 R_\odot$ и $i = 90^\circ$ ($q = 1 - 40$)

Параметр	$q = 1$	$q = 2$	$q = 5$	$q = 7$	$q = 10$	$q = 20$	$q = 40$
$M_v (M_\odot)$	0.8	0.8	0.8	0.8	0.8	0.8	0.8
$M_x (M_\odot)$	0.8	1.6	4.0	5.6	8.0	16.0	32.0
$P_{orb} (d)$	4.0	3.266	2.310	2.0	1.705	1.234	0.883
$a (R_\odot)$	12.42	12.42	12.42	12.42	12.42	12.42	12.42
$\log \bar{g}$	2.959	3.324	3.324	3.406	3.496	3.675	3.858
$\bar{R} (R_\odot)$	4.72	3.98	3.114	2.83	2.55	2.07	1.677
$K_v (km/s)$	77.77	127.4	225.81	273.89	333.96	483.72	692.92
$K_c (km/s)$	78.57	128.31	226.8	275.0	335.07	485.01	694.15
$V_{rot} (km/s)$	59.70	61.72	68.23	71.61	75.72	85.06	96.06
	Линия Ca I λ 6439 Å						
$FWHM_{\phi=0.0} (\text{Å})$	2.380	2.444	2.694	2.815	2.974	3.334	3.750
$FWHM_{\phi=0.25} (\text{Å})$	2.521	2.611	2.911	3.057	3.234	3.618	4.075
$FWHM_{mean} (\text{Å})$	2.443	2.524	2.792	2.928	3.095	3.472	3.912

Таблица 8: Параметры модельной двойной системы при $P_{orb} = 4$ d и $i = 45^\circ$ (отношение масс варьируется $q = 1 - 40$)

Параметр	$q = 1$	$q = 2$	$q = 5$	$q = 7$	$q = 10$	$q = 20$	$q = 40$
$M_v (M_\odot)$	0.8	0.8	0.8	0.8	0.8	0.8	0.8
$M_x (M_\odot)$	0.8	1.6	4.0	5.6	8.0	16.0	32.0
$P_{orb} (d)$	4	4	4	4	4	4	4
$a (R_\odot)$	12.42	14.22	17.91	19.71	21.92	27.19	33.99
$\log \bar{g}$	2.959	2.992	3.01	3.005	3.002	2.994	2.983
$\bar{R} (R_\odot)$	4.72	4.56	4.49	4.49	4.50	4.54	4.59
$K_v (km/s)$	54.86	84.11	132.85	153.66	177.66	231.02	296.01
$K_c (km/s)$	55.56	84.80	133.55	154.34	178.31	231.73	296.69
$V_{rot}(km/s)$	59.70	57.69	56.82	56.84	56.99	57.48	58.07
	Линия Ca I λ 6439 Å						
$FWHM_{\phi=0.0} (\text{Å})$	1.646	1.580	1.543	1.542	1.543	1.553	1.566
$FWHM_{\phi=0.25} (\text{Å})$	1.770	1.722	1.708	1.715	1.723	1.744	1.766
$FWHM_{mean} (\text{Å})$	1.718	1.658	1.635	1.636	1.642	1.658	1.676

Для полноты описания модели для $q = 1 - 40$ мы приводим в табл. 9 геометрические размеры звезды, заполняющей критическую полость Роша. В таблице также приведен параметр r_{point}/r_{pole} , характеризующий вытянутость звезды вдоль линии центров масс компонентов в зависимости от q . Поясним обозначения характерных радиусов критической полости Роша r_{point} , r_{back} , r_{side} , r_{pole} , приведенных в табл. 9 в единицах радиуса орбиты a . Пусть начало декартовой системы координат (X, Y, Z) находится в центре масс оптической звезды, ось OX направлена вдоль линии центров масс в направлении компактного объекта, ось OY лежит в плоскости орбиты, ось OZ перпендикулярна плоскости орбиты (см.[24, 26]). Критическая полость Роша имеет характерные размеры по осям OX , OY , OZ , общепринятые обозначения которых r_{point} , r_{back} , r_{side} , r_{pole} . Здесь r_{point} и r_{back} – расстояния от центра масс звезды до точек пересечения поверхности Роша с осью OX (соответственно до внутренней точки Лагранжа L_1 и противоположной ей точки на поверхности звезды). r_{side} и r_{pole} – расстояния от центра звезды до точек пересече-

ния с осями OY и OZ . Параметр r_{point}/r_{pole} , приведенный также в табл. 9 и характеризующий степень вытянутости полости Роша вдоль линии центров масс компонентов, показывает, что вытянутость полости Роша возрастает с увеличением $q = M_x/M_v$ (см. также [26]).

Таблица 9: Относительные радиусы звезды, заполняющей критическую полость Роша ($q=1-40$)

Параметр	$q = 1$	$q = 2$	$q = 5$	$q = 7$	$q = 10$	$q = 20$	$q = 40$
r_{point}/a	0.5000	0.4291	0.3414	0.3119	0.2825	0.2313	0.1877
r_{side}/a	0.3740	0.3129	0.2422	0.2195	0.1974	0.1598	0.1287
r_{pole}/a	0.3561	0.2998	0.2329	0.2112	0.1899	0.1536	0.1237
r_{back}/a	0.4050	0.3454	0.2746	0.2513	0.2283	0.1884	0.1547
r_{point}/r_{pole}	1.404	1.431	1.468	1.477	1.488	1.506	1.517

Для того, чтобы по профилю линии поглощения, рассчитанному в рамках модели Роша, определить величины $V_{rot} \sin i$ и q в рамках модели равнообъемной сферы поступаем следующим образом. Для сферической звезды методом синтеза с использованием программного кода [29] вычисляются профили линии Ca I $\lambda 6439 \text{ \AA}$ при различных скоростях вращения. Методом последовательных итераций подбирается такое значение экваториальной скорости вращения $V_{rot} \sin i$, при котором значения $FWHM$ у синтезированных профилей в обеих моделях (модели Роша и модели равнообъемной сферы) совпадают.

Эту процедуру нужно выполнять заново для различных фаз орбитального периода. Как видно из табл. 4 - 8 значения $FWHM$ для линии Ca I $\lambda 6439 \text{ \AA}$ на разных фазах орбитального периода различаются. Это связано с тем, что на разных орбитальных фазах мы видим различные проекции звезды, заполняющей критическую полость Роша, в то время как проекция сферической звезды от фаз орбитального периода не зависит. Таким образом, величина $V_{rot} \sin i$ подбирается для каждой орбитальной фазы. В силу асимметрии звезды в модели Роша (см. табл. 9), процедуру подбора $V_{rot} \sin i$ также следует проводить и для разных значений наклона орбиты i [26]. Однако, отметим, что из формулы (6) следует, что отношение $V_{rot} \sin i/K_v$ с изменением i должно меняться слабо. Наши проведенные ранее расчеты подтверждают этот вывод [45].

В табл. 10 представлены результаты определения экваториальной скорости вращения звезды V_{rot} по профилям линии Ca I $\lambda 6439 \text{ \AA}$ для различных фаз орбитального периода, а также по среднему значению $FWHM$ за период. Для расчетов были выбраны следующие параметры системы: $M_v = 0.8 M_{\odot}$, $P_{orb} = 2 \text{ d}$, $T_{eff} = 5000 \text{ K}$, варьировались значения отношения масс $q = M_x/M_v = 2, 10, 20$ и угла наклона орбиты $i = 30^\circ - 90^\circ$. Помимо найденных значений V_{rot} в таблице приведены значения $FWHM$ для линии Ca I $\lambda 6439 \text{ \AA}$ и значения q_{sph} , определенные по формуле (6). Приведены результаты расчетов для двух орбитальных фаз $\phi = 0.0$, $\phi = 0.25$, а также среднее за период. Напомним, что в орбитальной фазе $\phi = 0.0$ рентгеновский источник располагается позади оптической звезды, в фазе $\phi = 0.25$ звезда видна сбоку (квадратура).

Таблица 10: Приближенные значения V_{rot} и q_{sph} , определенные по профилям линии Ca I $\lambda 6439 \text{ \AA}$ путем подбора V_{rot} для модели сферической звезды. Приведены результаты для орбитальных фаз $\phi = 0.0, 0.25$ и для среднего профиля за период. $P_{orb} = 2 \text{ d}$

i	K_v (км/с)	q=2						Среднее за период		
		$\phi = 0.0$			$\phi = 0.25$			FWHM(\AA)	V_{rot}	q_{sph}
		FWHM (\AA)	V_{rot}	q_{sph}	FWHM (\AA)	V_{rot}	q_{sph}			
30°	74.8	1.386	70.0	2.1	1.530	77.0	1.8	1.474	74.4	1.9
45°	105.9	1.996	71.0	2.1	2.169	77.0	1.8	2.095	74.2	1.9
60°	129.8	2.470	71.3	2.0	2.658	76.6	1.8	2.573	74.3	1.9
70°	141.0	2.688	71.3	2.0	2.892	76.5	1.8	2.794	74.3	1.9
90°	150.0	2.892	71.9	2.0	3.079	76.5	1.8	2.972	74.1	1.9
q=10										
30°	158.1	1.360	68.6	11.4	1.531	77.0	8.5	1.459	73.7	9.5
45°	223.8	1.949	69.2	11.2	2.168	76.9	8.6	2.072	73.5	9.6
60°	274.1	2.413	69.8	11.0	2.656	76.6	8.6	2.543	73.3	9.7
70°	141.0	2.688	71.3	10.9	2.892	76.5	8.7	2.794	74.3	9.7
90°	316.6	2.817	70.3	10.8	3.072	76.4	8.7	2.937	73.1	9.8
q=20										
30°	205.7	1.366	69.0	22.9	1.550	78.1	16.3	1.474	74.4	18.8
45°	291.0	1.961	69.7	22.9	2.195	77.9	16.4	2.092	74.1	18.8
60°	356.6	2.431	70.3	21.7	2.692	77.4	16.7	2.567	74.1	18.8
70°	387.0	2.634	70.1	21.9	2.920	77.3	16.8	2.787	74.1	18.8
90°	411.8	2.833	70.7	21.4	3.113	77.3	16.8	2.963	73.8	19.0

Поскольку на орбитальной фазе $\phi = 0$ звезда обращена к наблюдателю тыльной стороной, наблюдатель видит такую проекцию поверхности звезды, которая имеет минимальные поперечные размеры (см. табл. 9). Доплеровское уширение линии в этом случае минимально (минимальна линейная экваториальная скорость вращения звезды) и следовательно, профиль линии имеет минимальное значение $FWHM$. Поэтому эквивалентная (равнообъемная) сфера для этой фазы орбитального периода имеет наименьшую за орбитальный период экваториальную скорость, найденную по профилям линий. Таким образом, согласно формуле (6) значения q_{sph} оказываются больше, чем q , заданное первоначально в модельной задаче.

При отсутствии рентеновского прогрева ($k_x = 0$) в квадратуре (фаза $\phi = 0.25$) линия максимально широкая (величина $FWHM$ максимальна), так как проекция звезды на картинную плоскость имеет максимальный поперечный размер (см. табл. 9). Поэтому для этой фазы орбитального периода эквивалентная сфера имеет наибольшую за орбитальный период экваториальную скорость, определенную по профилям линий. Таким образом, согласно формуле (6), величина q_{sph} оказывается меньше, чем q , заданное в модельной задаче.

Значение q_{sph} , найденное по средней величине $FWHM$ за период, также оказывается меньше, чем заранее заданное значение $q = M_x/M_v$. Этот эффект относительно невелик для сравнительно небольших $q = 2 - 10$ и различия для точной и приближенной модели не превышают 5%. Однако в силу сильной нелинейности уравнения (6) при больших $q = M_x/M_v$ (см. формулу (8)) поправки к найденному отношению масс являются существенными и достигают 10%.

Для того, чтобы перейти от значений $q_{sph} = M_x/M_v$, найденных по профилям линий в модели равнообъемной сферы, к точным значениям q , мы рассчитали для них поправки Δq . График для поправок Δq в зависимости от q_{sph} приведен на рис. 10.

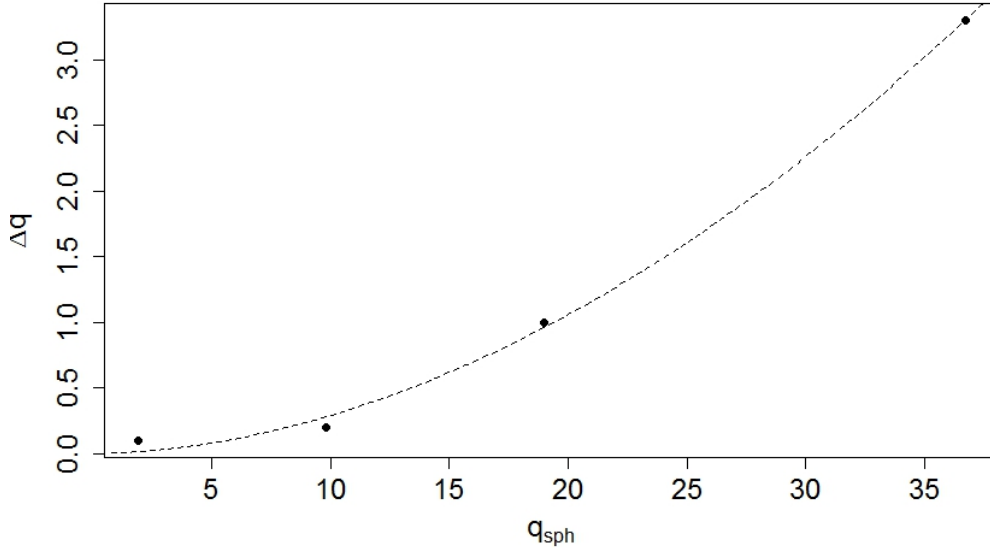


Рис. 10: Поправки Δq в зависимости от q_{sph} для звезды в модели равнообъемной сферы.

Из рис. 10 видно, что, в целом, поправки к значениям q_{sph} (модель сферической звезды) относительно невелики, они возрастают с увеличением q_{sph} и не превышают 10 %. Чтобы от приближенных значений q_{sph} перейти к точным значениям q надо использовать формулу $q = q_{sph} + \Delta q$. Отметим, что величины поправок Δq не зависят от орбитального периода системы P_{orb} и наклона орбиты i .

Аппроксимация фигуры звезды плоским диском в модели классического вращательного уширения линий

При определении q , для нахождения проекции экваториальной скорости вращения $V_{rot} \sin i$ часто делаются упрощающие предположения. Пусть абсорбционная спектральная линия с центральной длиной волны λ_0 имеет локальный профиль I_{loc} . Пусть локальный профиль линии не испытывает доплеровского уширения, и постоянен по плоскому круглому диску. Радиус этого диска равен радиусу равнообъемной сферы. При этих

упрощающих предположениях форма интегрального профиля линии в спектре звезды, вращающейся со скоростью $V_{rot} \sin i$, определяется уравнением типа свертки [55, 56, 43]:

$$I_{Dop}(\lambda - \lambda_0) = \int_{-1}^{+1} I_{loc} \left(\lambda - \lambda_0 - \lambda_0 x \frac{V_{rot}}{c} \sin i \right) \cdot A(x) dx. \quad (9)$$

Здесь $A(x)$ - профиль уширения вращением, i - наклонение орбиты, c - скорость света. Пусть потемнение к краю непрерывного излучения звезды в диапазоне длин волн вблизи спектральной линии описывается линейным законом [57]:

$$I(\vartheta) = I(0)(1 - u + u \cos \vartheta), \quad (10)$$

где u - линейный коэффициент потемнения диска к краю, ϑ - угол между нормалью к поверхности звезды в данной точке и направлением на наблюдателя, $I(0)$ - интенсивность излучения в центре диска звезды. Тогда функция $A(x)$ имеет вид (см. например [58]):

$$A(x) = C_1 \cdot \sqrt{(1-x)^2} + C_2 \cdot (1-x^2). \quad (11)$$

где

$$C_1 = \frac{2(1-u)}{\pi(1-u/3)}. \quad (12)$$

$$C_2 = \frac{u}{2(1-u/3)}. \quad (13)$$

Профиль уширения вращением (11) можно рассматривать как профиль линии, который наблюдался бы у вращающейся звезды, если бы локальный профиль линии был бесконечно узким.

Таким образом, из уравнения (9) по наблюдаемому уширению спектральной линии можно определить величину $V_{rot} \sin i$. Постановка задачи в данном случае аналогична той, которая применялась выше, для аппроксимации звезды равнообъемной сферой. С помощью программного кода [29] в рамках модели Роша вычисляются модельные профили линий и соответствующие значения $FWHM$ в различных фазах орбитального периода при заранее заданных параметрах системы. Затем в модели

оптической звезды как плоского диска с постоянным локальным профилем линии и заданным коэффициентом линейного потемнения к краю по профилям линий определяются приближенные значения $V_{rot} \sin i$ и q . Подбираются такие значения, при которых величина $FWHM$ для точной и приближенной модели совпадают. Сравнение заранее заданных и найденных из анализа профилей линии значений $V_{rot} \sin i$ и q позволяет оценить погрешность метода.

В работе в качестве профиля линии звезды неуширенного вращения был задан модельный профиль линии Ca I $\lambda 6439 \text{ \AA}$, вычисленный с помощью программного кода [29]. Были заданы следующие параметры: масса звезды $M_v = 0.8M_\odot$, эффективная температура $T_{eff} = 5000 \text{ K}$. В качестве неуширенного вращения профиля рассматривался профиль линии звезды, видимой с полюса ($i = 0$) и имеющей почти сферическую форму ($\mu = 0.5$).

Профиль линии был уширен в соответствии с формулой (9) с помощью функции `rotBroad` пакета `PyAstronomy 0.9`. Подбиралось такое значение $V_{rot} \sin i$, при котором $FWHM$ линий Ca I $\lambda 6439 \text{ \AA}$ в спектрах звезды как плоского круглого диска с постоянным локальным профилем и линейным законом потемнения к краю и приливно-деформированной звезды равны. Линейный коэффициент потемнения диска к краю в соседнем с линией континууме полагался $u = 0.66$ [57].

В табл. 11 представлены определенные из анализа профилей линий значения V_{rot}^{disk} (получены с помощью формул свертки (9 - 11)), и соответствующие значения q_{disk} , полученные по формуле (6). Вычисления сделаны для значений $q = M_x/M_v = 1 - 40$, $P_{orb} = 1 \text{ d}$, $M_v = 0.8M_\odot$, эффективной температуры звезды $T_{eff} = 5000 \text{ K}$, наклона орбиты $i = 90^\circ$ и степени заполнения полости Роша $\mu = 1$, рентгеновский прогрев отсутствует. Также для сравнения в третьем слева столбце даны значения V_{rot}^{Roche} , вычисленные по заданным параметрам модели.

Таблица 11: Параметры рентгеновской двойной системы определенные путем подбора V_{rot}^{disk} для круглого диска с постоянным локальным профилем и линейным потемнением к краю. $P = 1$ d, $i = 90^\circ$

q	K_v (км/с)	V_{rot}^{Roche}	$\phi = 0.0$			$\phi = 0.25$			Среднее значение за период		
			FWHM (Å)	V_{rot}^{disk}	q_{disk}	FWHM (Å)	V_{rot}^{disk}	q_{disk}	FWHM (Å)	V_{rot}^{disk}	q_{disk}
1	123.58	94.77	3.780	114.01	0.71	3.940	118.86	0.68	3.863	116.53	0.7
2	189.03	91.58	3.629	109.43	1.45	3.829	115.50	1.33	3.729	112.46	1.39
5	298.45	90.19	3.554	107.15	3.52	3.792	114.37	3.08	3.673	110.76	3.28
7	345.10	90.23	3.549	107.00	4.82	3.804	114.74	4.14	3.675	110.82	4.46
10	400.29	90.46	3.552	107.08	6.72	3.823	115.32	5.65	3.685	111.13	6.16
20	518.85	91.24	3.569	107.6	12.84	3.864	116.56	10.44	3.717	112.10	11.54
40	664.93	92.18	3.594	108.36	24.67	3.903	117.74	19.62	3.755	113.25	21.83

Из табл. 11 видно, что аппроксимация звезды круглым плоским диском с постоянным локальным профилем приводит к систематически более высоким значениям V_{rot}^{disk} по сравнению с точным значением V_{rot}^{Roche} , вычисленным с заранее заданными параметрами системы. Это различие для больших q достигает $\sim 20\%$ и приводит к значительной ошибке в определении отношения масс q_{disk} (см. формулу (8)). Из формулы (6) следует, что завышение величины $V_{rot} \sin i$ приводит к заниженным значениям $q = M_x/M_v$.

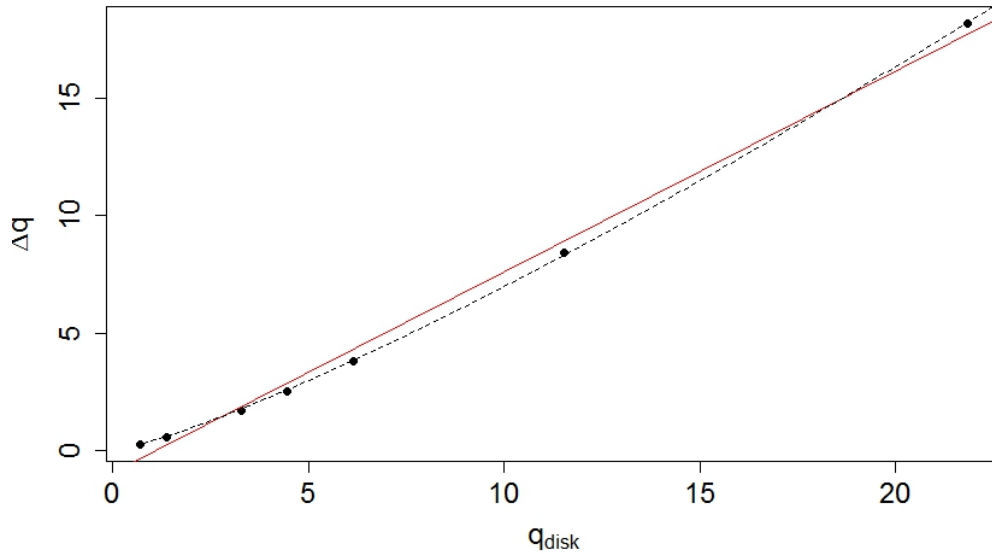


Рис. 11: Поправки Δq для звезды в модели диска с постоянным абсорбционным профилем в зависимости от q_{disk} . Линейная аппроксимация обозначена сплошной линией. Степенная аппроксимация - пунктирная линия (см. текст)

На рис. 11 представлена зависимость поправки Δq от отношения масс $q = M_x/M_v$ для модели плоского круглого диска при температуре звезды 5000 К. Видно, что с увеличением q_{disk} разница между найденными значениями q_{disk} и заданным q возрастает. Сплошной линией на рис. 11 обозначена линейная аппроксимирующая функция:

$$\Delta q = (0.85 \pm 0.03)q_{disk} - (0.94 \pm 0.28) \quad (14)$$

Прерывистой линией на рис. 11 обозначена аппроксимирующая функция

$$\Delta q = (0.41 \pm 0.01)q_{disk}^{1.224 \pm 0.008}, \quad (15)$$

которая точнее описывает получившуюся зависимость. Чтобы от приближенных значений q_{disk} , полученных в рамках аппроксимации плоским круглым диском с постоянным профилем линии перейти к заданным точным значениям q , нужно использовать формулу $q = q_{disk} + \Delta q$. Как и в случае аппроксимации равнообъемной сферой (см. выше), поправки Δq практически не зависят от наклона орбиты i [45] и применимы для любых значений орбитальных периодов P .

Также мы исследовали зависимость значений $FWHM$ линий в модели Роша от эффективной температуры оптической звезды T_{eff} . В наших модельных расчетах эффективная температура звезды варьировалась в диапазоне от 4000 К до 8000 К. Расчеты выполнены для орбитального периода системы $P = 1$ день и отношения масс $q = M_x/M_v = 10$. Были сделаны предположения, что звезда заполняет свою полость Роша ($\mu = 1$), и наклон орбиты составляет $i = 90^\circ$. Для профилей линий при каждом значении T_{eff} также подбирались значения $V_{rot} \sin i$ и q в модели плоского диска с постоянным локальным профилем линии и заданным коэффициентом линейного потемнения к краю, при которых значения $FWHM$ для точной и приближенной модели совпадают. При этом линейный коэффициент потемнения к краю варьировался в соответствии с температурой звезды. Такое варьирование эффективной температуры звезды и коэффициента линейного потемнения к краю дает возможность исследовать границы применимости формул (14), (15). Расчеты показали (см. табл. 12), что использование формул (14), (15) при варьировании температуры в диапазоне от 4000 К до 8000 К приводят к погрешности в определении q не более чем на 5 %, а в диапазоне от 5000 К до 7000 К ошибка в определении q составляет не более 1.5 %.

Таблица 12: Приближенные значения V_{rot}^{disk} и q_{disk} , определенные по профилям линии Ca I $\lambda 6439 \text{ \AA}$ путем подбора V_{rot} для модели плоского круглого диска. Приведены результаты для орбитальных фаз $\phi = 0.0, 0.25$ и для среднего профиля за период. Температура звезды T_{eff} варьировалась, $q = 10$, $P_{orb} = 1 \text{ d}$, $i = 90^\circ$.

	FWHM	V_{rot}^{disk} , км/с	q_{disk}
$T_{eff} = 4000 \text{ K } u=0.81$			
$\phi = 0.00$	3.576 \AA	111.34	
$\phi = 0.25$	3.741 \AA	116.53	
среднее	3.658 \AA	113.92	5.86
$T_{eff} = 5000 \text{ K } u=0.66$			
$\phi = 0.00$	3.552 \AA	107.08	
$\phi = 0.25$	3.823 \AA	115.32	
среднее	3.687 \AA	111.13	6.16
$T_{eff} = 6000 \text{ K } u=0.60$			
$\phi = 0.00$	3.590 \AA	106.95	
$\phi = 0.25$	3.929 \AA	117.11	
среднее	3.759 \AA	112.02	6.10
$T_{eff} = 7000 \text{ K } u=0.54$			
$\phi = 0.00$	3.614 \AA	106.45	
$\phi = 0.25$	4.002 \AA	117.93	
среднее	3.808 \AA	112.19	6.07
$T_{eff} = 8000 \text{ K } u=0.50$			
$\phi = 0.00$	3.614 \AA	105.67	
$\phi = 0.25$	4.187 \AA	122.48	
среднее	3.900 \AA	114.07	5.84

Отметим, что если в качестве неуширенного вращением профиля рассматривать профиль звезды имеющей хоть незначительный, но отличный от нуля угол наклона орбиты, то определенное из наблюдаемого профиля линии значение $V_{rot}^{disk} \sin i$ будет другим. Пусть наблюдаемый профиль имеет значение $FWHM = 3.78 \text{ \AA}$, и коэффициент потемнения диска к краю $u = 0.66$. В случае, если в качестве неуширенного вращением профиля рассматривается профиль звезды для $i = 0^\circ$ (звезда смотрит

на нас с полюса), то найденное значение $V_{rot}^{disk} \sin i = 114.01$ км/с. Однако если в качестве не уширенного вращением профиля рассматривать профиль этой же звезды, но для $i = 5^\circ$ (при экваториальной скорости вращения $V_{rot} = 13$ км/с), то найденное значение $V_{rot}^{disk} \sin i$ будет 100,69 км/с.

Малая ширина профиля линий в спектре стандартной звезды может быть вызвана либо малой абсолютной величиной линейной скорости вращения на ее экваторе, либо тем, что при значительной экваториальной скорости вращения звезда наблюдается точно с полюса. Приведенная оценка дает величину возможной ошибки $V_{rot} \sin i$, которая связана с погрешностью в определении $V_{rot} \sin i$ для стандартной звезды.

Линейный коэффициент потемнения к краю u , использованный в формуле (9) относится к непрерывному излучению звезды, и может не совпадать с коэффициентом потемнения к краю в линии [43]. Исследовалось, возможно ли подобрать такой коэффициент потемнения диска в континууме, чтобы скомпенсировать разницу в определении $V_{rot} \sin i$ между двумя моделями звезды. Модельные расчеты показывают, что при заданных параметрах $q = M_x/M_v = 10$, $i = 90^\circ$, $P = 1$ d средняя за период величина $FWHM_{mean} = 3.685$ Å. Для звезды в модели Роша такое значение $FWHM_{mean}$ соответствует экваториальной скорости вращения $V_{rot} = 90.46$ км/с (см. табл. 4). На рис. 12 представлена зависимость $V_{rot} \sin i$ от коэффициента линейного потемнения к краю u для аппроксимации звезды плоским круглым диском с постоянным локальным профилем и линейным потемнением к краю.

Из рис.12 видно, что при любом u в диапазоне от 0 до 1 для плоского круглого диска получаются значительно более высокие значения $V_{rot} \sin i$, чем для звезды в модели Роша. При этом наиболее близкие значения $V_{rot} \sin i$ различаются не менее чем на 10 % (при $u = 0$). Этот вывод согласуется с заключением, сделанным в работе [43] о том, что модель классического вращательного уширения можно использовать для определения величин $V_{rot} \sin i$ в том случае, если не требуется точность определения лучше, чем 10% для случая почти сферических звезд. В случае очень быстро вращающихся звезд, как отмечается в [43], точность определения $V_{rot} \sin i$ значительно хуже 10%. Можно предположить, что в случае приливно-деформированных звезд, заполняющих полость Роша, точность определения $V_{rot} \sin i$ будет, по крайней мере, не лучше. Как уже отмечалось выше, вследствие сильной нелинейности уравнения (6) по q (см. формулу (8)), ошибка в $V_{rot} \sin i$ порядка 10 % приводит к

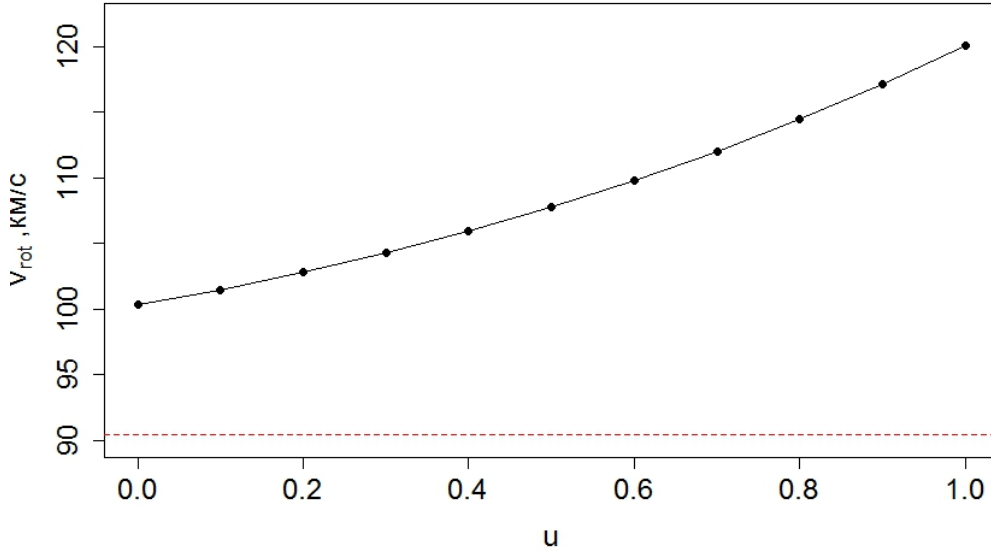


Рис. 12: Зависимость $V_{rot} \sin i$ от линейного коэффициента потемнения к краю u при фиксированной $FWHM = 3.685 \text{ \AA}$. Пунктирная линия - значение $V_{rot} = 90.41 \text{ км/с}$, полученное для $FWHM = 3.685 \text{ \AA}$ в модели звезды как равнообъемной сферы

большим ошибкам в q .

Вращательное уширение абсорбционных линий с учетом рентгеновского прогрева

Рентгеновский прогрев от компактного спутника в маломассивных ТДС с черными дырами также могут вызывать орбитальную переменность профилей линий поглощения оптической звезды.

Ранее в работе Антохиной и др. [29] было показано, что профиль сильно зависит от орбитальной фазы из-за эмиссионной компоненты, возникающей в результате рентгеновского прогрева. При отсутствии рентгеновского прогрева ($k_x = 0$) в квадратуре (фаза $\phi = 0.25$) линия максимально широкая (величина $FWHM$ максимальна), так как проекция звезды на картинную плоскость имеет максимальный размер вдоль линии центров

компонент. При сильном рентгеновском прогреве может возникать эмиссионная компонента. Тогда в квадратуре ($\phi = 0.25$) профиль положения при значительном рентгеновском прогреве сужается.

На рис. 13 показано изменение модельного профиля линии Ca I $\lambda 6439 \text{ \AA}$ в течение орбитального периода. Фаза $\phi = 0$ соответствует затмению рентгеновского источника оптическим компонентом. На фазе $\phi = 0.5$ впереди находится рентгеновский источник, оптическая звезда позади. Форма и ширина профилей зависит от видимости той части звезды, которая прогрета рентгеновским излучением спутника. На фазе $\phi = 0$ к наблюдателю обращена непрогретая часть звезды. В фазе $\phi = 0.5$ прогретая рентгеновским излучением часть звезды максимально повернута к наблюдателю. Из рис. 13 видно, что на фазе $\phi = 0.5$ профиль линии имеет два пика, таким образом вблизи этой фазы величину $FWHM$ нельзя определить однозначно.

В работе [29] также было показано, что форма и поведение профилей линий в течение орбитального периода сильно зависят от степени рентгеновского прогрева k_x (коэффициент $k_x = L_x/L_v$, где L_x - рентгеновская светимость компактного объекта, L_v - болометрическая светимость звезды).

В текущем разделе исследуется влияния эффектов рентгеновского прогрева на профили линий оптических звезд в маломассивных ТДС и находятся аппроксимирующие формулы для величины $FWHM$ (полной ширины линии на половине минимума) абсорбционной линии оптической звезды. Для этого выполнены модельные расчеты профилей линии Ca I $\lambda 6439 \text{ \AA}$ в спектре оптической звезды с учетом ее прогрева рентгеновским излучением спутника. Были рассчитаны теоретические профили линии Ca I $\lambda 6439 \text{ \AA}$ для рентгеновских двойных систем, параметры которых приведены в табл. 13. Так же как и в п. 2.3 спектр внешнего излучения компактного источника задавался функцией:

$$I_x(\nu) = I_\nu^{-0.6}, \quad (16)$$

где излучение заключено в интервале длин волн от 12 до 0.5 \AA (с энергией квантов 1 - 20 кэВ). Помимо локальной температуры T_{loc} и локального ускорения силы тяжести g_{loc} , для каждой элементарной площадки звезды нужно вычислить параметр k_x^{loc} . Локальный коэффициент рентгеновского прогрева k_x^{loc} равен отношению падающего рентгеновского потока к выходящему потоку излучения без учета внешнего облучения атмосферы. Таким образом, при заданных значениях параметров T_{loc} , g_{loc} , k_x^{loc} в

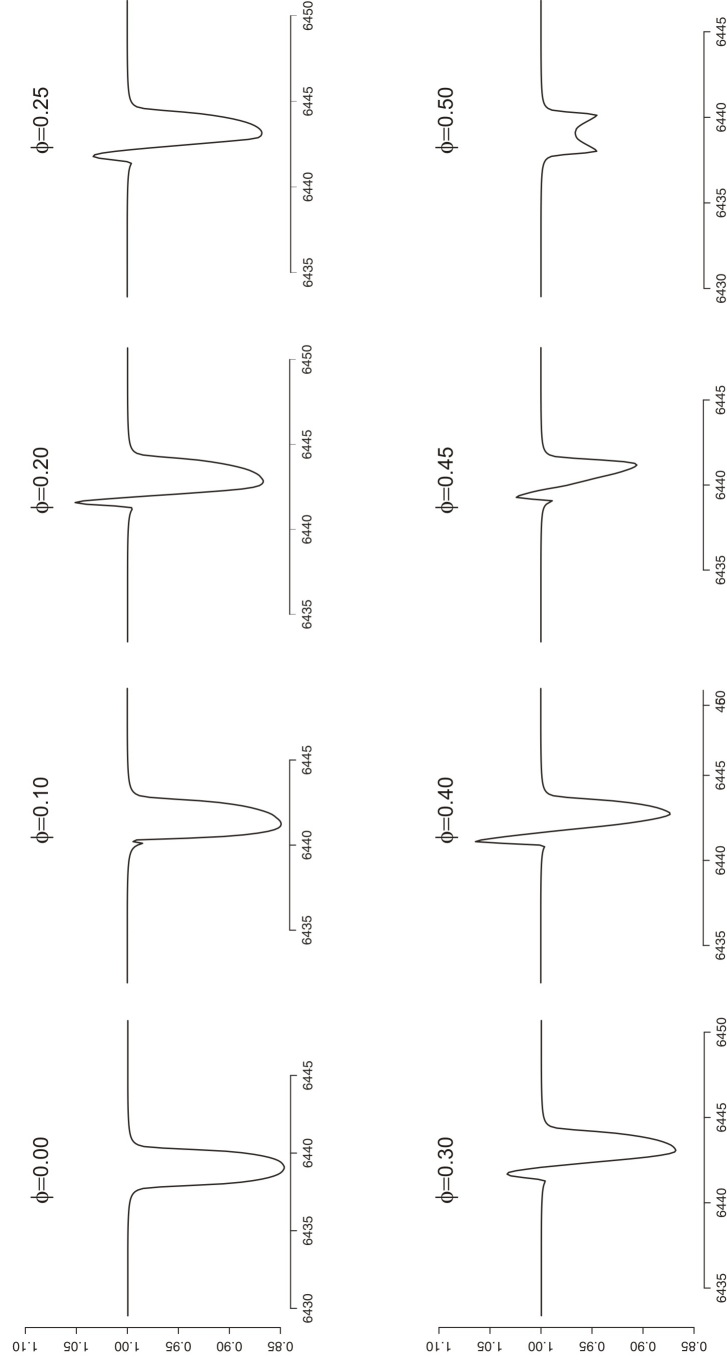


Рис. 13: Изменение профилей линии Ca I $\lambda 6439 \text{ \AA}$ в течение орбитального периода. Принято: $q = M_x/M_v = 5$, $k_x = 10$, $i = 90^\circ$.

данной точке поверхности звезды вычисляется модель атмосферы путем решения уравнения переноса излучения в линии при наличии падающего внешнего рентгеновского потока [29]. Затем с принятой моделью атмосферы для каждой элементарной площадки вычисляется интенсивность выходящего излучения в линии и континууме, т.е. профиль спектральной линии. На каждой фазе орбитального периода профили линии суммируются по видимой поверхности звезды с учетом эффекта Доплера, и строится интегральный профиль линии от диска звезды.

Таблица 13: Параметры модельной двойной системы для $k_x = L_x/L_v = 0 \div 10$

Параметр	Значение	Расшифровка обозначения параметра
M_x, M_\odot	0.8 – 10	Масса релятивистского компонента
M_v, M_\odot	1	Масса оптической звезды
q	0.8 – 10	Отношение масс компонентов
μ	1.0	Коэффициент заполнения звездой полости Роша
$T_{eff}, \text{К}$	4600	Эффективная температура звезды
$i, \text{град.}$	30 – 90	Наклонение орбиты
$k_x = L_x/L_v$	0 – 10	Отношение рентгеновской светимости релятивистского компонента к болометрической светимости звезды
β	0.08	Коэффициент гравитационного потемнения
A	0.5	Коэффициент переработки рентгеновского излучения
u	0.3	Коэффициент потемнения звезды к краю (линейный закон)
e	0	Эксцентриситет орбиты
$\omega, \text{град.}$	0	Долгота периастра звезды
$V_\gamma, \text{км/с}$	0	Лучевая скорость центра масс системы
$P, \text{сут}$	5	Период

Для каждого выбранного набора параметров из табл. 13 выполнялся расчет величины $FWHM/K_c$ для теоретического профиля на всех фазах орбитального периода для значений $k_x = 0 \div 50$. При $k_x = 0$ рентгеновский прогрев отсутствует, $k_x = 50$ соответствует очень сильному

прогреву. Были получены значения $FWHM/K_c$, которые можно аппроксимировать функцией вида (по аналогии с формулой 6):

$$\frac{FWHM(k_x)}{K_c} \simeq a \cdot q^{-b} \left(1 + \frac{1}{q}\right)^c \quad (17)$$

где a, b, c - константы. В табл 14 приведены значения констант a, b, c для различных значений k_x .

Таблица 14: Константы a, b, c для различных k_x (фаза $\phi = 0.25$)

	$k_x = 0$	$k_x = 1$	$k_x = 10$	$k_x = 50$
a	0.0172 ± 0.0001	0.0141 ± 0.0001	0.012 ± 0.001	0.011 ± 0.001
b	0.297 ± 0.004	0.260 ± 0.004	0.24 ± 0.04	0.29 ± 0.05
c	0.86 ± 0.01	0.933 ± 0.013	1.06 ± 0.13	0.99 ± 0.16

На рис. 14 точками представлены численные значения $FWHM/K_c$ для различных k_x , при расчетах учтены эффекты близости. Сплошными линиями показаны соответствующие аппроксимирующие функции. Пунктирной линией показана аппроксимирующая функция для эквивалентной по объему сферической звезды в отсутствие рентгеновского прогрева.

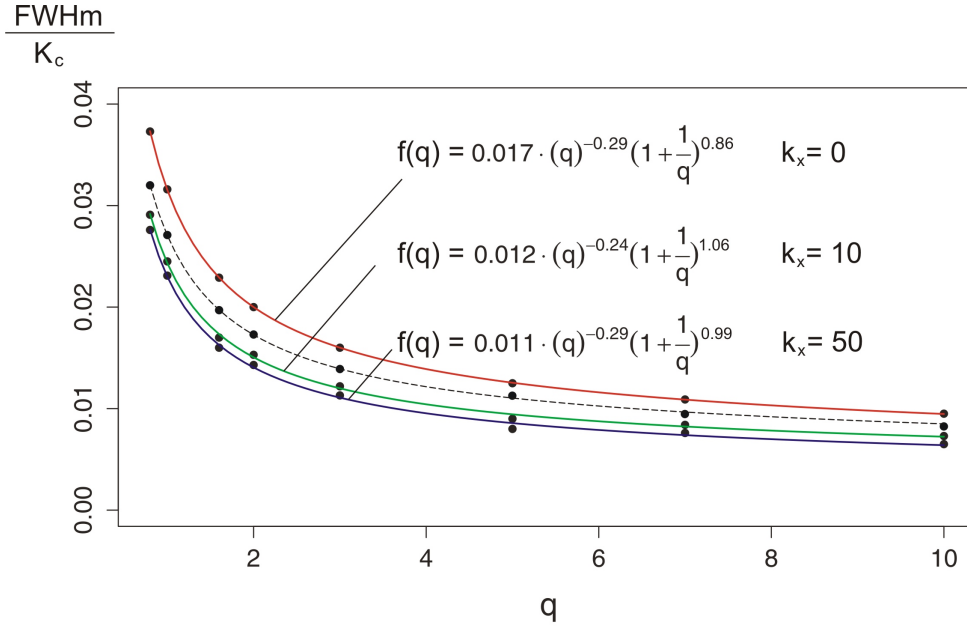


Рис. 14: Значения $f(q) = FWHM/K_c$ в зависимости от отношения масс $q = M_x/M_v$. Вычисления сделаны в модели Роша для различного рентгеновского прогрева $k_x = 0, 10, 50$. Орбитальная фаза $\phi = 0.25$. Пунктирной линией показаны результаты для равнообъемной сферической звезды с постоянным по диску профилем линии.

Проведем анализ представленных на рис. 14 результатов. Сначала рассмотрим случай, когда рентгеновский прогрев в системе отсутствует ($k_x = 0$). В реальных маломассивных рентгеновских двойных системах звезда заполняет свою полость Роша и имеет приливно-деформированную (грушевидную) форму. Расчеты показали, что на орбитальной фазе $\phi = 0.25$ (квадратура) профиль линии такой звезды шире (значение $FWHM$ больше), чем для сферической звезды равного объема. Следовательно при аппроксимации профиля линии звезды, заполняющей полость Роша, профилем линии вращающейся сферической звезды получается завышенное значение $V_{rot} \sin i$. Такое завышенное значение $V_{rot} \sin i$ соответствует большему размеру полости Роша звезды, ее большей массе, а следовательно, заниженному отношению масс $q = M_x/M_v$, как и было показано выше.

В случае значительного рентгеновского прогрева ($k_x = 10-50$) ситуа-

ция обратная. Возникающая эмиссионная компонента уменьшает $FWHM$ абсорбционного профиля на орбитальной фазе $\phi = 0.25$. Профиль линии уже, чем для сферической звезды равного объема. Чем сильнее прогрев, тем меньше значение $FWHM$ и тем сильнее отличие от профиля сферической звезды. Таким образом, аппроксимация абсорбционного профиля линии звезды профилем от вращающейся сферы приведет к занижению значения $V_{rot} \sin i$ и завышению отношения масс q .

Таким образом, чтобы учесть эффект рентгеновский прогрева нужно в формулу (17) подставить константы из табл. 14, что позволит сделать более правильную оценку отношения масс в двойной системе.

В маломассивных квазистационарных рентгеновских двойных системах линии оптического компонента очень слабы из-за доминирующего вклада аккреционного диска в общую светимость системы. Для выявления слабых деталей индивидуальные спектры обычно суммируют и усредняют. Наоборот, в транзиентных рентгеновских двойных системах в спокойном состоянии вклад аккреционного диска в полную оптическую светимость системы как правило мал, но зато сами системы в спокойном состоянии очень слабы ($V \sim 18 - 23^m$). Поэтому наблюдаемые спектры необходимо суммировать и усреднять в течение орбитального периода (см. например [46]). Как правило индивидуальные спектры, на основании которых проводится усреднение, получены на различных фазах орбитального периода. В случае сферической звезды индивидуальные спектры не зависели бы от орбитальной фазы. В реальных двойных системах из-за рентгеновского прогрева и грушевидности звезды профиль линии оптического компонента может меняться в течение орбитального периода.

Напомним, что фаза $\phi = 0$ соответствует затмению рентгеновского источника оптической звездой. Если наклонение орбиты i близко к 90° , то в этой фазе наблюдатель видит не прогретую внешним облучением часть звезды. При изменении фазы от $\phi = 0$ до $\phi = 0.5$ излучение прогретой области дает все больший вклад в суммарный профиль линии. Вблизи фазы $\phi = 0.5$ впереди находится рентгеновский источник, а оптическая звезда сзади. Прогретая рентгеновским излучением сторона звезды максимально обращена к наблюдателю, при этом профиль линии поглощения имеет два пика. При проведении численных расчетов, было исследовано поведение профиля линии при изменении орбитальной фазы от $\phi = 0$ до $\phi = 0.25$. Варьировались следующие параметры двойной системы: отношение масс q , наклонение орбиты i , степень рентгеновского

прогрева k_x . Остальные параметры перечислены в табл. 13. Для каждого выбранного q были рассчитаны значения $FWHM$ при трех орбитальных фазах $\phi = 0, 0.15, 0.25$ (рис. 15 -16).

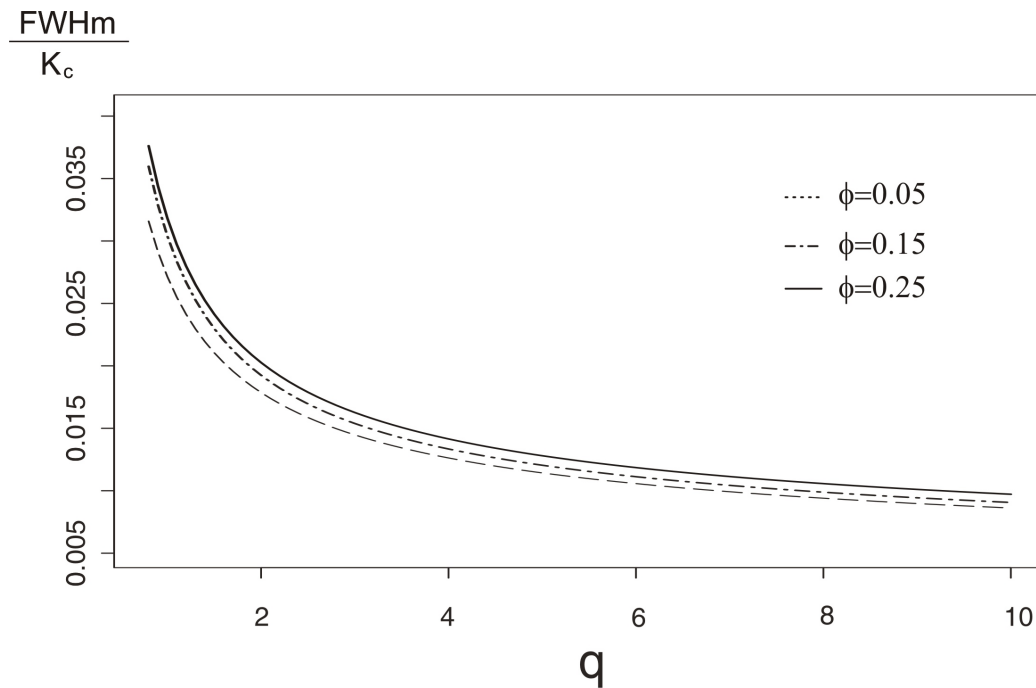


Рис. 15: Значения величины $f(q) = FWHM/K_c$ в зависимости от отношения масс $q = M_x/M_v$. Вычисления сделаны в модели Роша для трех орбитальных фаз (0, 0.15, 0.25) при $k_x = 0$. Наклонение орбиты $i = 90^\circ$. Пунктирная линия соответствует случаю равнообъемной сферической звезды с постоянным профилем линии по диску.

Затем для каждого q были найдены средние значения $FWHM$ по трем орбитальным фазам, и на их основании получены аппроксимирующие функции $f(q) = FWHM/K_c$. Графики этих функций приведены на рис. 17 ($k_x = 0$) и рис. 18 ($k_x = 10$). Значения коэффициентов аппроксимирующих функций приведены в табл. 15.

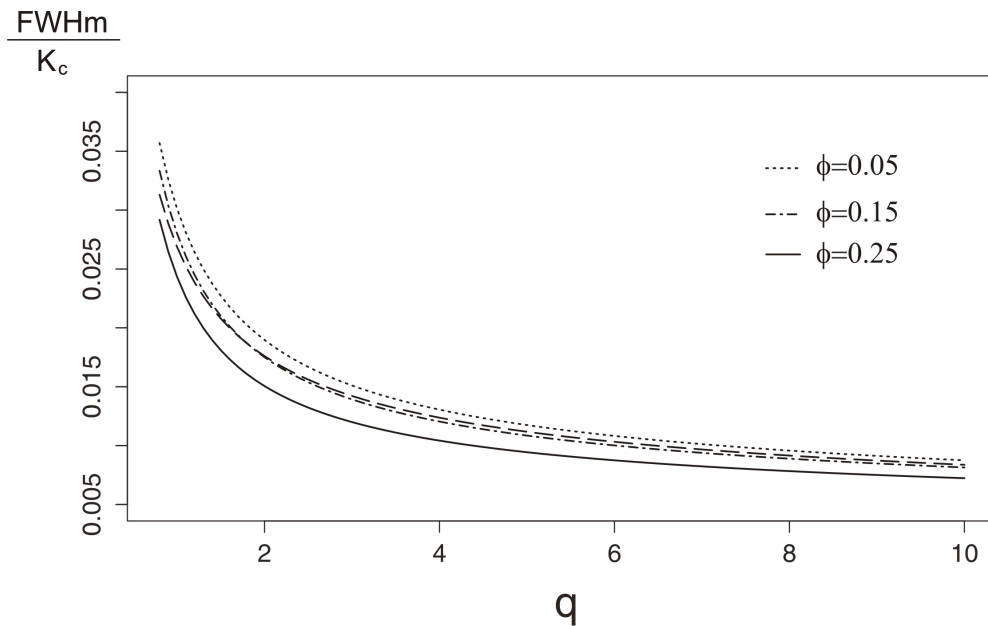


Рис. 16: Значения величины $f(q) = FWHM/K_c$ в зависимости от отношения масс $q = M_x/M_v$. Вычисления сделаны в модели Роша для трех орбитальных фаз (0, 0.15, 0.25) при $k_x = 10$. Наклонение орбиты $i = 90^\circ$. Пунктирная линия соответствует случаю равнообъемной сферической звезды с постоянным профилем линии по диску.

Таблица 15: Значения констант a, b, c для усредненных по фазе функций $f(q)$ при варьировании k_x

k_x	a	b	c
0	0.0172 ± 0.0001	0.305 ± 0.001	0.855 ± 0.001
0.1	0.0165 ± 0.0005	0.300 ± 0.002	0.863 ± 0.001
1.0	0.0157 ± 0.0002	0.292 ± 0.006	0.893 ± 0.002
10	0.0149 ± 0.0002	0.30 ± 0.05	0.90 ± 0.02

Если звезда сферическая, и профиль линии постоянен по диску звезды, то отношение $FWHM/K_c$ не зависит от наклона орбиты i . Одна-

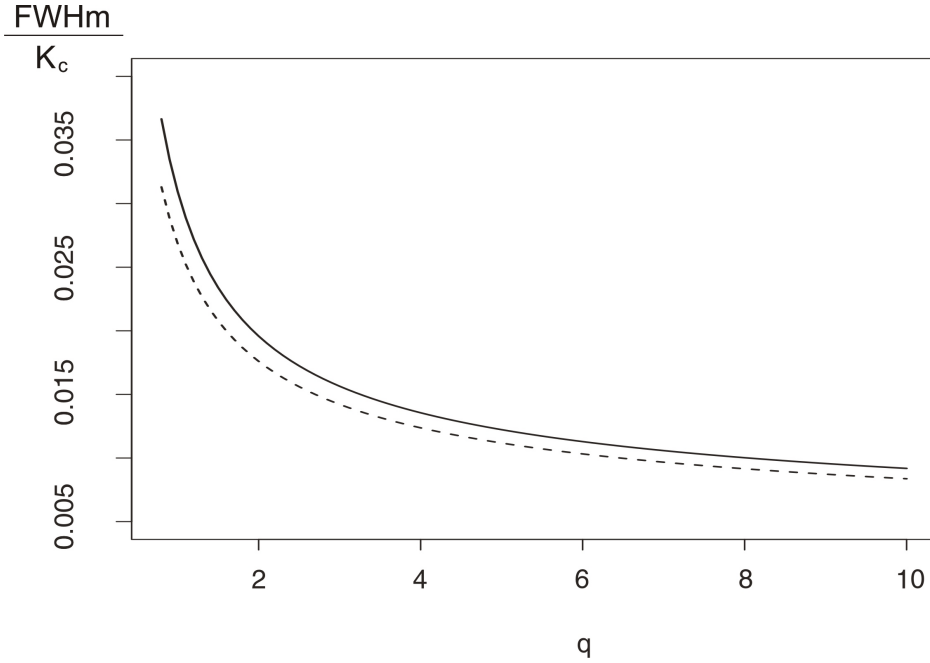


Рис. 17: Усредненные по орбитальным фазам значения величины $f(q) = FWHM/K_c$ в зависимости от отношения масс $q = M_x/M_v$. рентгеновский прогрев отсутствует ($k_x = 0$). Наклонение орбиты $i = 90^\circ$. Пунктирная линия соответствует случаю равнообъемной сферической звезды с постоянным профилем линии по диску.

ко такая зависимость появляется, если звезда несферична или часть ее поверхности прогревается рентгеновским излучением. Был проведен анализ усредненной по орбитальным фазам величины $f(q) = FWHM/K_c$ при варьировании наклона орбиты i . Показано, что при отсутствии рентгеновского прогрева усредненные по фазам функции $f(q)$ не меняются при изменении i даже в случае приливно-деформированной звезды. При рентгеновском прогреве ($k_x = 10$) функция $f(q)$ настолько мало изменяется с наклоном орбиты i , что этим изменением можно пренебречь.

Для того чтобы сравнить модельные профили с наблюдаемыми нужно учесть аппаратную функцию спектрографа. В качестве аппаратной функции спектрографа использовалась гауссиана:

$$I(\lambda) = I_{max} \exp\left(-\frac{4 \ln(2)(\lambda - \lambda_0)^2}{FWHM^2}\right). \quad (18)$$

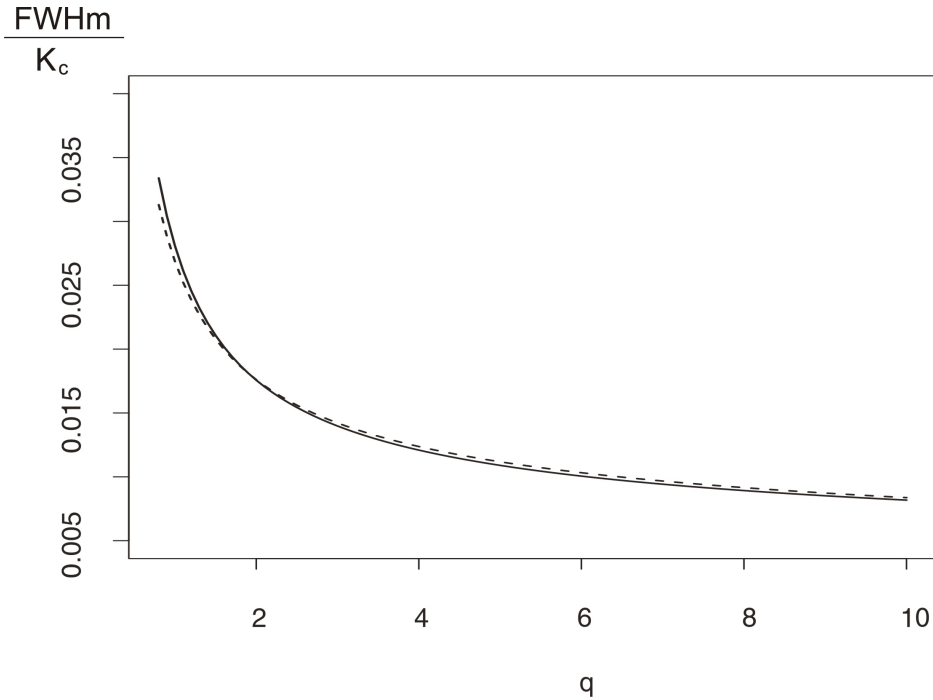


Рис. 18: Усредненные по орбитальным фазам значения $f(q) = FWHM/K_c$ в зависимости от отношения масс $q = M_x/M_v$. Принято $k_x = 10$, $i = 90^\circ$. Пунктирная линия соответствует случаю равнообъемной сферической звезды с постоянным профилем линии по диску.

Здесь I_{max} - амплитуда гауссианы, $FWHM$ - полная ширина аппаратной функции на половине амплитуды.

Были рассчитаны модельные профили свернутые с аппаратной функцией при различных значениях $FWHM$ и усреднены по фазам орбитального периода. Степень рентгеновского прогрева варьировалась в диапазоне $k_x = 0 \div 10$. Также была сделана аппроксимация значений $FWHM/K_c$ функцией $f(q)$. Вид функции $f(q)$ определялся формулой(17). Значения коэффициентов для $f(q)$ приведены в табл. 16.

Таблица 16: Значения констант a, b, c в формуле (17) для орбитальной фазы $\phi = 0.25$. Варьировались значения k_x и $FWHM$ аппаратной функции

$FWHM = 1.5 \text{ \AA}$				
	$k_x = 0$	$k_x = 0.1$	$k_x = 1$	$k_x = 10$
a	0.0190 ± 0.0001	0.0185 ± 0.0001	0.0169 ± 0.0005	0.0144 ± 0.0002
b	0.306 ± 0.003	0.300 ± 0.002	0.285 ± 0.04	0.272 ± 0.005
c	0.802 ± 0.007	0.786 ± 0.005	0.792 ± 0.03	0.863 ± 0.002
$FWHM = 2.0 \text{ \AA}$				
	$k_x = 0$	$k_x = 0.1$	$k_x = 1$	$k_x = 10$
a	0.0218 ± 0.0007	0.0210 ± 0.0006	0.0198 ± 0.0004	0.0172 ± 0.003
b	0.316 ± 0.002	0.308 ± 0.001	0.298 ± 0.001	0.284 ± 0.002
c	0.748 ± 0.005	0.752 ± 0.005	0.748 ± 0.004	0.82 ± 0.03

Результаты, представленные в табл. 16, могут быть использованы при анализе наблюдаемых индивидуальных линий поглощения в спектрах звезды при оценке отношения масс q по вращательному уширению линий, полученных с высоким отношением сигнала к шуму или линий синтезированных методом LSD [59], где высокое отношение сигнала к шуму достигается сверткой большого числа линий в наблюдаемом спектре звезды.

Глава 3. Массы нейтронных звезд и черных дыр в рентгеновских двойных системах с ОВ сверхгигантами

К-поправки для кривых лучевых скоростей массивных рентгеновских пульсарах с ОВ сверхгигантами

В работе Роулс и других [60] для определения динамической массы нейтронных звезд в рентгеновских системах Cen X-3, LMC X-1, Vela X-1, SMC X-1, LMC X-4 применен численный метод Монте-Карло. Авторы использовали все опубликованные на сегодняшний день наблюдательные

кривых блеска и кривых лучевых скоростей. Им удалось получить новые оценки масс нейтронных звезд. Однако, в этой работе при переборе по параметрам q , μ , i принималось фиксированное наблюдаемое значение полуамплитуды кривой лучевых скоростей оптической звезды K_v . Как следует из расчётов, приведенных выше, при переборе по параметрам q , μ и i в этом методе, в случае реалистичной модели Роша требуется менять значения K_v , (если сравнивается теоретическое значение K_{theor} вычисленное в модели двух точечных масс, со скорректированной величиной K_v) либо, если используется фиксированная наблюдательная величина K_v , необходимо корректировать теоретическую величину K_{theor} , рассчитанную в модели двух точечных масс. Цель данной главы - дать таблицы значений К-поправок для широкого диапазона q , μ , i для каждой из рентгеновских двойных систем. Это позволит более корректно находить массы компонентов рентгеновских двойных систем при применении метода Монте-Карло.

Результаты расчетов кривых лучевых скоростей представлены на рис. 19 - 21. Для каждой рентгеновской системы приведены кривые лучевых скоростей центра масс звезды и кривые лучевых скоростей для звезды в модели Роша. Расчеты сделаны при двух различных значениях коэффициента заполнения полости Роша μ . При $\mu = 1$ звезда заполняет свою полость Роша, при $\mu = 0.9$ звезда близка к заполнению полости Роша. Из рисунков хорошо видно, что максимальные отклонения кривой лучевых скоростей в модели Роша от кривой лучевых скоростей центра масс достигается при $\mu = 1$. Это согласуется с результатами расчетов модельной задачи.

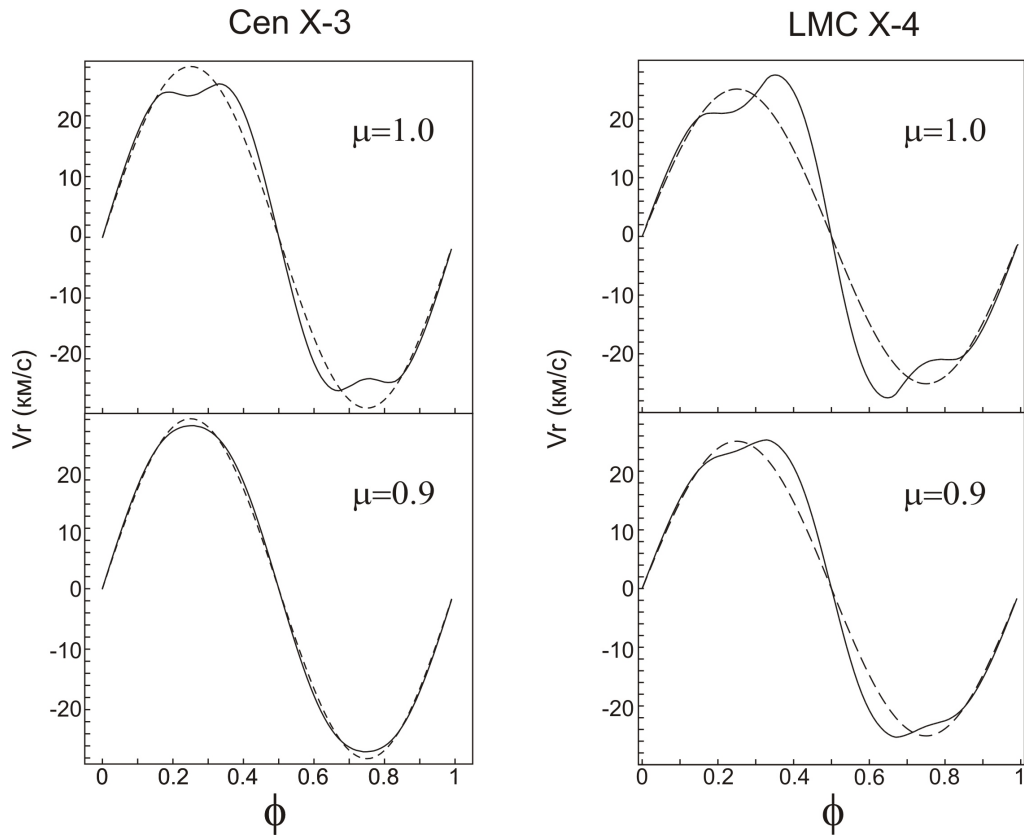


Рис. 19: Модельные кривые лучевых скоростей оптической звезды в системах Cen X-3 (левая панель) и LMC X-4 (правая панель). Сплошные линии - кривые лучевых скоростей звезды в модели Роша. Пунктирные линии - кривые лучевых скоростей центра масс звезды. При $\mu = 1$ звезда заполняет свою полость Роша, при $\mu = 0.9$ звезда близка к заполнению полости Роша. Для Cen X-3 принято: $q = 0.06$, $i = 67^\circ$. Для LMC X-4 принято: $q = 0.07$, $i = 68^\circ$. Остальные параметры модели приведены в табл. 17. Расчеты выполнены с Алгоритмом I по линии H_γ .

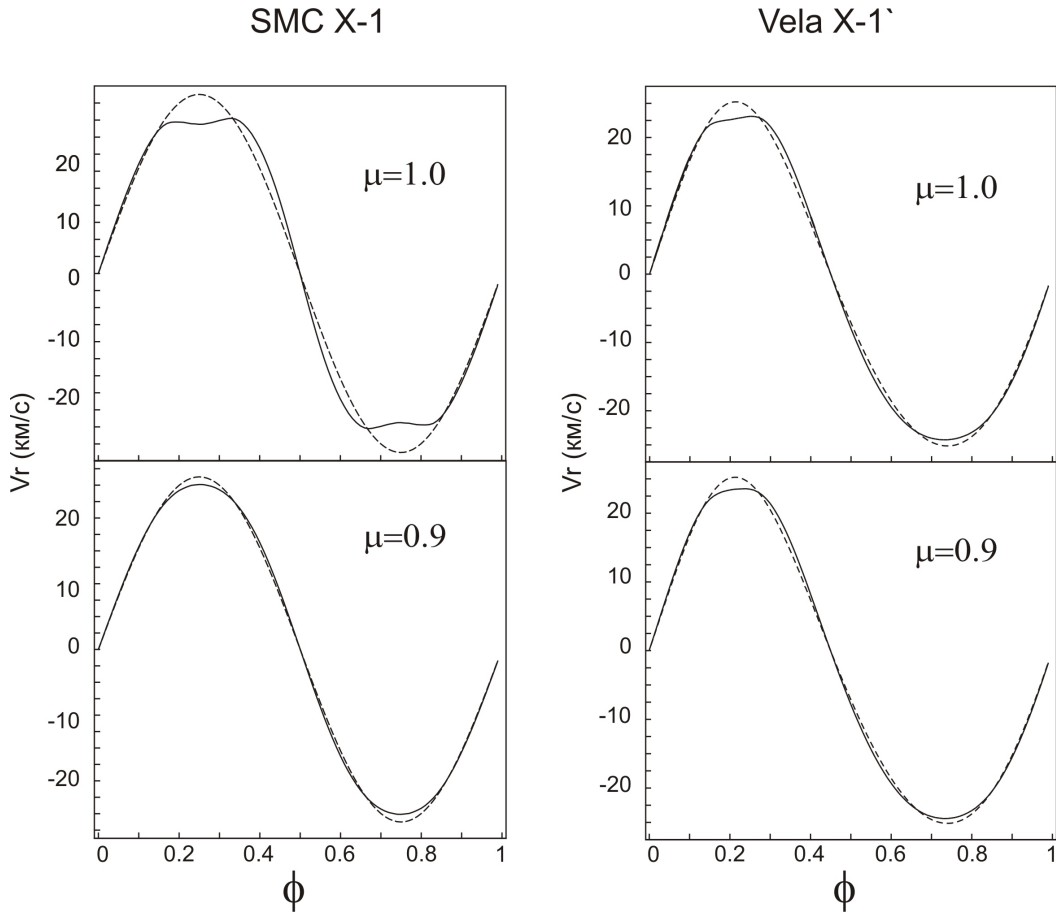


Рис. 20: Модельные кривые лучевых скоростей оптической звезды в системах SMC X-1 и Vela X-1. Сплошные линии - кривые лучевых скоростей звезды в модели Роша. Пунктирные линии - кривые лучевых скоростей центра масс звезды. При $\mu = 1$ звезда заполняет свою полость Роша, при $\mu = 0.9$ звезда близка к заполнению полости Роша. Для SMC X-1 принято: $q = 0.07$, $i = 68^\circ$. Для Vela X-1 принято: $q = 0.073$, $i = 77^\circ$. Остальные параметры модели приведены в табл. 17. Расчеты выполнены с Алгоритмом I для линии H_γ .

4U 1538-52

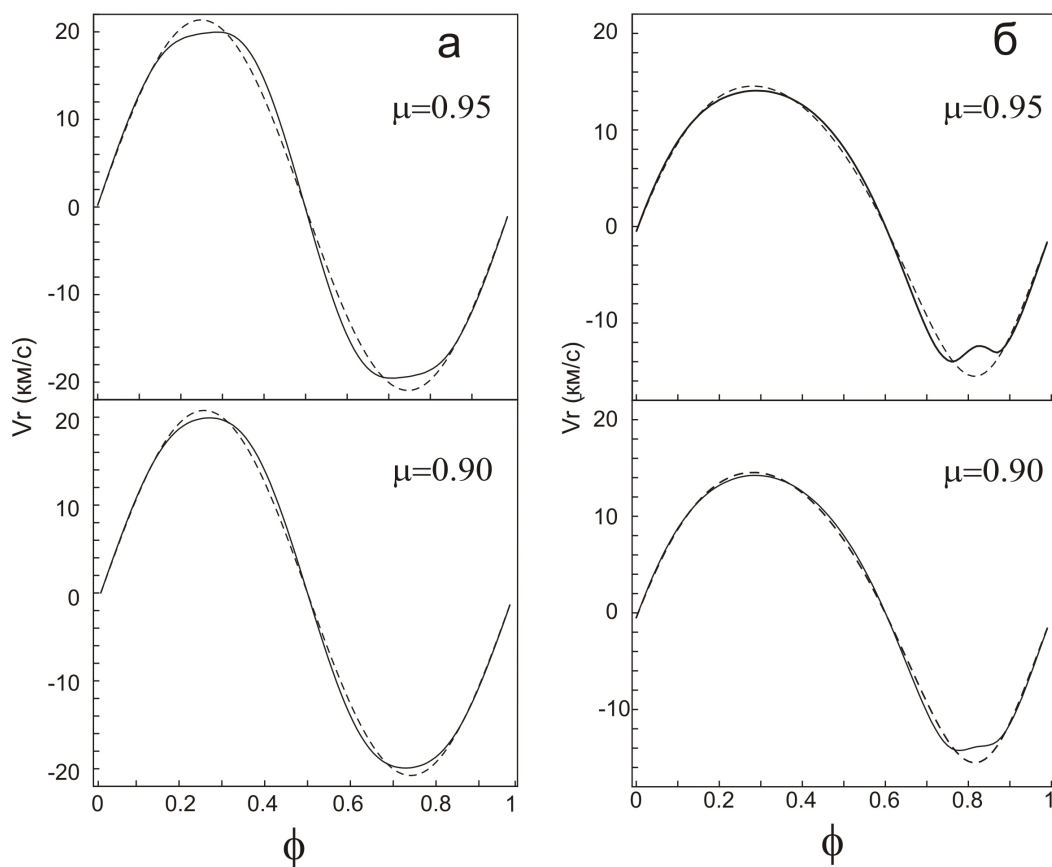


Рис. 21: Модельные кривые лучевых скоростей оптической звезды в системе 4U 1538-52. а – круговая орбита. б – эллиптическая орбита. Сплошные линии - кривые лучевых скоростей звезды в модели Роша. Пунктирные линии - кривые лучевых скоростей центра масс звезды. Приведены кривые лучевых скоростей для различных коэффициентов заполнения звездой полости Роша ($\mu = 0.9, 0.95$). Принято: $q = 0.066$, $i = 76^\circ$. Остальные параметры модели приведены в табл. 17. Расчеты выполнены с Алгоритмом I для линии H_γ .

Моделирование кривых лучевых скоростей для рентгеновских двойных систем с ОВ сверхгигантами позволило составить таблицы 30 - 35,

в которых представлены значения К-поправок.

Используя эти корректирующие коэффициенты, можно переводить наблюдаемую полуамплитуду кривой лучевых скоростей звезды системы в полуамплитуду кривой лучевых скоростей центра масс звезды для каждой системы, при любых значениях параметров q , μ , i (из выбранных интервалов), как это сделано в таблице 18. В таблице 18 представлены значения массы рентгеновского компонента M_x , наклонения орбиты i , и степени заполнения полости Роша μ , для пяти рентгеновских систем с ОВ свехгигантами. Эти значения были определены Роулс и др [60] методом Монте-Карло. Для этих параметров были определены К-поправки, представленные в таблицах 30 - 35 и на их основании скорректированы значения массы рентгеновского компонента M_x при фиксированных остальных параметрах q , μ , i , определённых в работе [60].

Таблица 17: Параметры используемые для синтеза кривых лучевых скоростей оптических компонентов рентгеновских систем в модели Роша

	Cen X-3	Vela X-1	SMC X-1	LMC X-4	4U1538-52
$M_x (M_\odot)$	1.1 - 3.3	1.65 - 2.1	0.9 - 1.35	0.9 - 2.4	0.88-1.0
$M_v (M_\odot)$	22	24	15	15	22
μ	0.9-1.0	0.95-1.0	0.9-1.0	0.9-1.0	0.9-1.0
T_{eff} (К)	30000	25000	25000	30000	30000
i (град.)	65-80	77-83	65-70	65-70	72-80
k_x	0.05	0.003	0.25	1.4	0.05
β	0.25	0.25	0.25	0.25	0.25
A	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5
u	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3
e	0	0.0898	0	0	0
ω (град.)	0	332.59	0	0	0
V_γ (км/с)	0	0	0	0	0
P (сут)	2.087	8.964	3.892	1.408	2.087

Таблица 18: Скорректированные значения M_x для массивных рентгеновских двойных систем с ОВ сверхгигантами.

	i (град.)	μ	$M_x(M_\odot)$	K_{corr}^b	$M_x(M_\odot)$	$M_x(M_\odot)$
	по работе [60]			К-поправка		по работе [28]
Cen X-3	66.7 ± 2.4	1	1.486 ± 0.082	0.889	2.115	$1.22^{+0.15}_{-0.14}$
Vela X-1	78.8 ± 1.2	1	1.770 ± 0.083	0.920	2.273	$1.93^{+0.25}_{-0.24}$
SMC X-1	68.5 ± 5.2	0.95	1.037 ± 0.085	0.925	1.310	$1.48^{+0.47}_{-0.42}$
LMC X-4	67.0 ± 1.9	0.95	1.285 ± 0.051	0.963	1.439	$1.63^{+0.42}_{-0.47}$
4U 1538-52	76.8 ± 6.7	0.9	0.996 ± 0.101^a	0.958	1.133	$1.18^{+0.29}_{-0.27}$

^aдля круговой орбиты

^bзначения взяты из таблиц 30 - 35

Разница масс M_x в табл. 18 легко объяснима. Так в работе [28] для определения масс M_x использовалась вся кривая лучевых скоростей, а не только ее амплитуда. В случае использования К-поправок используется только полуамплитуда K_c , а в работе [60] только полуамплитуда K_v . Таким образом разница между определениями масс характеризуют ошибку определения M_x с использованием разных методов.

К-поправки для массивных рентгеновских двойных систем с черными дырами: система Cyg X-1

Параметры системы Cyg X-1, использованные при моделировании кривой лучевых скоростей звезды в модели Роша приведены в таблице 19. Границы изменения параметров выбирались исходя из возможных значений случайных реализаций параметров $q, i, f(M)$. Для равномерного распределения параметры изменялись в интервале от минимального до максимального значения распределения. Для нормального распределения интервал параметров был ограничен в пределах 3σ .

Моделирование кривых лучевых скоростей для оптического компонента системы Cyg X-1 позволило составить таблицу 20. Так как рентгеновский прогрев в системе незначителен, а отношение масс $q \equiv \frac{M_x}{M_{opt}} \geq 1$ то К-поправки близки к 1.

Таблица 19: Параметры системы Cyg X-1 использованные для расчета К-поправок.

Параметр	Значение параметра	Расшифровка обозначения параметра
$M_x (M_\odot)$	8 - 55	Масса релятивистского компонента
$M_v (M_\odot)$	20	Масса оптической звезды
μ	0.95	Коэффициент заполнения звездой полости Роша
T_{eff} (К)	32000	Эффективная температура звезды
i (град.)	23 - 38	Наклонение орбиты
$k_x = L_x/L_v$	0.02	Отношение рентгеновской светимости релятивистского компонента к болометрической светимости звезды
β	0.25	Коэффициент гравитационного потемнения
A	0.5	Коэффициент переработки рентгеновского излучения
u	0.3	Коэффициент потемнения звезды к краю (линейный закон)
e	0	Эксцентриситет орбиты
ω (град.)	0	Долгота периастра звезды
V_γ (км/с)	0	Лучевая скорость центра масс системы
P (сут)	5.5998	Период

Таблица 20: К-поправки для системы Cyg X-1

q	$i=23^\circ$	$i=25^\circ$	$i=27^\circ$	$i=29^\circ$	$i=31^\circ$	$i=33^\circ$	$i=35^\circ$	$i=38^\circ$
0.80	0.98701	0.98512	0.98551	0.98643	0.98681	0.98740	0.98791	0.98839
1.00	0.98775	0.98708	0.98743	0.98785	0.98857	0.98896	0.98941	0.98984
1.50	0.98955	0.98989	0.99007	0.99051	0.99088	0.99129	0.99156	0.99191
2.00	0.99115	0.99125	0.99168	0.99196	0.99243	0.99255	0.99278	0.99308
2.50	0.99225	0.99233	0.99262	0.99287	0.99329	0.99346	0.99373	0.99392
3.00	0.99294	0.99309	0.99335	0.99351	0.99382	0.99398	0.99428	0.99441
3.50	0.99345	0.99359	0.99383	0.99404	0.99433	0.99447	0.99470	0.99487
4.00	0.99385	0.99418	0.99415	0.99446	0.99462	0.99492	0.99503	0.99532
4.50	0.99432	0.99449	0.99458	0.99481	0.99496	0.99523	0.99533	0.99552
5.00	0.99458	0.99475	0.99483	0.99500	0.99500	0.99545	0.99564	0.99573
5.50	0.99493	0.99502	0.99509	0.99526	0.99544	0.99569	0.99573	0.99602

Для каждой реализации параметров q, i соответствующая К-поправка выбиралась из данных таблицы 20 линейной экстраполяцией. Так как получившиеся распределения имеют “тяжелые” хвосты, то для оценки сдвига распределений, мы использовали медиану (MED) и оценку Ходжеса-Лемана [61] как наиболее устойчивые характеристики распределений. Оценка Ходжеса-Лемана относится к оценкам, получаемых в ранговых критериях (R-оценки), и представляет собой оценку вида: $\hat{\theta} = MED\left(\frac{M_x(i) + M_x(j)}{2}\right)$, где $i, j = \{1, 2, \dots, n\}$, а n – объем выборочного ансамбля.

На рисунках 22 - 23 приведены медианы и оценки Ходжеса-Лемана для 100 реализаций моделирования плотности вероятности массы компактного объекта Cyg X-1 методом Монте-Карло. Из рис. 22 - 23 видно, что даже близкая к единице К-поправка за счет смещения в сторону “тяжелых” хвостов влияет на распределение плотности вероятности массы компактного объекта.

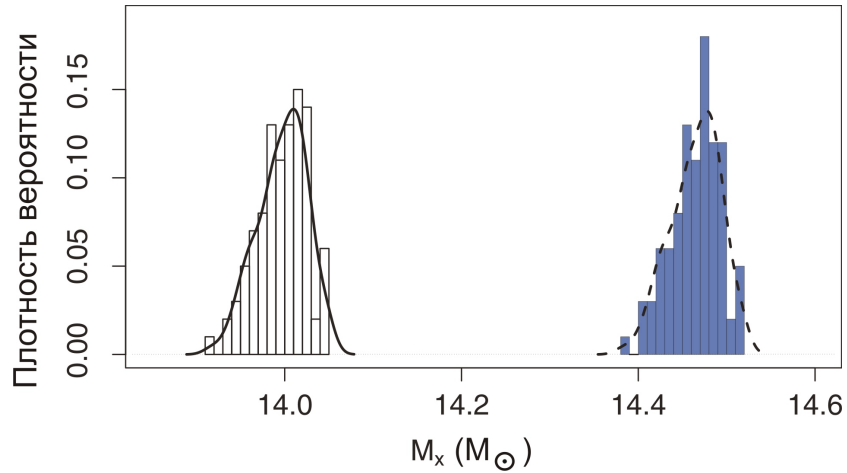


Рис. 22: Распределение оценок Ходжеса-Лемана плотностей распределения массы компактного компонента системы Cyg X-1. Сплошная линия - без использования К-поправок. Прерывистая линия - с использованием К-поправок.

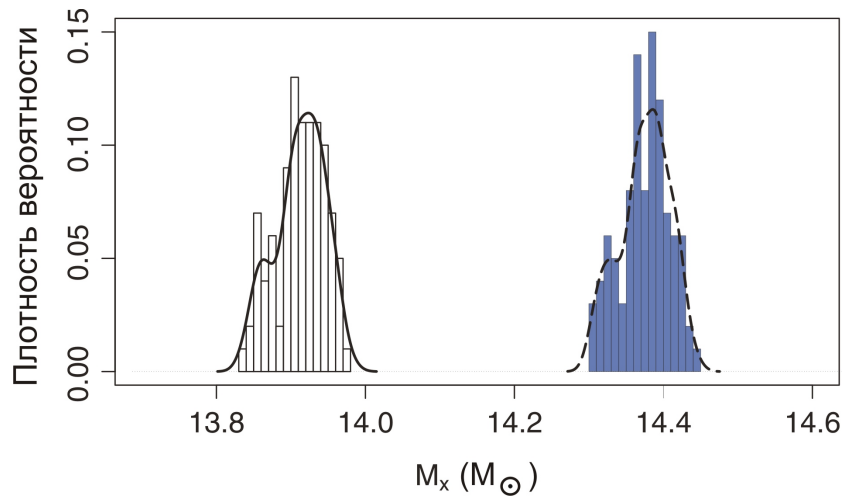


Рис. 23: Распределение медиан плотностей распределения массы компактного компонента системы Cyg X-1. Сплошная линия - без использования К-поправок. Прерывистая линия - с использованием К-поправок.

Избытки светимости OB звезд в массивных рентгеновских двойных системах

Зиолковски [62], Конти [63], Рапопорт и Джос [64] в своих работах отметили, что оптические компоненты массивных рентгеновских двойных систем имеют избыток светимости для своей массы. Дальнейшие исследования показали, что и радиусы этих звезд, практически заполняющих полость Роша, также оказались меньше, чем радиусы нормальных звезд такой же светимости и эффективной температуры [65].

В последние годы предложено несколько теоретических объяснений этого явления. Один из сценариев [66] связывает избыток светимости с перемешиванием, вызванным обменом вещества в системе. Первоначально более массивная звезда, в процессе эволюции теряет богатые водородом внешние слои в результате сильного звездного ветра. Последующий обмен веществом, сопровождающий стадию заполнения звезды своей полостью Роша и стадию общей оболочки, может обогатить фотосферу аккретора продуктами CNO цикла, вызвав вынужденное перемешивание. Эволюционная модель одиночной звезды, учитывающая эффекты вращения [67] указывает, что возникающее в результате вращения звезды перемешивание также может оказывать сильное влияние на ее эволю-

цию, химический состав и время жизни на главной последовательности. Численные модели показывают хорошее соответствие с наблюдениями. В то же время, поскольку массивные рентгеновские двойные системы - ярчайшие из квазистационарных рентгеновских источников на небе, не исключено, что наблюдательные избытки светимостей ОВ звезд в данном случае связаны с эффектом наблюдательной селекции.

В текущей главе будет построена зависимость “Масса-Светимость” для ОВ звезд в массивных рентгеновских двойных системах, которая имеет существенное значение для определения масс релятивистских объектов.

В табл. 21 приведены параметры ОВ компонент массивных рентгеновских двойных систем с наиболее надежно известными параметрами компонент. При составлении таблицы использовались данные Каталога поздних ТДС [68], а также результаты, полученные в работах [31],[69],[60]. В системах Cen X-3, LMC X-4, SMC X-1, Vela X-1, 4U1538-52 наблюдаются рентгеновские затмения и феномен рентгеновского пульсара. Поэтому наклонение орбиты i для этих систем надежно известны, что определяет надежные оценки масс и радиусов О-В звезд. В системе 4U1700-37 наблюдается рентгеновское затмение, что позволяет надежно определить i , но поскольку нет рентгеновского пульсара, массы компонент определяются неоднозначно. Поскольку рентгеновский спектр компактного объекта в системе 4U1700-37 весьма жесткий, что характерно для аккрецирующих нейтронных звезд, параметры системы 4U1700-37, приведенные в таблице 22, соответствуют массе нейтронной звезды равной среднему значению $1.4M_{\odot}$.

Таблица 21: Параметры оптических компонентов 6 массивных рентгеновских двойных систем.

Система	$M_v(M_\odot)$	$\log \frac{L_v}{L_\odot}$	$R_v(R_\odot)$	$T_{eff}(K)$	ссылка
Cen X-3	22.06 ± 1.37	5.23 ± 0.04	12.56 ± 0.56	35000 ± 3000	[60]
Vela X-1	24.00 ± 0.37	5.59 ± 0.04	31.82 ± 0.28	25000 ± 4000	[60]
4U 1538-52	14.13 ± 2.78	4.97 ± 0.06	12.53 ± 2.11	25000 ± 5000	[60]
LS 5039	22.9 ± 3.4	5.26 ± 0.06	9.3 ± 0.7	39000 ± 3000	[70]
Cyg X-1	19.6 ± 1.9	5.4 ± 0.06	16.17 ± 0.68	32000 ± 1000	[71]
4U 1700-37	28 ± 3	5.82 ± 0.06	21.9 ± 1.3	35000 ± 1000	[70]

В системах Cyg X-1 и LS 5039 релятивистские компаньоны являются черными дырами, здесь не наблюдаются рентгеновские затмения и феномен рентгеновского пульсара. Параметры этих систем определены с использованием всего комплекса имеющихся наблюдательных данных (форма высокоточной кривой лучевых скоростей, информация о расстоянии до системы и т.п.). Следует подчеркнуть, что радиусы ОВ звезд в рентгеновских двойных системах (см. табл. 21) определяются надежно по третьему закону Кеплера, поскольку ОВ звезды в данном случае близки к заполнению своих полостей Роша (во всех системах, указанных в табл. 21, наблюдается значительная оптическая переменность, обусловленная эффектом эллипсоидальности ОВ звезд). Эффективная температура этих ОВ звезд T_{eff} надежно оценивается по линейчатому спектру поглощения с использованием современных моделей звездных атмосфер, что позволяет заключить о надежности определения болометрических светимостей для этих звезд. Таким образом, данные табл.21 дают возможность построить надежную зависимость “масса-светимость” для ОВ звезд в массивных рентгеновских двойных системах (см. рис. 24). Данные для ОВ звезд невзаимодействующих двойных систем взяты из работы [72].

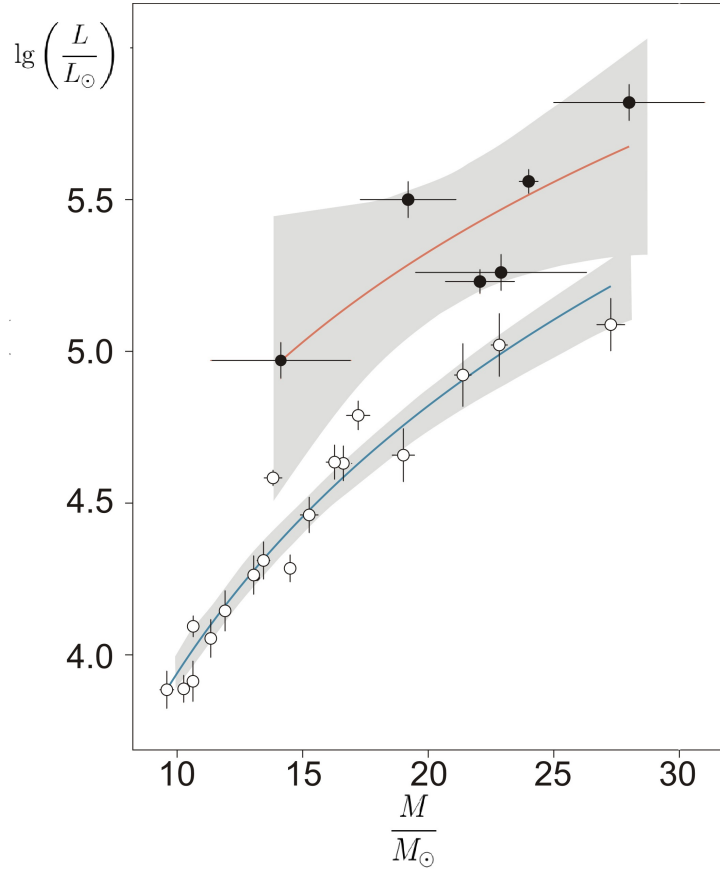


Рис. 24: Зависимость масса-светимость для ОВ компонентов рентгеновских двойных систем (черные кружки) и ОВ компонентов невзаимодействующих двойных звезд (белые кружки). Серая полоса - доверительный интервал 0.95 регрессии $\log(L_v) \sim M_v$.

Для ОВ звезд невзаимодействующих двойных систем зависимость “масса-светимость” определяется следующими коэффициентами регрессии:

$$\lg\left(\frac{L}{L_{\odot}}\right) = (3.663 \pm 0.147) + 8 + (0.064 \pm 0.007) \left(\frac{M}{M_{\odot}}\right). \quad (19)$$

Зависимость “масса-светимость” для ОВ компонентов массивных рентгеновских двойных систем (см. рис. 24) может быть аппроксимирована

функцией:

$$\lg \left(\frac{L}{L_{\odot}} \right) = (3.732 \pm 0.190) + (0.073 \pm 0.008) \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right) \quad (20)$$

Эта зависимость может быть использована для оценки масс релятивистских объектов в массивных рентгеновских двойных системах при светимостях их оптических компонент в интервале $3 \cdot 10^4 - 10^6 L_{\odot}$ и при массах $15 - 30 M_{\odot}$.

Возможно предложить еще один механизм, из-за которого могут возникать избытки светимости ОВ компонент массивных рентгеновских двойных систем. В результате эволюции массивной ТДС менее массивная звезда становится более массивной, а скорость ее вращения приближается к критической, так как для достижения критической скорости вращения достаточно аккрецировать лишь $\sim 20\%$ массы вторичной звезды [82]. Дальнейшее увеличение массы вторичной звезды происходит без переноса момента [83]. Уменьшить скорость вращения звезды могут приливное взаимодействие и унос из системы углового момента звездным ветром. В работе [84] показано, что учет меридианальной циркуляции и перераспределения момента внутри массивной звезды значительно снижает эффективность замедления вращения звезды приливным взаимодействием. Таким образом, на большей части стадии рентгеновской двойной системы оптический компонент в массивной ТДС должен обладать скоростью вращения близкой к критической. В работе [85] рассмотрен как полный темп истечения звездного ветра, так и распределение темпа истечения по широте с поверхности быстро вращающейся звезды. Так темп потери массы через единицу поверхности для вращающейся звезды задается выражением [85]:

$$\frac{\Delta \dot{M}}{\Delta \sigma} \sim A \left(\frac{ac}{4} \right)^{\frac{1}{8}} \left[\frac{L}{4\pi GM_*} \right]^{\frac{1}{\alpha} - \frac{1}{8}} \frac{g_{eff}^{1 - \frac{1}{8}} [1 + \zeta(\theta)]^{\frac{1}{\alpha}}}{(1 - \Gamma_{\Omega}(\theta))^{\frac{1}{\alpha} - 1}} \quad (21)$$

где $A = (k\alpha)^{\frac{1}{\alpha}} \left(\frac{1-\alpha}{\alpha} \right)^{\frac{1-\alpha}{\alpha}}$ [86], где k - количество линий в спектре звезды, а α - наклон распределения интенсивности этих линий (т.н. “force multiplier” параметры), $\zeta(\theta)$ - отклонение от закона фон Цепеля вызванного неравномерностью вращения звезды по широте. В своей работе [85] авторы выделяют два эффекта анизотропии звездного ветра для вращающихся звезд. Первый эффект связан с изменением g_{eff} по поверхности

деформированной вращением звезды при почти постоянном A . Этот эффект приводит к увеличению истечения с поверхности звезды в полярных областях и снижению его в экваториальных. Второй эффект связан с резким увеличением коэффициента A при температурах ниже 11500 К [86] (см. рис. 25). Он наоборот увеличивает экваториальное истечение ветра и может быть ответственным за феномен Ве звезд.

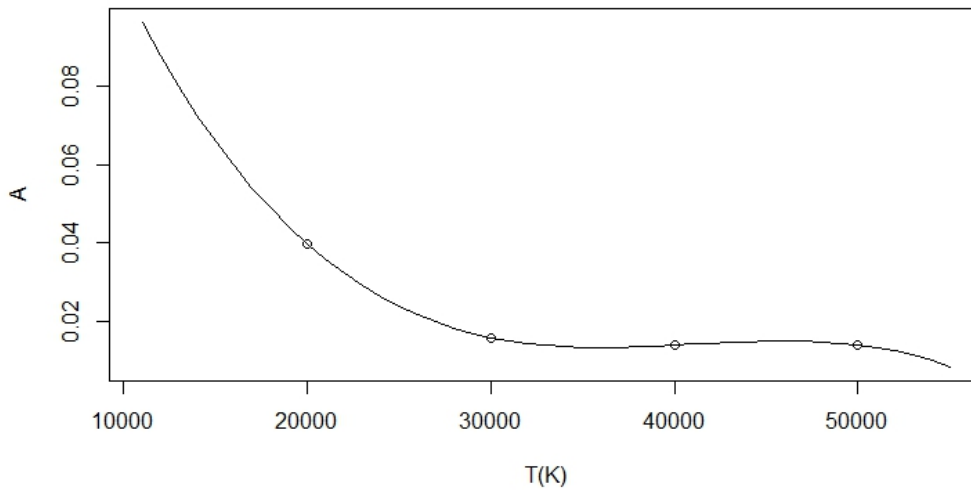


Рис. 25: Зависимость A от температуры [86].

Поскольку все оптические компоненты в табл. 21 имеют эффективные температуры значительно выше 11500 К, то до тех пор, пока оптическая звезда не замедлится и не станет близка к заполнению полости Роша, темп истечения через полярные области будет значительно выше темпа истечения через экваториальные, что приведет к уменьшению плотности звездного ветра в окрестности компактного объекта и уменьшению рентгеновской светимости двойной системы.

Отметим, что количество массивных рентгеновских двойных систем, где оптический ОВ компонент находится на стадии главной последовательности в Галактике оценивается как $\sim 10^4$ [88], и они должны составлять основную долю массивных рентгеновских систем. Однако это утверждение не соответствует наблюдаемой картине [89].

Глава 4. Массы черных дыр и оптических компонентов в маломассивных рентгеновских двойных системах

Наблюдаемые параметры маломассивных рентгеновских двойных систем с черными дырами

В данной главе скорректированы оценки отношения масс q для систем, приведенных в каталоге [90], которые были сделаны в модели классического вращательного уширения. Также скорректированы значения функций масс $f_v(M)$ с учетом эффектов взаимной близости компонентов двойной системы. Показано, что коррекция значений q и $f_v(M)$ для рентгеновских новых с черными дырами приводит к значительному уменьшению средней массы оптических спутников. Таким образом, еще более обостряется противоречие между наблюдениями и результатами расчетов по стандартным эволюционным сценариям для маломассивных рентгеновских двойных систем. Обсуждаются возможные пути преодоления этой трудности.

В табл. 22 собраны данные для 9 маломассивных рентгеновских двойных систем из каталога BlackCAT [90]. Для каждой из этих рентгеновских систем были получены спектры высокого разрешения для звезд-доноров и оптические кривые блеска, что позволило оценить вращательное уширение абсорбционных спектральных линий, оценить полуамплитуду кривых лучевых скоростей и наклонение орбиты.

В табл. 22 приведены следующие параметры рентгеновских двойных систем:

$V_{rot} \sin i$ – проекция экваториальной скорости вращения звезды на луч зрения, полученная в модели классического вращательного уширения (оптическая звезда аппроксимируется диском с постоянным локальным профилем и линейным законом потемнения к краю),

K_v – наблюдаемая полуамплитуда кривой лучевых скоростей оптической звезды,

$f_v(M)$ – функция масс оптической звезды, полученная из наблюдений,

i – наклонение орбиты, оцененное в большинстве случаев из анализа эффекта эллипсоидальности оптической звезды [91].

Таблица 22: Параметры 9 маломассивных рентгеновских двойных систем из обзора BlackCAT [90] для которых определены значения $V_{rot} \sin i$ и наклонения орбиты i

Система	$V_{rot} \sin i$, км/с	K_v , км/с	$f_v(M)$, M_\odot	$q = M_x/M_v$	i , град.	Период, сут	Ссылка
A0620-00	83 ± 5	437 ± 2	2.80 ± 0.01	16 ± 3	51 ± 1	0.32301405(1)	[92, 41]
GS 2023+338	39.1 ± 1.2	208.5 ± 0.7	6.08 ± 0.06	16.7 ± 1.4	$66 - 70$	6.47129(7)	[46]
GS 2000+251	86 ± 8	520 ± 5	5.01 ± 0.12	24 ± 7	$43 - 74$	0.3440873(2)	[93]
GRO 1655-40	88 ± 5	226.1 ± 0.8	2.73 ± 0.09	3.0 ± 0.3	70 ± 2	0.3205(7)	[42]
XTE J1118+48	96^{+4}_{-11}	709 ± 1	6.28 ± 0.04	41^{+5}_{-16}	68 ± 2	0.1699339(2)	[94]
GRS 1915+105	21 ± 4	126 ± 1	7.02 ± 0.17	23 ± 2	66 ± 2	33.85(16)	[95]
GRS 1009-45	86 ± 5	475 ± 6	3.17 ± 0.12	18 ± 3	$37 - 80$	0.285206(14)	[96]
GRO J0422+32	90 ± 22	378 ± 16	1.19 ± 0.02	11 ± 6	45 ± 2	0.2121600(2)	[97]
GRS 1124-68	106 ± 13	406 ± 7	3.01 ± 0.15	13 ± 1	54 ± 2	0.4326058(31)	[98]

Примечание: величины $f_v(M)$ вычислены с использованием наблюдаемых значений K_v ; величины $V_{rot} \sin i$ получены в модели классического вращательного уширения; величины q определены с помощью формулы (22) в модели классического вращательного уширения.

Значения $V_{rot} \sin i$, получены в модели классического вращательного уширения [43]. Отношение масс $q = M_x/M_v$ определялось из соотношения [36]:

$$\frac{V_{rot} \sin i}{K_c} \simeq 0.462 q^{-1/3} \left(1 + \frac{1}{q}\right)^{2/3}. \quad (22)$$

Отметим, что в табл. 22, приведены значения наблюдаемой полуамплитуды кривой лучевых скоростей K_v , а не полуамплитуды кривой лучевых скоростей центра масс звезды K_c . Масса релятивистского объекта M_x определялась по формуле:

$$M_x = \frac{f_v(M) (1 + q^{-1})^2}{\sin^3 i}, \quad (23)$$

масса оптического компонента

$$M_v = M_x/q.$$

Здесь $f_v(M) = 1.038 \cdot 10^{-7} K_v^3 P_{orb} (1 - e^2)^{3/2}$ - функция масс оптической звезды, K_v - наблюдаемая полуамплитуда кривой лучевых скоростей звезды. Если рассматривать звезду в модели Роша, то для перехода от наблюдаемой полуамплитуды кривой лучевых скоростей K_v к полуамплитуде кривой лучевых скоростей центра масс звезды K_c необходимо внести К-поправку (см. ниже).

Для больших значений $q = M_x/M_v$ (случай маломассивной рентгеновской двойной системы с черной дырой) масса черной дыры M_x слабо зависит от q (см. формулу (36)), однако масса оптической звезды $M_v = M_x/q$ существенно зависит от q . Кроме того, как следует из формулы (22) в случае больших q имеем соотношение

$$q \simeq \left(\frac{0.462 \cdot K_c}{V_{rot} \sin i} \right)^3, \quad (24)$$

то есть q сильно зависит от величины $V_{rot} \sin i$, и малые ошибки в определении $V_{rot} \sin i$ приводят к большим ошибкам в определении q .

Распределение масс черных дыр. Учет эффектов взаимной близости компонентов.

Рассмотрена методика коррекции отношения масс q в более реалистичной модели оптической звезды в рентгеновской двойной системе, когда звезда рассматривается в модели Роша, для нее учитывается гравитационное потемнение и потемнение к краю. Выше (см. также [99]) были получены аппроксимационные формулы, позволяющие по вращательному уширению спектральных линий звезды скорректировать отношение масс q . При этом предполагалось, что рентгеновский прогрев отсутствует. Следует отметить, что в большинстве маломассивных рентгеновских двойных систем с черными дырами в спокойном состоянии величина рентгеновского прогрева мала.

При отсутствии рентгеновского прогрева поправка Δq , которую необходимо учесть при определении скорректированного отношения масс q (см. главу 3.3, [99]) описывается следующей аппроксимационной формулой:

$$\Delta q = (0.41 \pm 0.01) \cdot q_{disk}^{1.224 \pm 0.008}. \quad (25)$$

Тогда значение q_{corr} с учетом коррекции определяется по формуле:

$$q_{corr} = q_{disk} + \Delta q. \quad (26)$$

В главе 3.3 (см. [99]) показано, что формула (26) справедлива с точностью в пределах 5% для интервала температур оптической звезды 4000 - 8000 К.

При определении массы компактного объекта M_x также необходимо учитывать, что наблюдаемые кривые лучевых скоростей звезд в рентгеновских двойных системах отличаются от кривых лучевых скоростей их центров масс вследствие эффектов взаимной близости компонентов. В формуле (36) для массивных M_x вместо наблюдаемой функции масс $f_v(M)$ нужно использовать скорректированную функцию масс :

$$f_v^{corr}(M) = 1.038 \cdot 10^{-7} K_c^3 P_{orb} (1 - e^2)^{3/2}. \quad (27)$$

Здесь K_c - полуамплитуда кривой лучевых скоростей центра масс звезды, e - эксцентриситет орбиты (для маломассивных рентгеновских двойных

систем $e = 0$), P_{orb} - истинный орбитальный период системы. Период P_{orb} связан с наблюдаемым P_{obs} известной формулой:

$$P_{orb} = \frac{P_{obs}}{1 + \frac{\gamma}{c}}, \quad (28)$$

где γ - лучевая скорость центра масс системы, c - скорость света. В случае маломассивных рентгеновских двойных систем $\gamma \ll c$, поэтому величины P_{orb} и P_{obs} отличаются незначительно.

Для коррекции величины полуамплитуды кривой лучевых скоростей K_v с учетом эффектов взаимной близости мы используем таблицы поправочных коэффициентов (К-поправок), приведенные в главе 2.3 ([44, 45]). Эти коэффициенты позволяют перейти от наблюдаемой полуамплитуды кривой лучевых скоростей звезды K_v к полуамплитуде центра масс звезды K_c .

Результаты новых оценок масс черных дыр M_x с учетом эффектов взаимной близости компонентов для 9 систем представлены в табл. 23.

Таблица 23: Скорректированные параметры рентгеновских новых и масс черных дыр с учетом эффектов взаимной близости компонентов

Система	q_{corr}	K_c , км/с	$f_v^{corr}(M), M_\odot$	M_x, M_\odot	M_x^{corr}, M_\odot
A0620-00	26 ± 5	438.4 ± 2.0	2.82 ± 0.036	6.7 ± 0.3	6.5 ± 0.3
GS 2023+338	26 ± 2	209.1 ± 0.7	6.14 ± 0.06	$8.2 - 8.9$	$7.9 - 8.6$
GS 2000+251	39 ± 8	521 ± 5	5.06 ± 0.12	$6.1 - 17.1$	$6.0 - 16.7$
GRO 1655-40	3.9 ± 0.5	229.6 ± 2.4	3.29 ± 0.09	5.8 ± 0.4	6.0 ± 0.4
XTE J1118+48	73_{-32}^{+10}	710.2 ± 1.4	6.3 ± 0.1	8.2 ± 0.4	8.1 ± 0.4
GRS 1915+105	35 ± 13	126 ± 1	7.07 ± 0.17	10.1 ± 0.6	9.8 ± 0.6
GRS 1009-45	30 ± 5	476 ± 4	3.20 ± 0.12	$3.7 - 16.2$	$3.6 - 15.7$
GRO J0422+32	14 ± 3	379 ± 16	1.20 ± 0.02	4.1 ± 0.6	3.9 ± 0.6
GRS 1124-68	21 ± 1	407.6 ± 2.0	3.04 ± 0.15	6.6 ± 0.5	6.3 ± 0.5

Примечание: здесь M_x - масса черной дыры, определенная на основе данных из табл. 22 в модели классического вращательного уширения.

На рис. 26 приведена соответствующая гистограмма центральных значений масс черных дыр M_x .

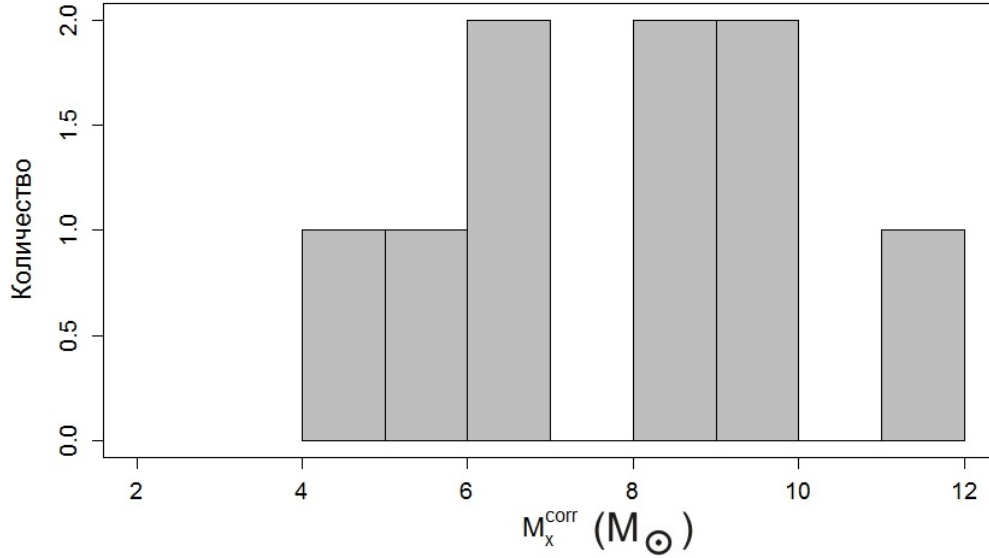


Рис. 26: Гистограмма распределения масс черных дыр в 9 транзиентных рентгеновских двойных системах (см. табл. 22), построенная с учетом эффектов взаимной близости компонентов

Отметим, что для GRO 1655-40 при определении массы компактного объекта M_x существенное влияние оказывает К-поправка к полуамплитуде кривой лучевых скоростей. Это связано с относительно малой величиной q , при которой К-поправка к кривой лучевых скоростей оптической звезды становится существенной. При увеличении q влияние К-поправок уменьшается, однако при этом сильно возрастает влияние эффектов близости на профили линии и на определение отношения масс q (см. табл. 22, 23).

Распределение масс оптических звезд. Учет эффектов взаимной близости компонентов

После того, как были скорректированы значения отношений масс q по формулам (25,26) следует также скорректировать массы оптических звезд $M_v = M_x/q$. В табл. 24 приведены полученные в модели классического

вращательного уширения и скорректированные значения M_v для систем из табл. 22.

Таблица 24: Скорректированные значения масс оптических звезд и других параметров рентгеновских новых с черными дырами с учетом эффектов взаимной близости компонентов

Система	q_{corr}	K_c , км/с	$f_v^{corr}(M), M_\odot$	M_v, M_\odot	M_v^{corr}, M_\odot
A0620-00	26 ± 5	438.4 ± 2.0	2.82 ± 0.04	0.4 ± 0.1	0.25 ± 0.05
GS 2023+338	26 ± 2	209.1 ± 0.7	6.14 ± 0.06	0.5 ± 0.1	0.3 ± 0.1
GS 2000+251	39 ± 8	521 ± 5	5.06 ± 0.12	$0.2 \div 0.7$	$0.1 \div 0.4$
GRO 1655-40	3.9 ± 5.0	229.6 ± 2.4	3.29 ± 0.09	1.9 ± 0.2	1.4 ± 0.2
XTE J1118+48	73_{-32}^{+10}	710.2 ± 1.4	6.31 ± 0.08	0.20 ± 0.04	0.10 ± 0.04
GRS 1915+105	35 ± 13	126 ± 1	7.1 ± 3.0	0.4 ± 0.1	0.3 ± 0.1
GRS 1009-45	30 ± 5	476 ± 4	3.20 ± 0.12	$0.2 \div 0.9$	$0.1 \div 0.5$
GRO J0422+32	14 ± 3	379 ± 16	1.20 ± 0.02	0.5 ± 0.1	0.3 ± 0.1
GRS 1124-68	21 ± 1	407.6 ± 2.0	3.04 ± 0.15	0.5 ± 0.1	0.3 ± 0.1

Примечание: здесь M_v - масса оптической звезды,

определенная на основе данных из табл. 22

в модели классического вращательного уширения спектральной линии.

Из табл. 24 видно, что учет эффектов взаимной близости компонентов приводит к существенному уменьшению наиболее вероятной массы оптического компонента в маломассивных рентгеновских двойных системах. Особняком стоит система GRO 1655-40. Даже скорректированная масса звезды в этой системе достаточно велика: $M_v = 1.4 M_\odot$. Среднее значение $\bar{M}_v^{corr} = 0.35 M_\odot$ (без учета системы GRO 1655-40 $\bar{M}_v^{corr} = 0.31 M_\odot$). На рис. 27 приведена соответствующая гистограмма центральных значений масс оптических звезд в 9 транзиентных рентгеновских двойных системах M_v .

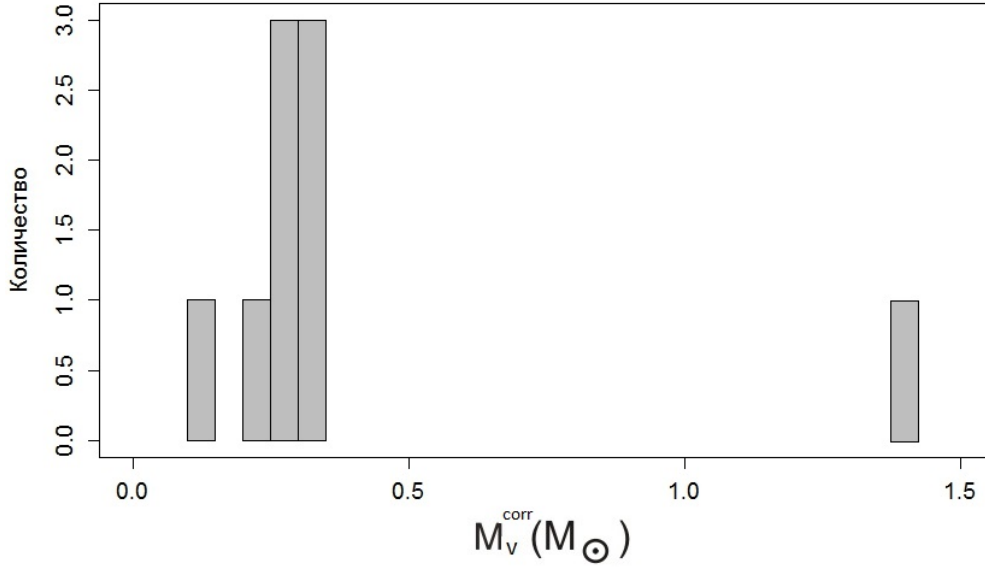


Рис. 27: Гистограмма распределения масс оптических звезд в 9 транзистентных рентгеновских двойных системах (см. табл. 22). построенная с учетом эффектов взаимной близости компонентов

Полученное распределение очень близко к модельному спектру масс оптических звезд в предположении сильного увеличения темпа потери массы звездой-донором, рассчитанному в работе [47]. Подобное увеличение темпа потери массы может быть вызвано прогревом поверхности звезды излучением аккреционного диска во время активной стадии рентгеновской новой. Авторы [47] считают, что реализация подобного сценария не согласуется с наблюдаемым бимодальным спектром масс компактных объектов. Следует подчеркнуть, однако, что бимодальный спектр масс релятивистских объектов (“провал” в диапазоне масс $M_x = 2-4 M_{\odot}$) нуждается в подтверждении дальнейшими исследованиями. Так, например, в работе [10] авторы предположили, что “провал масс” может быть результатом систематических ошибок в определении углов наклона орбиты рентгеновских двойных систем, вызванных неполным учетом вклада аккреционного диска в оптическую светимость системы. Тем не менее, остается надежным вывод о том, что распределение масс черных дыр “плоское” и сильно отличается от распределения масс

массивных звезд в Галактике, которое пропорционально M^{-5} .

Избытки светимости оптических компонентов рентгеновских новых

Из табл. 24 видно, что учет приливо-вращательной деформации фигуры звезды приводит к уменьшению оценки массы оптического компонента в рентгеновских новых. В маломассивных рентгеновских двойных системах рентгеновский источник поддерживается за счет аккреции вещества звезды донора, заполняющей свою полость Роша. Вследствие аккреции звезда-донор может потерять значительную часть своей массы в ядерной шкале времени. В то же время радиус звезды-донора ограничен размерами полости Роша. Таким образом, оптические компоненты в рентгеновских новых могут обладать избытками светимости для своих масс.

Оптические компоненты систем ХТЕ J1118+480, A0620-00, GS1124-684, GRO J042+32 находятся на главной последовательности [90]. Углы наклона орбиты i для этих систем также достаточно надежно определены. Таким образом можно вычислить светимости звезд в этих системах, используя данные из табл. 22 - 24. Большая полуось орбиты a определяется из третьего закона Кеплера:

$$a = \left(\frac{GP^2(M_v + M_x)}{4\pi^2} \right)^{1/3}. \quad (29)$$

Чтобы найти средний радиус полости Роша мы использовали формулу Эгглтона [54]:

$$\frac{\bar{R}}{a} \simeq \frac{0.49q^{-2/3}}{0.6 q^{-2/3} + \ln(1 + q^{-1/3})}. \quad (30)$$

Тогда болометрическая светимость оптического компонента определяется как:

$$L = 4\pi\bar{R}^2\sigma T_{eff}^4, \quad (31)$$

где σ - постоянная Стефана-Больцмана. Рассмотрим насколько сильно изменится значение светимости приливо деформированной звезды,

если при расчетах будут использованы средняя эффективная температура T_{eff} и средний радиус звезды \bar{R} . Так, для системы A0620-00 значение болометрической светимости приливо деформированной звезды $\log(L_{Roche}/L_{\odot}) = -0.763$. Эта величина была получена интегрированием по всей поверхности звезды:

$$L_{Roche} = \int \int_S \sigma T^4(\eta, \varphi), dS. \quad (32)$$

Вычисленное таким образом значение светимости меньше приближенного значения $\log(\bar{L}/L_{\odot}) = -0.756$, полученного с помощью формул (29 - 31). Однако, различие между двумя величинами составляет всего несколько процентов. Таким образом, погрешность, связанная с заменой реальной фигуры звезды эквивалентной сферой незначительна.

В работе Торреса и др. [72] приведены точные данные по массам и светимостям 190 звезд, входящих в разделенные двойные системы. Мы использовали данные для тех звезд, массы которых лежали в диапазоне $0.5 M_{\odot} - 1.0 M_{\odot}$. На рис. 28 приведены зависимости “масса-светимость” для звезд из работы [72] и для оптических компонентов в рентгеновских новых, рассмотренных в данной работе.

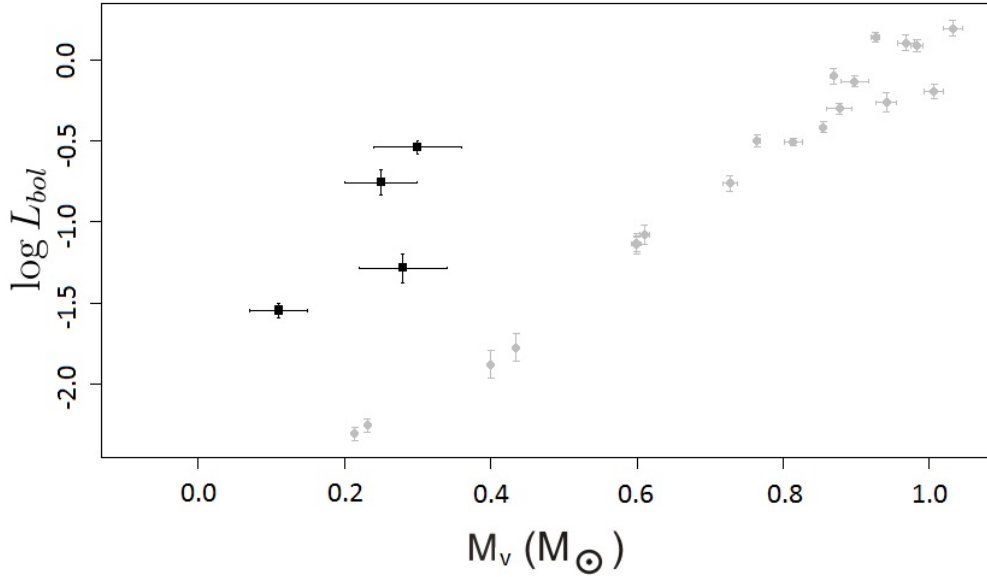


Рис. 28: Зависимость “Масса-Светимость” для звезд главной последовательности в диапазоне масс $M_{\odot} - 1.0 M_{\odot}$. Серыми кружками обозначены звезды из [72]. Черными квадратами отмечены оптические компоненты рентгеновских новых

Массы оптических компонентов рентгеновских новых были скорректированы с учетом приливно-вращательной деформации. Из рис. 28 видно, что звезды в рентгеновских новых имеют избыток светимости $\log(L/L_{\odot}) \sim 1$. Однако, малая выборка (всего 4 оптических звезды в рентгеновских новых) имеет большую среднюю ошибку, и линия выборочной регрессии может отличаться от истинной. Для корректной статистической проверки гипотезы H_0 доминирования светимостей оптических компонентов рентгеновских новых над светимостями обычных звезд главной последовательности мы использовали U-критерий Манна — Уитни [101]. Это непараметрический, мощный и простой критерий хорошо подходит для оценки различий между двумя малыми выборками. Полученное нами значение $P = 0.996$, указывает, что избыток светимости статистически значим.

Для звезд главной последовательности приведенных в работе [72] зависимость “масса-светимость” в диапазоне масс $0.5 M_{\odot} - 1.0 M_{\odot}$ можно

аппроксимировать линейной регрессией:

$$\log \left(\frac{L}{L_{\odot}} \right) = (3.136 \pm 0.116) \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right) - (3.02 \pm 0.09). \quad (33)$$

Для звезд главной последовательности в рентгеновских новых зависимость “масса-светимость” в диапазоне масс $0.5 M_{\odot} - 1.0 M_{\odot}$ имеет вид:

$$\log \left(\frac{L}{L_{\odot}} \right) = (4.04 \pm 2.62) \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right) - (1.98 \pm 0.63). \quad (34)$$

Отметим, что избытки светимости также имеют и звезды в рентгеновских двойных системах с ОВ сверхгигантами [70].

Эволюционные аспекты

Расчетные массы черных дыр и оптических звезд в рентгеновских двойных системах входят в противоречие со стандартным эволюционным сценарием. Для объяснения этого противоречия можно привлекать гипотезу о неконсервативном обмене масс в системе: такой режим обмена масс может возникнуть в результате стимулированного рентгеновским прогревом истечения ветра от звезды. В работах [73, 74, 75, 76] показано, что рентгеновское излучение от компактного объекта во время вспышки может способствовать образованию сильного индуцированного ветра с поверхности оптического компонента. Также Ибен и др. [66] показали, что при увеличении темпа потери массы вследствие прогрева рентгеновским излучением спутника происходит неконсервативный обмен масс, при котором вещество звезды покидает двойную систему в виде индуцированного ветра. Предложенный в [66] сценарий обмена масс через звездный ветер, индуцированный рентгеновским излучением, позволил согласовать теоретическое и наблюдаемое количество маломассивных рентгеновских двойных систем с черными дырами. Так, авторы [66] показали, что во время рентгеновской вспышки, около 90 % вещества оптического спутника покидает двойную систему в виде ветра, и лишь около 10 % передается аккрецирующей черной дыре. Отметим, что рассчитанный нами спектр масс оптических звезд хорошо согласуется со спектром масс, рассчитанным в предположении увеличения темпа потери массы звезды из-за ее прогрева излучением аккреционного диска [47]. При усилении

аккреции, индуцированной рентгеновским прогревом, увеличение массы черной дыры, согласно [66] должно быть незначительным. Тем самым снимается противоречие с наблюдаемой бимодальностью в распределении масс компактных объектов, отмеченное в работе [12].

Можно предположить, что звездное вещество, унесенное из системы индуцированным корональным ветром, формирует дискообразную околозвездную оболочку вокруг системы. Формирование оболочки происходит потому, что скорость ветра, по видимому, недостаточна для того, чтобы он покинул двойную систему. Из-за сравнительно небольшой массы оптической звезды эффективность уноса на бесконечность вещества общей оболочки может оказаться недостаточной, и часть вещества общей оболочки может формировать околозвездный диск вокруг маломассивной рентгеновской двойной системы. Эти утверждения требуют отдельного теоретического исследования. Обнаружение таких оболочек является важной задачей астрофизики рентгеновских двойных систем. В этой связи, представляет интерес поиск инфракрасных избытков в спектрах маломассивных рентгеновских двойных систем. Эти избытки могут быть связаны с наличием дискообразных оболочек, окружающих всю систему.

В работе [77] дана оценка массы, которую следует аккрецировать черной дыре в маломассивной рентгеновской двойной системе, чтобы ее безразмерный угловой момент вращения достиг критического значения $a_* = 0.998$. На основании этих расчетов показано, что в случае консервативного обмена масс наблюдаемые значения a_* полностью объясняются в модели переноса вещества от звезды на черную дыру вне зависимости от начального значения a_* черной дыры. Однако учет эффектов взаимной близости компонентов уменьшает массу оптических звезд в рентгеновских новых, а также свидетельствует в пользу сильно неконсервативного обмена масс при рентгеновском прогреве поверхности звезды. Таким образом, можно предположить, что результат работы [77] требует уточнения с учетом этих факторов.

Современные обзоры показывают, что большая часть звезд входят в системы с тремя и более членами [78, 79], причем доля тройных систем возрастает с увеличением массы компонентов и уменьшением периодов системы [?]. Можно предположить, что рентгеновские двойные системы с черными дырами с очень малыми массами оптических компонентов ($M_v < 0.35 M_\odot$) образовались в массивной рентгеновской двойной системе, имеющей удаленную третью G-K звезду главной последовательности

[80]. При расчете эволюции подобной тройной системы следует учитывать эффекты взаимодействия компонентов, такие как механизм Козаи [81], когда перераспределение орбитального момента между внешней и внутренней двойной системой приводит к осциляции эксцентриситета внутренней двойной системы и, как следствие, ускоренному ее слиянию. В процессе эволюции при слиянии внутренней массивной двойной системы образуется объект Торна-Житков. Третья звезда спутник малой массы может быть захвачена оболочкой объекта Торна-Житков и по спирали приблизиться к его центру. В итоге оболочка рессеивается, а третья звезда уменьшает свой орбитальный период. В результате образуется система, содержащая черную дыру с массой около $7 M_{\odot}$ и оптический компонент с массой $M_v < 0.35 M_{\odot}$.

Глава 5. Оценка параметров распределения масс звездных черных дыр и проверка устойчивости этого распределения

Как показано в предыдущей главе, поправки к массам черных дыр для маломассивных рентгеновских двойных систем невелики. И приближенные массы черных дыр и их скорректированные массы имеют плоское распределение с провалом в области $M_x = 2 - 5 M_{\odot}$. Это распределение резко отличается от распределения звезд в Галактике. Поэтому представляет интерес сторогий статистический анализ распределения масс черных дыр и проверка устойчивости этого распределения.

Модель распределения масс черных дыр в рентгеновских двойных системах

Опираясь на методику работы [5], а также на мы построили сводную таблицу данных по 20 кандидатам в черные дыры (табл. 25). В табл. 25 приведены данные по 15 маломассивным и 5 массивным двойным системам, которые разделены горизонтальной чертой.

Таблица 25: Законы распределения параметров рентгеновских двойных систем с черными дырами

Название	$f_v(M)(M_\odot)$	$1/q$	i (град.)	Ссылка
GRS 1915+105	$N(9.5, 3.0)$	$N(0.0857, 0.0284)$	$N(70, 2)$	[95]
XTE J1118+480	$N(6.44, 0.08)$	$N(0.0264, 0.004)$	$N(68, 2)$	[94]
XTE J1650-500	$N(2.73, 0.56)$	$U(0, 0.5)$	$I(50, 80)$	[102]
GRS 1009-45	$N(3.17, 0.12)$	$N(0.137, 0.015)$	$I(37, 80)$	[96]
A0620-00	$N(2.76, 0.036)$	$N(0.06, 0.004)$	$N(50.98, 0.87)$	[92, 41]
GRO J0422+32	$N(1.13, 0.09)$	$U(0.076, 0.31)$	$N(45, 2)$	[97]
Nova Mus 1991	$N(3.01, 0.15)$	$N(0.128, 0.04)$	$N(54, 1.5)$	[98]
GRO J1655-40	$N(2.73, 0.09)$	$N(0.3663, 0.04025)$	$N(70.2, 1.9)$	[42]
4U 1543-47	$N(0.25, 0.01)$	$U(0.25, 0.31)$	$N(20.7, 1.5)$	[103]
XTE J1550-564	$N(7.73, 0.4)$	$U(0, 0.04)$	$N(74.7, 3.8)$	[104]
V4641 Sgr	$N(3.13, 0.13)$	$U(0.42, 0.45)$	$N(75, 2)$	[103]
GS 2023+338	$N(6.08, 0.06)$	$U(0.056, 0.063)$	$I(66, 70)$	[46]
GS 1354-64	$N(5.73, 0.29)$	$N(0.12, 0.04)$	$I(50, 80)$	[105]
Nova Oph 77	$N(4.86, 0.13)$	$U(0, 0.053)$	$I(60, 80)$	[106]
GS 2000+251	$N(5.01, 0.12)$	$U(0.035, 0.053)$	$I(43, 74)$	[93]
Cyg X-1	$N(0.251, 0.007)$	$N(2.778, 0.386)$	$I(23, 38)$	[107]
M33 X-7	$N(0.46, 0.08)$	$N(4.47, 0.61)$	$N(74.6, 1)$	[108]
NGC 300 X-1	$N(2.6, 0.3)$	$U(1.05, 1.65)$	$I(60, 75)$	[109]
LMC X-1	$N(0.148, 0.004)$	$N(2.91, 0.49)$	$N(36.38, 2.02)$	[110]
IC 10 X-1	$N(7.64, 1.26)$	$U(0.7, 1.7)$	$I(75, 90)$	[111, 112]

Примечание: $q = M_x/M_v$, N,U,I - вид закона распределения (см. текст)

Горизонтальная черта отделяет маломассивные системы (вверху) от массивных систем

В табл. 25 приведены следующие параметры рентгеновских двойных систем: $f_v(M) = \frac{M_x^3 \cdot \sin^3(i)}{(M_x + M_v)^2}$ – функция масс оптической звезды, $1/q = \frac{M_v}{M_x}$ – отношение массы оптической звезды к массе релятивистского объекта, i – наклонение орбиты. Для всех параметров приведены законы распределения. Приняты следующие обозначения: N – нормальное распределение, в скобках указаны математическое ожидание и стандартное отклонение. U – равномерное распределение, в скобках приведены минимальное и максимальное значение. Равномерное распределение для углов на-

клонения орбиты обозначено буквой I (изотропное распределение). В скобках указан минимальный и максимальный углы наклона орбиты.

Из наблюдений лучевых скоростей оптических звезд в рентгеновских двойных системах можно определить полуамплитуды кривых лучевых скоростей K_v . Поскольку величина K_v находится непосредственно по данным наблюдений, ее можно считать нормально распределенной величиной. Зная полуамплитуду кривой лучевых скоростей K_v , можно вычислить функцию масс оптической звезды:

$$f_v(M) = \frac{P(1 - e^2)^{3/2}}{2\pi G} K_v^3, \quad (35)$$

где P - орбитальный период двойной системы, e - эксцентриситет орбиты, G - гравитационная постоянная. Как следует из формулы (35), функция масс оптической звезды может иметь распределение, отличное от нормального, так как полуамплитуда кривой лучевых скоростей звезды входит в уравнение нелинейно.

Для проверки гипотезы о нормальном распределении используется критерий Шапиро-Уилка [113]. Он позволяет принять гипотезу о нормальности распределения функции масс оптической звезды в случае, когда ошибка определения лучевой скорости звезды мала (~ 1 км/с).

Для всех двойных систем, представленных в табл. 22, методом Монте-Карло были определены плотности вероятности значений массы компактного объекта M_x . Для каждого параметра $q, f_v(M), i$ выбиралась реализация, соответствующая распределению в табл. 25. Затем масса M_x определялась по формуле:

$$M_x^j = \frac{f_v^j(M)(1 + q_j)^2}{\sin^3(i_j)} \quad (36)$$

На рис. 29 представлены полученные распределения плотности вероятности масс компактных объектов M_x для 15 маломассивных рентгеновских двойных систем.

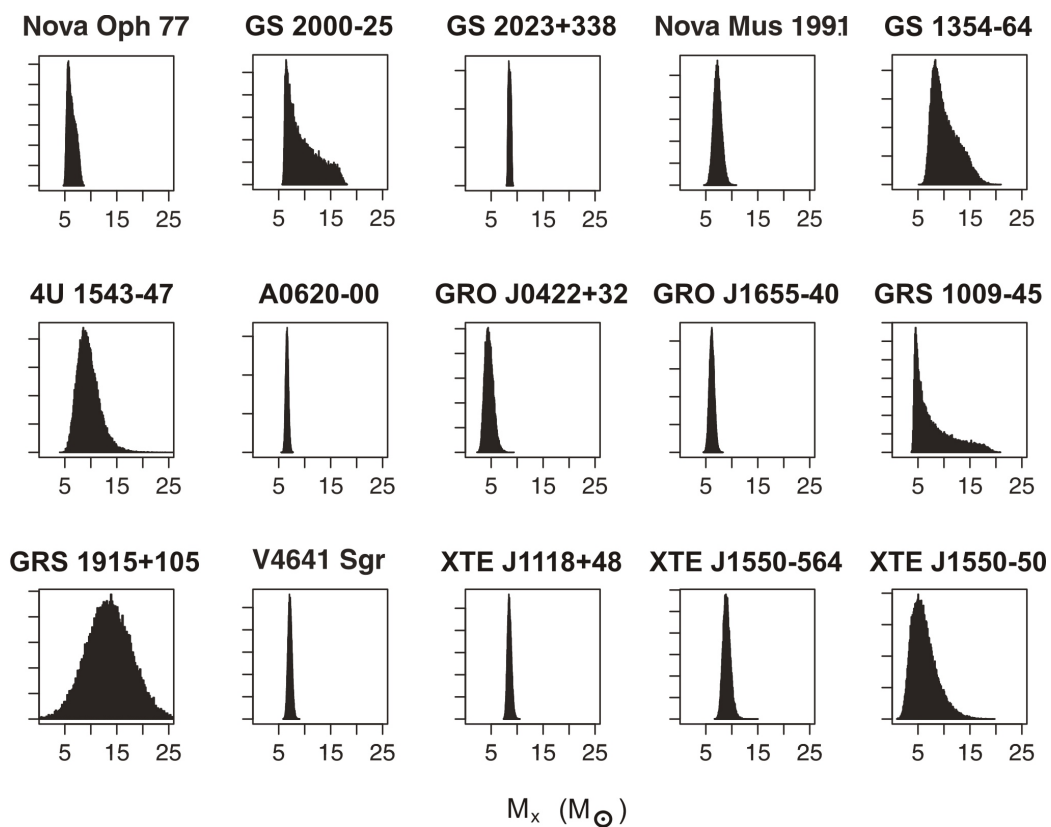


Рис. 29: Индивидуальные распределения плотности вероятности масс M_x для 15-ти маломассивных рентгеновских двойных систем.

На рис. 30 представлены плотности вероятности для 5 массивных систем.

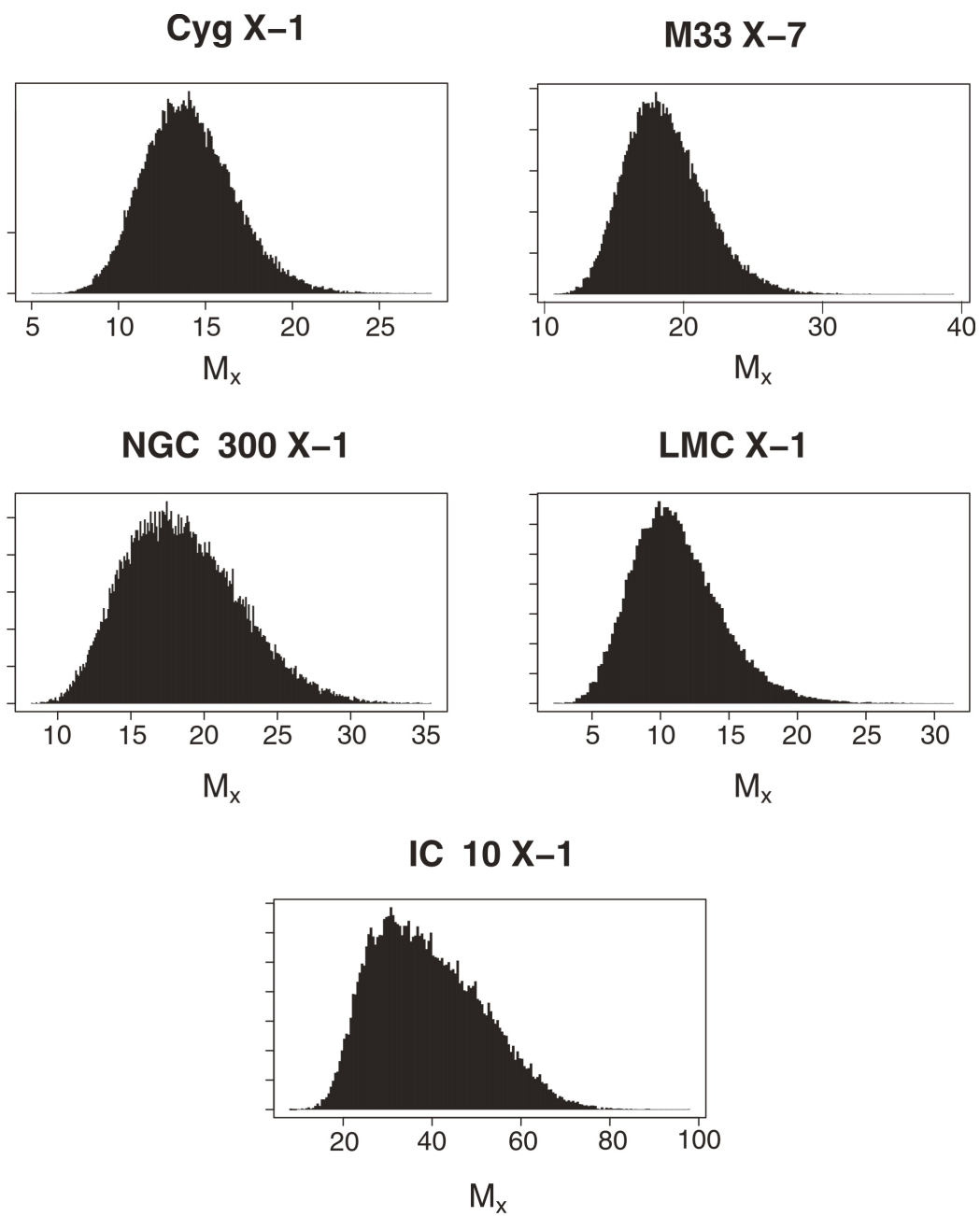


Рис. 30: Индивидуальные распределения плотности вероятности масс M_x для 5-ти массивных рентгеновских двойных систем, скорректированные за эффекты близости компонентов.

Из рис. 29,30 видно, что системы с большой неопределенностью наклонения орбиты имеют несимметричное распределение плотности вероятности, смещенное в сторону “тяжелых хвостов”. Это связано с тем, что функция масс оптической звезды нелинейно зависит от массы релятивистского компонента и является нижней границей массы этого объекта.

Результаты моделирования общей плотности вероятности наблюдаемого распределения масс компактных объектов M_x приведены на рис. 31.

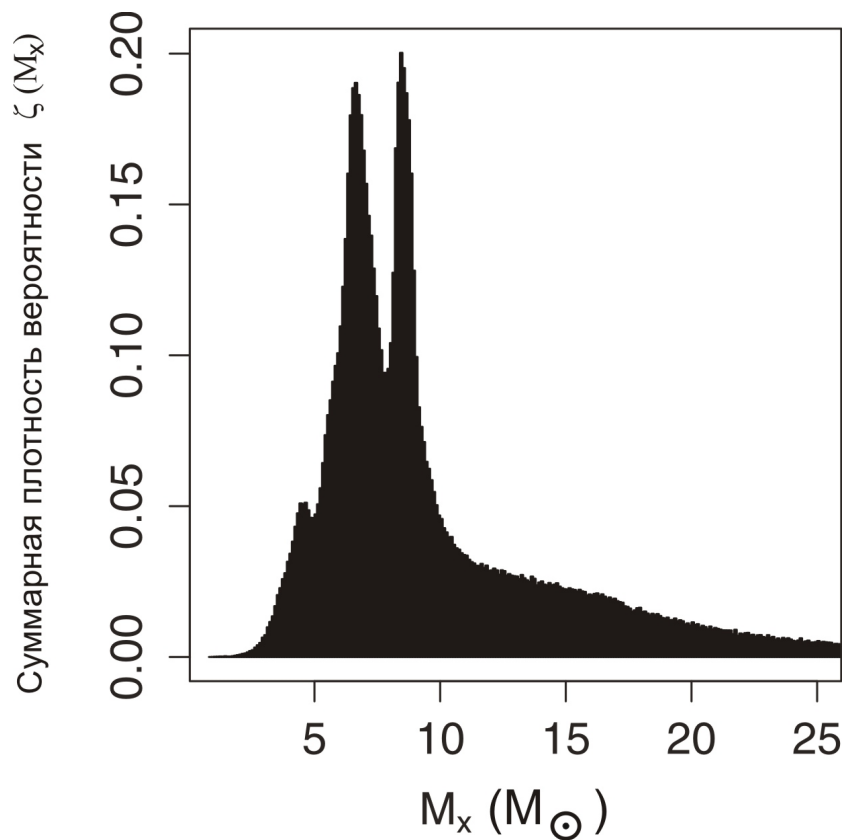


Рис. 31: Суммарная плотность вероятности $\zeta(M_x)$ распределения масс компактных объектов M_x в 20-ти рентгеновских двойных системах (см. табл. 22)

Расчеты проводились для 20 двойных систем (табл. 25). Общая плотность вероятности распределения $\zeta(M_x)$ представлена как сумма инди-

видуальных распределений плотностей вероятности:

$$\zeta(M_x) = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n p_j(M_x). \quad (37)$$

Предположим, что теоретическая плотность вероятности распределения масс компактных объектов M имеет вид:

$$\varphi(M) = \begin{cases} CM^{-(\alpha+1)} & \text{если } M > M_{min} \\ 0 & \text{если } M < M_{min} \end{cases} \quad (38)$$

где $C = \alpha M_{min}^\alpha$ - множитель, нормирующий на единицу интеграл от плотности вероятности. Конечной целью является определение таких значений параметров M_{min} и α , при которых теоретическое распределение (38) соответствует наблюдаемому распределению $\zeta(M)$ (рис. 31). В работе Фарра и др. [5] параметры распределения определены методом Монте Карло по схеме марковской цепи. Этот метод часто используется для определения параметров сложных функций распределения. Однако данный подход связан с рядом трудностей, среди которых: необходимость задания априорной вероятности, ограничение на сходимость метода в случае корреляции между параметрами распределения и др. В нашей работе для определения параметров распределения мы воспользовались методами непараметрической статистики. Непараметрические методы более устойчивы к засорению статистических данных и к влиянию грубых ошибок. Они не требуют традиционных допущений о нормальном распределении генеральных совокупностей. Для многих непараметрических методов используются не сами действительные значения наблюдаемых величин, а только их ранги.

Непараметрические методы анализа распределение масс

Непараметрические методы более устойчивы к засорению статистических данных и к влиянию грубых ошибок. Они не требуют традиционных допущений о нормальном распределении генеральных совокупностей. Для многих непараметрических методов требуются не действительные значения наблюдений, а только их ранги.

Рассмотрим два набора наблюдений масс, как реализацию случайных величин $X_1 \dots X_n$ имеющих теоретическую функцию распределения $F(x)$

и $Y_1 \dots Y_n$, имеющих экспериментальную функцию распределения $G(x)$. Для проверки нуль-гипотезы однородности $H_0 : G(M) = F(M)$ воспользуемся непараметрическим двухвыборочным тестом Колмогорова-Смирнова [114, 115]. Статистикой для критерия Колмогорова-Смирнова служит величина

$$D_{n,m} = \sup_M |\hat{F}_n(M) - \hat{G}_m(M)|,$$

где $\hat{F}_n(M) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n I_{\{X_i \leq M\}}$, – ступенчатая функция, возрастающая скачками на величину $\frac{1}{n}$ в точках X_i . Она называется эмпирической функцией распределения выборки X_n . Соответственно $\hat{G}_m(M) = \frac{1}{m} \sum_{j=1}^m I_{\{Y_j \leq M\}}$ – эмпирическая функция распределения выборки Y_m . $D_{n,m}$ – расстояние в равномерной метрике между эмпирическими функциями выборок. Если гипотеза H_0 верна, то имеет место сходимость $\mathbf{P}(\sqrt{nm/(n+m)} D_{n,m} \leq M) \rightarrow 1 + 2 \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k e^{-2k^2 M^2}$. Для проверки гипотезы однородности H_0 по критерию Колмогорова-Смирнова необходимо определить модуль разности $D_{n,m}$, и на его основании определить Р-уровень (или достигнутый уровень значимости) – условную вероятность получить наблюдаемую совокупность данных при условии, что верна нулевая гипотеза H_0 .

Таким образом задача определения параметров распределения (38), удовлетворяющих распределению $G(M)$, сводится к задаче определения максимума функции ставящей в соответствие параметрам M_{min} и α распределения (38) Р-значение двухвыборочного критерия Колмогорова-Смирнова для наборов наблюдений масс из теоретического и экспериментального распределений.

Генетический алгоритм

Поставленная задача относится к классу многопараметрических нелинейных экстремальных задач с ограничениями. В качестве метода решения, был использован генетический алгоритм реализованный на языке R [116]. Генетические алгоритмы это подкласс оптимизационных алгоритмов, основанные на концепциях естественного отбора и генетики, таких как наследование, мутации, отбор и кроссинговер. Преимущества ГА заключены в его способности манипулировать одновременно многими па-

раметрами, устойчивость к неунимодальности оптимизируемой функции и применимость в задачах с изменяющейся средой. Классическая схема функционирования генетического алгоритма выглядит следующим образом:

1. Инициировать начальный момент времени $t = 0$. Случайным образом сформировать начальную популяцию, состоящую из k особей. $B_0 = \{A_1, A_2, \dots, A_k\}$
2. Вычислить приспособленность каждой особи $F_{A_i} = fit(A_i)$, $i = 1 \dots k$ и популяции в целом $F_t = fit(B_t)$ (также иногда называемую термином фитнес). Значение этой функции определяет насколько хорошо подходит особь, описанная данной хромосомой, для решения задачи.
3. Выбрать особь A_c из популяции. $A_c = Get(B_t)$
4. С определенной вероятностью (вероятностью кроссинговера P_c) выбрать вторую особь из популяции $A_{c1} = Get(B_t)$ и произвести оператор кроссинговера $A_c = Crosaing(A_c, A_{c1})$.
5. С определенной вероятностью (вероятностью мутации P_m) выполнить оператор мутации. $A_c = mutation(A_c)$.
6. С определенной вероятностью (вероятностью инверсии P_i) выполнить оператор инверсии $A_c = inversion(A_c)$.
7. Поместить полученную хромосому в новую популяцию $insert(B_{t+1}, A_c)$.
8. Выполнить операции, начиная с пункта 3, k раз.
9. Увеличить номер текущей эпохи $t = t + 1$.
10. Если выполнилось условие останова, то завершить работу, иначе переход на шаг 2.

Обычно в качестве критериев останова применяются ограничение на максимальное число эпох функционирования алгоритма. В таблице 26 приведены параметры используемые в генетическом алгоритме в текущей работе.

Таблица 26: Значения параметров генетического алгоритма.

Размер популяции	50
Максимальное число эпох	100
Вероятность кроссинговера	0.8
Вероятность мутации	0.1
Элитизм ^a	0.05

^a Доля лучших особей выживающих в каждом поколении

Выборка для произвольного теоретического распределения моделировалась методом ступенчатой аппроксимации. Максимальный р-уровень значимости гипотезы находился при помощи генетического алгоритма с параметрами приведенными в таблице 26. Если Р-уровень определялся ниже критического уровня 0.001 для выборки из 1200 точек, то найденные значения отбрасывались и формировались новые выборки. На рисунке 32 представлен пример работы генетического алгоритма. Кружками обозначены максимальные значение оптимизируемой функции (фитнес) $F(\mathbf{X}, \mathbf{Y})$ на время до текущего поколения, где \mathbf{X} - выборка из теоретического распределения (38), \mathbf{Y} - выборка из эмпирического распределения G_n . Треугольниками среднее значение фитнес функции в текущем поколении.

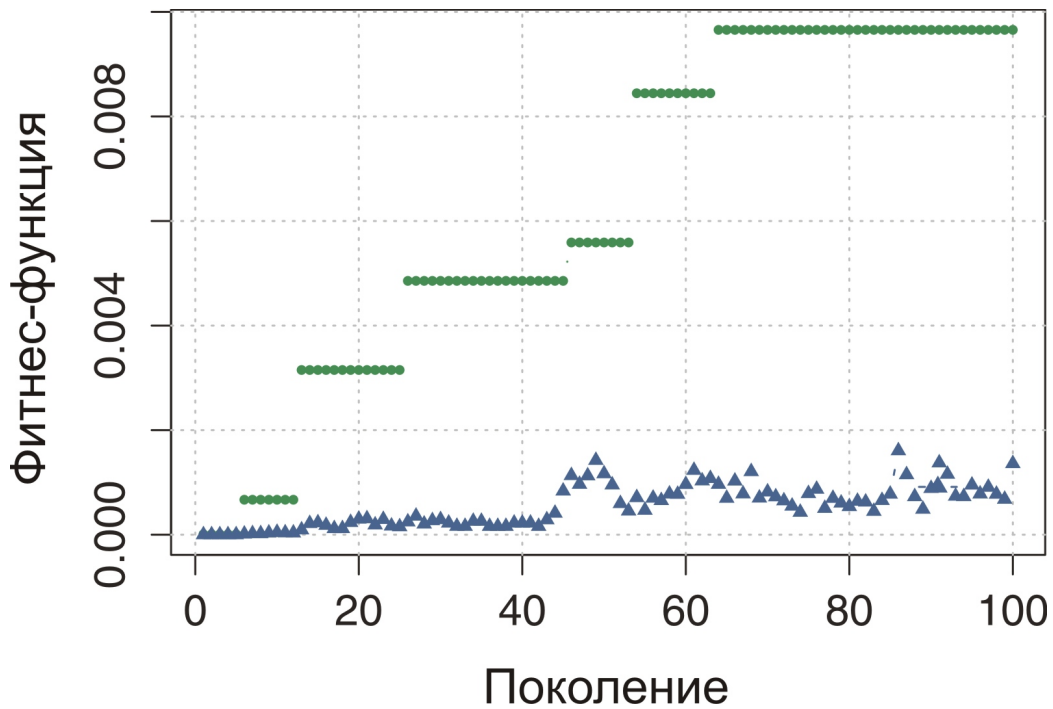


Рис. 32: Изменения значения оптимизируемой функции (фитнес) во время работы генетического алгоритма. Кружками обозначено лучшее значение в популяции, треугольниками - среднее значение текущего поколения

Параметры распределения

На рисунке 33 представлен график плотности вероятности двумерного распределения параметров M_{min} и α . Из рис. 33 видно, что величины M_{min} и α скоррелированы. Для оценки этой зависимости воспользуемся коэффициентом корреляции рангов Спирмена [117]. Он относится к непараметрическим показателям связи между переменными, и не требует никаких предположений о характере распределений признаков в генеральной совокупности. Коэффициент корреляции рангов Спирмена ρ для параметров M_{min} и α с вероятностью 0.95 составляет от 0.64 до 0.71.

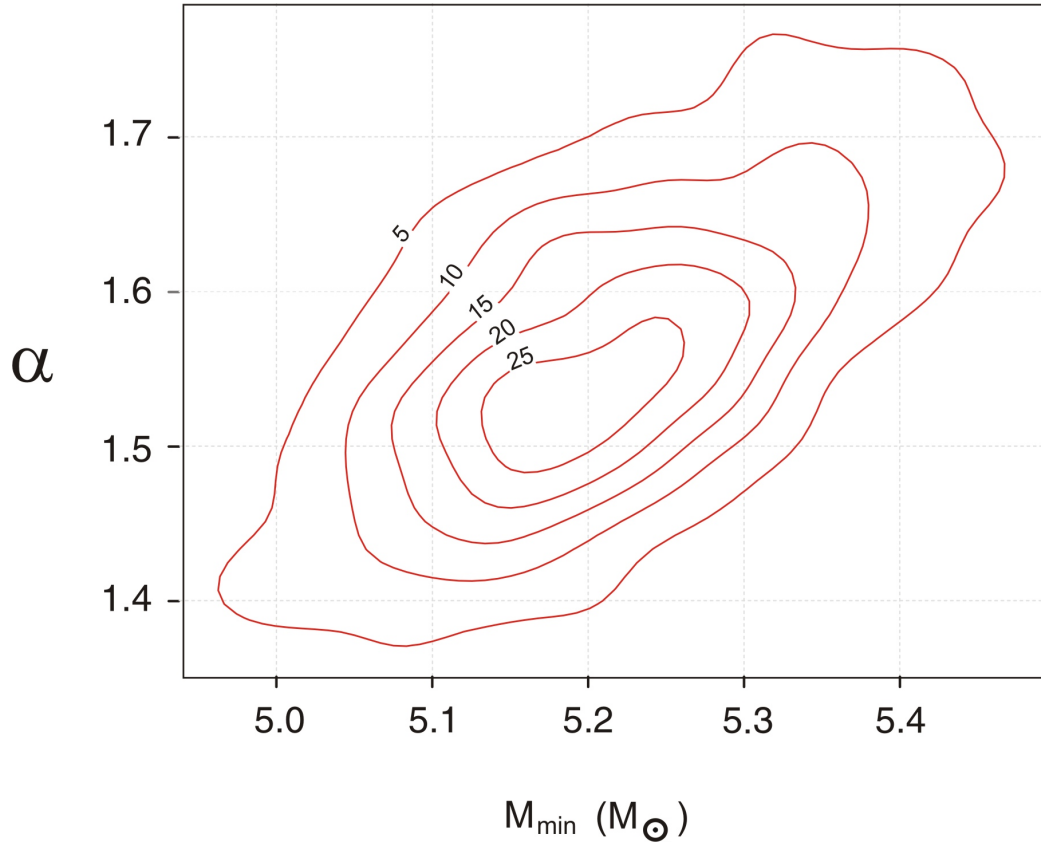


Рис. 33: Двумерное распределение параметров M_{min} - α . На каждом контуре указана плотность вероятности умноженная на 10^3

На рисунке 34 представлена гистограмма значений параметра α маргинального распределения 39, а на рисунке 35 представлена гистограмма значений параметра M_{min} маргинального распределения.

$$\begin{aligned}
 f(\alpha|M) &= \int_{-\infty}^{\infty} f(M_{min}, \alpha|M) dM_{min} \\
 f(M_{min}|M) &= \int_{-\infty}^{\infty} f(M_{min}, \alpha|M) d\alpha
 \end{aligned}
 \tag{39}$$

В таблице 27 приведены квантили параметров α и M_{min} маргинального распределения (39).

Таблица 27: Квантили параметров маргинального распределения.

	5%	15%	50%	75%	95%
α	1.310	1.357	1.437	1.535	1.597
M_{min}	4.98	5.03	5.12	5.22	5.28

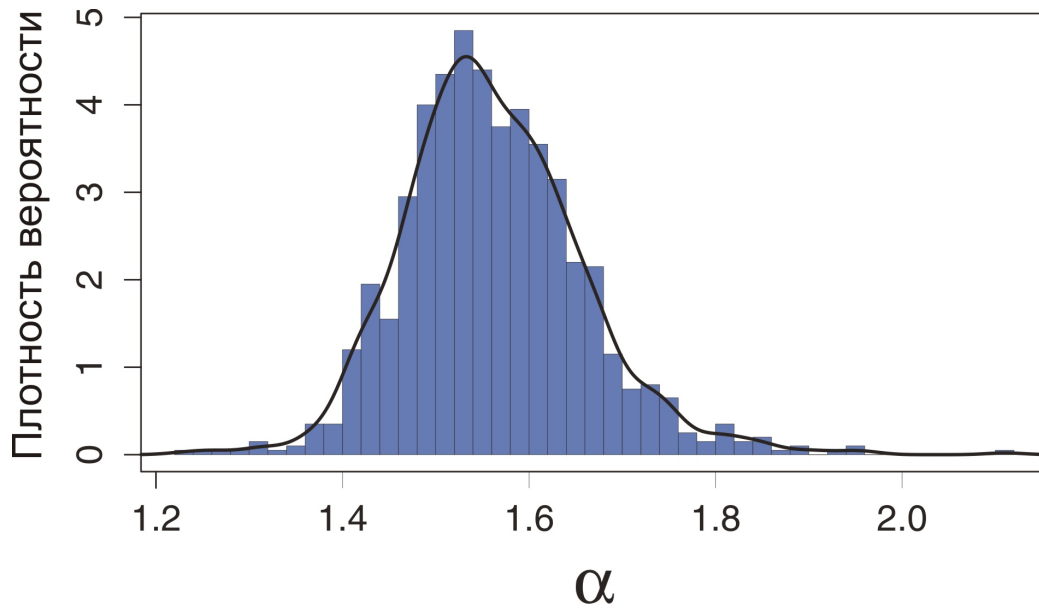


Рис. 34: Маргинальное распределение параметра α .

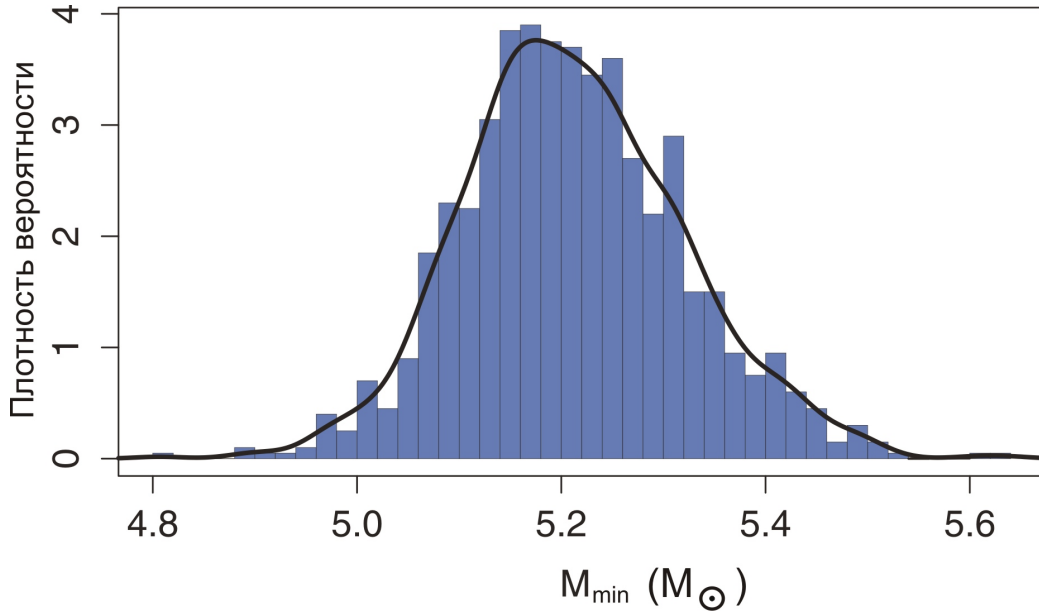


Рис. 35: Маргинальное распределение параметра M_{min}

Устойчивость параметров распределения

Оценим устойчивость предложенных в п. оценок M_{min} и α . Рассмотрим случай, когда засорение (то есть появления сильно отклоняющегося значения) исходного распределения сосредоточено в точке \tilde{M}_x . Пусть засорение в точке \tilde{M}_x распределено по нормальному закону $N(\tilde{M}_x, 1)$, то есть мы предполагаем, что параметры \tilde{q}, \tilde{i} и $\tilde{f}(M)$ определены достаточно точно. Параметр \tilde{M}_x варьируется в диапазоне от $2 M_\odot$ до $5 M_\odot$ с шагом $0.5 M_\odot$. Для каждого значения параметра \tilde{M}_x методом Монте-Карло производилось 500 реализаций выборок из совокупного распределения с учетом засорения $\zeta(M)$, и оценивались параметры распределения.

На рис. 36 и 37 приведены зависимости медиан полученных распределений параметров M_{min} и α от положения \tilde{M}_x .

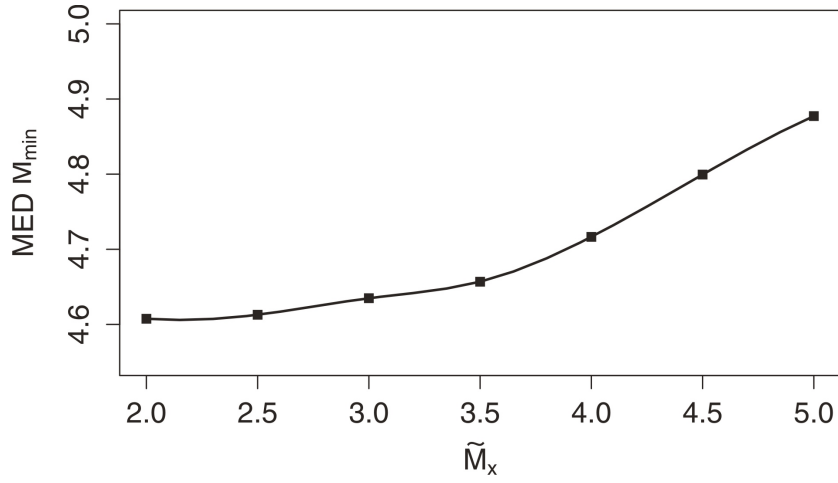


Рис. 36: Значения медиан параметра M_{min} в зависимости от значения точки засорения \tilde{M}_x

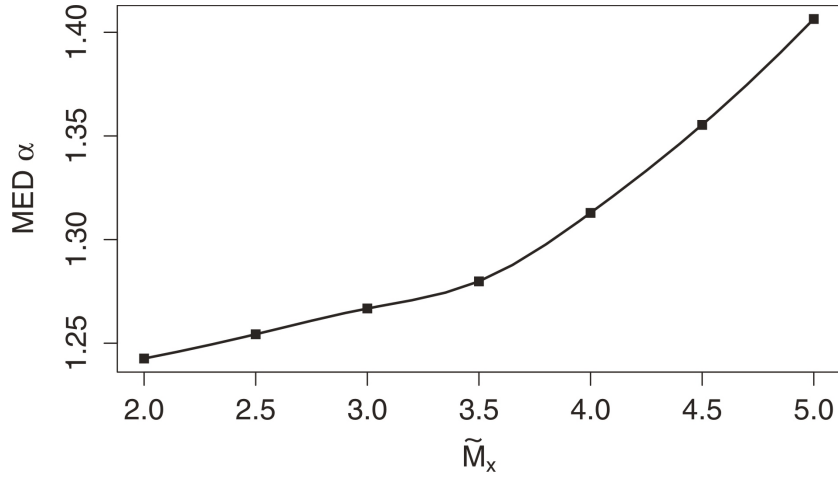


Рис. 37: Значения медиан параметра α в зависимости от положения точки засорения \tilde{M}_x

Анализ рис. 36 и 37 показывает, что в случае изменения наблюдаемого распределения $\zeta(M)$ добавлением системы с массой компактного объекта от $2 M_{\odot}$ до $5 M_{\odot}$, “провал масс” все равно остается статистически значимым. Значение $M_x \sim 2 M_{\odot}$ соответствует минимальной теоретической массе для черных дыр. Расчеты показали, что медианное значение M_{min}

меняется в диапазоне $4.6 \div 4.9 M_{\odot}$ при варьировании точки засорения \widetilde{M}_x в диапазоне от $2 M_{\odot}$ до $5 M_{\odot}$ (рис. 36).

Также в качестве засорения в исходное распределение $\zeta(M)$ мы добавили данные для системы Cyg X-3. В табл. 28 приведены параметры системы Cyg X-3, использованные при расчетах. Эти параметры взяты из работы [118] где авторы оценили массу компактного объекта $M_x = 2.4_{-1.1}^{+2.1} M_{\odot}$.

Таблица 28: Параметры рентгеновской двойной системы Cyg X-3.

Название	$f(M_{\odot})$	q	$i(\text{град})$	Источник
Cyg X-3	$N(0.027, 0.011)$	$N(0.23, 0.09)$	$U(31, 50)$	[118]

На рисунке 38 приведено двумерное распределение плотности вероятности параметров M_{min} и α с учетом системы Cyg X-3. В табл. 29 приведены квантили маргинального совокупного распределения масс черных дыр с учетом системы Cyg X-3.

Таблица 29: Квантили параметров маргинального распределения с учетом системы Cyg X-3.

	5%	15%	50%	85%	95%
α	1.17	1.21	1.27	1.37	1.43
M_{min}	4.55	4.60	4.71	4.83	4.91

Таким образом существование “провала масс” в диапазоне $M_x = 2 \div 5 M_{\odot}$ оказывается устойчивым. Он остается статистически значимым и в том случае, если вместе с двойными системами из табл. 25 учесть систему Cyg X-3 с предполагаемой массой черной дыры $M_x \simeq 2.4 M_{\odot}$, которая попадает в провал масс. Следовательно, чтобы статистически значимо устранить “провал масс” в распределении черных дыр звездной массы ($3 - 5 M_{\odot}$), необходимо открыть не одну, а несколько черных дыр малых масс.

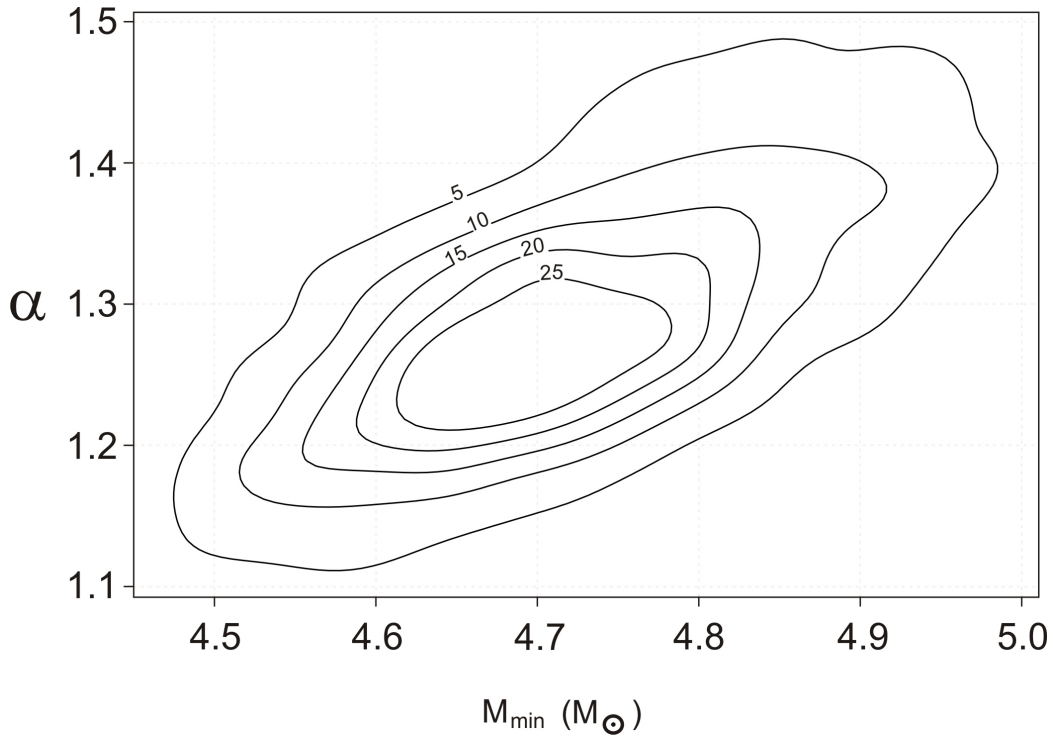


Рис. 38: Двумерное распределение параметров M_{min} - α распределения масс черных дыр с учетом системы Суг X-3. На каждом контуре указана плотность вероятности умноженная на 10^3

Заключение

Компоненты рентгеновской двойной системы с черными дырами или нейтронными звездами постоянно взаимодействуют друг с другом на протяжении всего времени существования двойной системы. В процессе эволюции системы между ее компонентами могут реализовываться стадии, физика процессов в которых ещё относительно плохо изучена. Например стадия с общей оболочкой или дополнительное перемешивание вещества звезды, вызванное вращением. Исследование физических параметров оптических компонентов массивных и маломассивных рентгеновских двойных систем позволяет понять эволюционные процессы в двойных системах.

В диссертации были выполнены расчеты распределения масс черных

дыр и масс оптических звезд в массивных и маломассивных рентгеновских двойных системах с учетом эффектов близости компонентов, включая эффекты приливно-вращательной деформации оптической звезды, гравитационного потемнения, потемнения к краю и погрешностей методов интерпретации наблюдений. Полученное распределение масс оптических компонентов в маломассивных рентгеновских системах с черными дырами имеет максимум около $\bar{M}_v = 0.35 M_\odot$ (без системы GRO 1655-40 $\bar{M}_v = 0.31 M_\odot$), а не вблизи значения $M_v = 0.6 M_\odot$, как это следует из результатов оценок масс оптических звезд, полученных в модели классического вращательного уширения. Таким образом, средняя масса оптической звезды уменьшается примерно в 1.7 раза. Этот вывод усиливает противоречие со стандартным эволюционным сценарием для маломассивных рентгеновских двойных систем с черными дырами [12].

Также показано, что непараметрические методы позволяют определить минимальную массу черных дыр $M_x \sim 5.2 M_\odot$ для распределения масс черных дыр в 20-ти маломассивных рентгеновских системах с черными дырами с уровнем значимости 5%. Этот результат статистически подтверждает наличие “провала масс” у суммарного распределения масс M_x , скорректированного с учетом эффектов взаимной близости компонентов массивных рентгеновских двойных систем. Существование “провала масс” устойчиво. Оно остается статистически значимым даже в том случае, если учесть систему Cyg X-3 с предполагаемой массой черной дыры $M_x \simeq 2.4 M_\odot$. Следовательно, чтобы статистически значимо устранить “провал масс” в распределении черных дыр звездной массы ($3 - 5 M_\odot$), необходимо открыть не одну, а несколько черных дыр малых масс. Стоит отметить, что число массивных звезд в Галактике возрастает с уменьшением массы как M^{-5} . В то же время спектр масс черных дыр практически не возрастает с уменьшением массы черной дыры.

Число массивных звезд, наблюдаемых в Галактике, резко возрастает с уменьшением массы звезды (пропорционально M^{-5}). В то же время, распределение масс черных дыр, рассчитанное как в модели сферической звезды [5, 11], так и с учетом эффектов взаимной близости компонентов, практически не возрастает с уменьшением массы черной дыры. Этот удивительный факт также требует специального теоретического исследования (см. в этой связи [119, 120]). В работе [121] обнаружено сравнительно быстрое укорочение орбитальных периодов у двух рентгеновских новых ХТЕ J1118-480 ($\dot{P} = -1.90 \pm 0.57$ мс/год) и A0620-00 ($\dot{P} = -0.60 \pm 0.08$ мс/год). Эти изменения периодов трудно понять

в рамках классических механизмов потери орбитального углового момента тесных двойных систем, таких как торможение магнитным звездным ветром, излучение гравитационных волн и потеря массы из системы [121]. Привлечение идеи усиленного квантового испарения черных дыр [6] в рамках многомерной теории гравитации [122] на бране в модели RS2 [123] также кажется бесперспективным ввиду того, что усиленное квантовое испарение черной дыры должно приводить не к уменьшению, а к увеличению орбитального периода рентгеновской двойной системы. Возможно, что причиной столь быстрого уменьшения орбитального периода маломассивных рентгеновских двойных систем является взаимодействие двойной системы с околозвездной дискообразной оболочкой. Это еще раз подчеркивает важность поиска наблюдательных проявлений таких оболочек вокруг маломассивных рентгеновских двойных систем. Также возможно образование маломассивных рентгеновских системах с черными дырами в результате взаимодействия компонентов в тройной системе [80]. В процессе эволюции такой системы из-за механизма Козаи [81] образуется объект Торна-Житков, в оболочке которого движется маломассивная звезда. Дальнейшая эволюция такой системы приводит к короткопериодической рентгеновской двойной системе с черной дырой и маломассивным оптическим компонентом.

Результатом работы являются:

1. Метод использования К-поправок для полуамплитуд кривой лучевых скоростей в массивных рентгеновских двойных систем, в том числе с сильным рентгеновским прогревом $k_x \sim 50$. Приведенные таблицы К-поправок поможет достаточно корректно учитывать эффекты близости компонентов в рассматриваемых системах, особенно при определения масс компонентов рентгеновских двойных систем с помощью метода Монте-Карло. В методе Монте-Карло для определения масс оптической звезды и релятивистского объекта обычно применяется модель двух материальных точек, и наблюдаемая величина K_v должна корректироваться за эффекты эллипсоидальности и “отражения”. При переборе по параметрам q, μ, i каждому набору этих параметров будет соответствовать свой корректирующий множитель. Таким образом, на каждом шаге итерации в методе Монте-Карло следует использовать свою величину “наблюдаемой” полуамплитуды кривой лучевых скоростей оптической звезды.

2. Метод, позволяющий скорректировать систематические погрешности, возникающие при замене реальной фигуры звезды равнообъемной

сферой или диском с постоянным локальным профилем и линейным законом потемнения к краю при определении отношения масс q . Используемые аппроксимирующие формулы позволили уточнить уже измеренные значения отношения масс q для маломассивных рентгеновских двойных систем с черными дырами.

3. Аппроксимирующие формулы, позволяющие учитывать эффекты взаимной близости при определении отношения масс q по величине вращательного уширения линий поглощения без прямого расчета искаженного эффектами взаимной близости профиля линии. Эти формулы позволили переоценить уже измеренные значения отношения масс q для 9 маломассивных рентгеновских двойных систем с черными дырами.

4. Выполнено моделирование общего распределения масс оптических компонентов и черных дыр в этих системах. Показано, что учет приливно-вращательной деформации фигуры звезды значительно увеличивает отношение масс компонентов $q = M_x/M_v$ и уменьшает массу оптического компонента M_v . Масса черной дыры при этом изменяется незначительно. Полученное итоговое распределение масс оптических компонентов достигает максимума вблизи $M_v \simeq 0.35M_\odot$, что не согласуется с результатами популяционного синтеза в стандартной модели галактических рентгеновских транзиентов с черными дырами. Предложен сценарий образования маломассивных рентгеновских двойных систем с черными дырами из тройной системы.

5. Показана устойчивость текущего наблюдаемого распределения плотности вероятности масс компактных объектов и “провала масс” относительно единичного засорения данных.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. E. P. Pavlenko, Y. G. Kuznetsova, S. Yu. Shugarov, V. S. Petrov, *Astrophysics and Space Science Supplement*, 276,65 (2001)
2. В. С. Петров, А. В. Тутуков, А. М. Черепашук, *Астрон. журн.*, 84, 2, 165 (2007)
3. В. С. Петров, Э. А. Антохина, А. М. Черепашук, *Астрон. журн.*, 90,9,729 (2013)
4. В. С. Петров, А. М. Черепашук, Е. А. Антохина, *Астрон. журн.*, 91,3,167 (2014)
5. В. С. Петров, Э. А. Антохина, А. М. Черепашук, *Астрон. журн.*, 92, 386 (2015)
6. Э. А. Антохина, В. С. Петров, А. М. Черепашук, *Астрон. журн.*,

2016 (в печати)

7. В. С. Петров, Э. А. Антохина, А. М. Черепашук, Астрон. журн., 2016 (в печати)

В заключении автор выражает глубокую благодарность научному руководителю академику РАН А.М. Черепашуку за постоянное внимание к работе, а также к.ф.-м.н. Э. А. Антохиной за сотрудничество и ценные обсуждения. Также автор поблагодарит Е. П. Павленко, К. А. Постнова, С. Ю. Шугарова и Н. Н. Жигирева за полезные обсуждения.

Приложение. Таблицы К-поправок для рентгеновских двойных систем с ОВ сверхгигантами

Таблица 30: К-поправки для оптической звезды в системе Сеп X-3

$\mu = 1.00$				
q	$i=60^\circ$	$i=65^\circ$	$i=70^\circ$	$i=80^\circ$
0.050	0.87908	0.89517	0.91067	0.95020
0.060	0.87505	0.88839	0.90103	0.93115
0.067	0.87114	0.88680	0.89829	0.92094
0.070	0.87085	0.88505	0.89694	0.91726
0.090	0.87591	0.88475	0.89127	0.90289
0.100	0.88266	0.88811	0.89258	0.90074
0.150	0.91164	0.91247	0.91524	0.90481
$\mu = 0.95$				
q	$i=60^\circ$	$i=65^\circ$	$i=70^\circ$	$i=80^\circ$
0.050	0.91786	0.91760	0.92008	0.91880
0.060	0.92597	0.92518	0.92823	0.92551
0.067	0.92940	0.92994	0.93279	0.92976
0.070	0.93137	0.93124	0.93367	0.93186
0.090	0.94101	0.94168	0.94108	0.94327
0.100	0.94423	0.94493	0.94471	0.94702
0.150	0.95699	0.95805	0.95787	0.95853
$\mu = 0.90$				
q	$i=60^\circ$	$i=65^\circ$	$i=70^\circ$	$i=80^\circ$
0.050	0.95153	0.95222	0.95252	0.95424
0.060	0.95593	0.95626	0.95702	0.95786
0.067	0.95795	0.95944	0.95946	0.95928
0.070	0.95941	0.96051	0.96020	0.95977
0.090	0.96455	0.96557	0.96599	0.96524
0.100	0.96659	0.96731	0.96799	0.96784
0.150	0.97398	0.97410	0.97485	0.97521

Таблица 31: К-поправки для для оптической звезды в системе SMC X-1

$\mu = 1.00$				
q	$i=60^\circ$	$i=65^\circ$	$i=68^\circ$	$i=70^\circ$
0.060	0.84560	0.86049	0.86752	0.87204
0.070	0.84830	0.86095	0.86699	0.87019
0.071	0.84964	0.86027	0.86673	0.87083
0.074	0.85120	0.86015	0.86609	0.87055
0.076	0.85210	0.86138	0.86676	0.87027
0.080	0.85416	0.86235	0.86715	0.87060
0.090	0.86550	0.86796	0.87059	0.87266
$\mu = 0.95$				
q	$i=60^\circ$	$i=65^\circ$	$i=68^\circ$	$i=70^\circ$
0.060	0.91682	0.91824	0.91783	0.91782
0.070	0.92466	0.92604	0.92530	0.92534
0.071	0.92559	0.92600	0.92623	0.92673
0.074	0.92707	0.92844	0.92916	0.92828
0.076	0.92796	0.92978	0.92959	0.93008
0.080	0.93049	0.93226	0.93294	0.93258
0.090	0.93499	0.93748	0.93738	0.93820
$\mu = 0.90$				
q	$i=60^\circ$	$i=65^\circ$	$i=68^\circ$	$i=70^\circ$
0.060	0.94794	0.95083	0.95081	0.95201
0.070	0.95098	0.95414	0.95518	0.95578
0.071	0.95107	0.95472	0.95574	0.95632
0.074	0.95301	0.95557	0.95658	0.95670
0.076	0.95324	0.95622	0.95722	0.95822
0.080	0.95457	0.95788	0.95925	0.95896
0.090	0.95733	0.96078	0.96091	0.96180

Таблица 32: К-поправки для для оптической звезды в системе ЛМС X-4

$\mu = 1.00$				
q	$i=60^\circ$	$i=65^\circ$	$i=68^\circ$	$i=70^\circ$
0.060	1.00384	1.06314	1.09518	1.11198
0.080	0.94432	0.98082	1.00393	1.01850
0.090	0.93427	0.96645	0.98515	0.99834
0.100	0.91924	0.94162	0.95273	0.96206
0.120	0.91066	0.91948	0.92378	0.92725
0.140	0.90487	0.90781	0.90810	0.90879
0.160	0.90679	0.90607	0.90390	0.90315
$\mu = 0.95$				
q	$i=60^\circ$	$i=65^\circ$	$i=68^\circ$	$i=70^\circ$
0.060	0.96633	0.99715	1.00876	1.01179
0.080	0.95047	0.96071	0.96311	0.96479
0.090	0.95048	0.95469	0.95600	0.95686
0.100	0.94913	0.94914	0.95028	0.95046
0.120	0.94914	0.94865	0.94960	0.94946
0.140	0.95148	0.94960	0.95109	0.95192
0.160	0.95382	0.95263	0.95306	0.95368
$\mu = 0.90$				
q	$i=60^\circ$	$i=65^\circ$	$i=68^\circ$	$i=70^\circ$
0.060	0.96505	0.96864	0.97133	0.97210
0.080	0.96342	0.96287	0.96281	0.96270
0.090	0.96459	0.96272	0.96216	0.96211
0.100	0.96592	0.96367	0.96302	0.96278
0.120	0.96749	0.96577	0.96530	0.96495
0.140	0.96893	0.96774	0.96722	0.96730
0.160	0.97046	0.96966	0.96955	0.96933

Таблица 33: К-поправки для для оптической звезды в системе Vela X-1

$\mu = 1.00$				
q	$i=73^\circ$	$i=77^\circ$	$i=80^\circ$	$i=83^\circ$
0.06875	0.91828	0.92027	0.92160	0.92315
0.07083	0.91911	0.92064	0.92239	0.92301
0.07292	0.91948	0.92188	0.92269	0.92332
0.07500	0.92069	0.92260	0.92342	0.92402
0.07917	0.92208	0.92393	0.92350	0.92574
0.08333	0.92330	0.92554	0.92591	0.94120
0.08750	0.92559	0.92658	0.92772	0.92792
$\mu = 0.97$				
q	$i=73^\circ$	$i=77^\circ$	$i=80^\circ$	$i=83^\circ$
0.06875	0.93561	0.93632	0.93699	0.93747
0.07083	0.93645	0.93670	0.93782	0.93785
0.07292	0.93680	0.93842	0.93861	0.93911
0.07500	0.93801	0.94004	0.94024	0.93983
0.07917	0.94069	0.94178	0.94157	0.94201
0.08333	0.94227	0.94294	0.94393	0.94358
0.08750	0.94409	0.94474	0.94532	0.94575
$\mu = 0.95$				
q	$i=73^\circ$	$i=77^\circ$	$i=80^\circ$	$i=83^\circ$
0.06875	0.94552	0.94701	0.94661	0.94749
0.07083	0.94656	0.94757	0.94764	0.94805
0.07292	0.94757	0.94853	0.94861	0.94858
0.07500	0.94850	0.94944	0.95042	0.94993
0.07917	0.95065	0.95113	0.95124	0.95202
0.08333	0.95216	0.95265	0.95314	0.95352
0.08750	0.95433	0.95440	0.95488	0.95524

Таблица 34: К-поправки для для оптической звезды в системе 4U 1538-54 (эксцентрическая орбита).

$\mu = 1.00$				
q	$i=68^\circ$	$i=72^\circ$	$i=76^\circ$	$i=80^\circ$
0.044	0.95029	0.95084	0.95114	0.95186
0.045	0.95067	0.95120	0.95219	0.95156
0.046	0.95103	0.95091	0.95254	0.95260
0.047	0.95068	0.95323	0.95352	0.95356
0.048	0.95169	0.95290	0.95383	0.95389
0.049	0.95263	0.95383	0.95412	0.95480
0.050	0.95356	0.95409	0.95441	0.95566
$\mu = 0.97$				
q	$i=68^\circ$	$i=72^\circ$	$i=76^\circ$	$i=80^\circ$
0.044	0.96614	0.96629	0.96628	0.96610
0.045	0.96617	0.96701	0.96700	0.96749
0.046	0.96690	0.96705	0.96704	0.96753
0.047	0.96757	0.96838	0.96837	0.96819
0.048	0.96823	0.96839	0.96774	0.96822
0.049	0.96885	0.96837	0.96900	0.96885
0.050	0.96883	0.96960	0.96900	0.96944
$\mu = 0.95$				
q	$i=68^\circ$	$i=72^\circ$	$i=76^\circ$	$i=80^\circ$
0.044	0.97911	0.97753	0.97798	0.97695
0.045	0.98027	0.97801	0.97710	0.97877
0.046	0.98000	0.97781	0.97891	0.97727
0.047	0.98108	0.97826	0.97805	0.97901
0.048	0.98147	0.97742	0.97849	0.97757
0.049	0.98183	0.97913	0.97892	0.97923
0.050	0.98155	0.97891	0.97933	0.97963

Таблица 35: К-поправки для для оптической звезды в системе 4U 1538-54 (круговая орбита).

$\mu = 1.00$				
q	$i=68^\circ$	$i=72^\circ$	$i=76^\circ$	$i=80^\circ$
0.063	0.89440	0.90335	0.91399	0.92642
0.064	0.89410	0.90297	0.91278	0.92433
0.066	0.89387	0.90224	0.91045	0.92173
0.067	0.89288	0.90119	0.91000	0.92014
0.069	0.89238	0.90051	0.90851	0.91839
0.070	0.89211	0.90054	0.90777	0.91726
0.071	0.89153	0.89957	0.90773	0.91581
$\mu = 0.95$				
q	$i=80^\circ$	$i=76^\circ$	$i=72^\circ$	$i=68^\circ$
0.063	0.92833	0.92974	0.92930	0.92714
0.064	0.92865	0.93079	0.93001	0.92786
0.066	0.92998	0.93210	0.93101	0.92928
0.067	0.93027	0.93238	0.93198	0.93063
0.069	0.93047	0.93424	0.93289	0.93189
0.070	0.93175	0.93448	0.93347	0.93186
0.071	0.93200	0.93537	0.93405	0.93342
$\mu = 0.90$				
q	$i=80^\circ$	$i=76^\circ$	$i=72^\circ$	$i=68^\circ$
0.063	0.95730	0.95799	0.95773	0.95836
0.064	0.95794	0.95826	0.95800	0.95898
0.066	0.95879	0.95876	0.95819	0.95915
0.067	0.95938	0.95900	0.95912	0.95939
0.069	0.95947	0.96014	0.95993	0.95986
0.070	0.96036	0.96069	0.96014	0.95977
0.071	0.96022	0.96056	0.96004	0.95999

Список литературы

- [1] V. Kalogera, G. Baym // *Astrophys. J.* 1996 V. 470. P. L61.
- [2] C. D. Bailyn, R. K. Jain, P. Coppi, J. A. Orosz // *Astrophys. J.* 1998 V.499. P. 367.
- [3] A. M. Cherepashchuk, Proc. Intl. Conf. in Honor of Prof. A. G. Masevitch: Modern Problems of Stellar Evolution, Ed. by D. S. Wiebe (Zvenigorod-Moscow, 1998), p. 198.
- [4] F. Özel, D. Psaltis, R. Narayan and J. E. McClintock // *Astrophys. J.* 2010 V.725. P. 1918.
- [5] W. M. Farr, N. Sravan, A. Cantrell, et al. // *Astrophys. J.* 2011 V.741. P.103.
- [6] К.А. Постнов, А.М. Черепашук // *Астрон. журн.* 2003 Т.80. С.1075.
- [7] G. E. Brown // *AIPC*, 556, 68B (2001)
- [8] C. L. Fryer, K. Belczynski, G. Wiktorowicz, et al. // *Astrophys. J.* 2012 V.749. P.91.
- [9] K. Belczynski, G. Wiktorowicz, C. Fryer, et al.// *Astrophys. J.* 2012 V.757. P.91.
- [10] L. Kreidberg, C. Bailyn, W. Farr and V. Kalogera // *Astrophys. J.* 2012 V.757. P.36.
- [11] В. С. Петров, А. М. Черепашук, Е. А. Антохина, *Астрон. журн.* 2014 Т. 91. С.167.
- [12] P. Podsiadlowski, N. Ivanova, S. Justham, S. Rappaport // *MNRAS* 2010 V.406. P.840.
- [13] C. Wang, K. Jia, X.-D. Li // *MNRAS* 2016 in press, arXiv:1601.02721
- [14] А.М. Черепашук, *Тесные двойные звезды*, Ч. 1,2 — М.: Физматлит, 2013, с. 102

- [15] J. S. Vink, , in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 470, *370 Years of Astronomy in Utrecht*, ed. G. Pugliese, A. de Koter, M. Wijburg, 121 (2013)
- [16] B. Paczynski, in *IAU Symposium*, Vol. 73, *Structure and Evolution of Close Binary Systems 1976* ed. P. Eggleton, S. Mitton, J. Whelan P.75
- [17] T. E. Stern // *Proc Nat Acad Sci*. 1941 V.27. P.168.
- [18] Z. Kopal // *Proc. Am. Phil. Soc.* 1945 V.89. P.57.
- [19] Z. Kopal, *Close Binary Systems* (New York: Wiley, 1959).
- [20] Z. Kopal M. Kitamura // *Adv. Astr. And Ap.* 1968 V.6. P.125.
- [21] Hutchings // *Astrophys. J.* 1977 V.217. P.537.
- [22] R. E. Wilson and S. Sofia // *Astrophys. J.* 1976 V.203. P.182.
- [23] R. E. Wilson, and E.J. Devinney // *Astrophys. J.* 1971 V.166. P.605.
- [24] Э. А. Антохина, А.М. Черепашук // *Астрон. журн.* 1994 Т.71. С.420.
- [25] R. L. Kuruz, CD-ROMs (1992).
- [26] Э. А. Антохина, А. М. Черепашук // *Письма в “Астрон. журн.”* 1997 Т.23. С.889.
- [27] T. Shahbaz // *MNRAS* 1998 V.298. P.153.
- [28] М. К. Абубекеров, Э. А. Антохина, А. М. Черепашук // *Астрон. журн.* 2004 Т.81. С.606.
- [29] Э. А. Антохина, А.М. Черепашук, В.В. Шиманский // *Астрон. журн.* 2005 Т.82. С.131.
- [30] М. К. Абубекеров, Э. А. Антохина, А. М. Черепашук // *Астрон. журн.* 2004 Т.81. С.606.
- [31] М. К. Абубекеров, Э. А. Антохина, А. М. Черепашук // *Астрон. журн.* 2004 Т.81. С.108.
- [32] М. К. Абубекеров, Э. А. Антохина, А. М. Черепашук // *Астрон. журн.* 2005 Т.82. С.900.

- [33] М. К. Абубекеров, Э. А. Антохина, А. М. Черепащук, В. В. Шиманский // Астрон. журн. 2006 Т.83. С.609.
- [34] М. К. Абубекеров, Э. А. Антохина, А. М. Черепащук, В. В. Шиманский // Астрон. журн. 2008 Т.85. С.427.
- [35] М. К. Абубекеров, Э. А. Антохина, А. И. Богомазов, А. М. Черепащук // Астрон. журн. 2009 Т.86. С.1
- [36] R.A. Wade K. Horne // *Astrophys. J.* 1988 V.324. P.411.
- [37] F.V. Hessman, E.L. Robinson, R.E. Nather, E.-H. Zhang // *Astrophys. J.* 1984 V.286. P.747.
- [38] K. Beuermann H.C. Thomas // *Astron. Astrophys.* 1990 V.230. P.326.
- [39] T. Muñoz-Darias, J. Casares, I. G. Martínez-Pais // *Astrophys. J.* 2005 V.635. P.502.
- [40] J.E. McClintock, C.R. Canizares, C.B. Tarter // *Astrophys. J.* 1975 V.198. P.641.
- [41] Marsh T.R., Robinson E.L., Wood J. H. // *MNRAS* 1994 V.266. P.137.
- [42] T. Shahbaz // *MNRAS* 2003 V.339. P.1031.
- [43] G.W. Collins II, R. J. Truax // *Astrophys. J.* 1995 V.439. P.860 .
- [44] В. С. Петров, Э. А. Антохина, А. М. Черепащук, Астрон. журн.,90,9,729 (2013)
- [45] В. С. Петров, Э. А. Антохина, А.М. Черепащук // Астрон. журн. 2015 Т.92. С.386.
- [46] J. Casares, P.A. Charles // *MNRAS* 1994 V.271. P.L5.
- [47] G. Wiktorowicz, K. Belczynski, T. J. Maccarone, arxiv:1312.5924v2 (2014)
- [48] P. P. Eggleton, F. Verbunt // *MNRAS* 1986 V.220. P.13.
- [49] Э. А. Антохина // Астрон. журн. 1996 Т.73. С.532.

- [50] R. E. Wilson // *Astrophys. J.* 1979 V.234. P.1034.
- [51] H. Zeipel Von. // *MNRAS* 1924 V.84. P.684.
- [52] M. Kitamura and Y. Nakamura // *Ann. Tokyo Astron. Observ.*, 2nd Ser. 1987 V.21. P.387.
- [53] Э. А. Антохина, Е. В. Сейфина, А. М. Черепащук // *Астрон. журн.* 2005 Т.82. P.123.
- [54] P. P. Eggleton // *Astrophys. J.* 1983 V.268. P.368.
- [55] G. Shajn , O. Struve // *MNRAS* 1929 V.89. P.222.
- [56] J. A. Carrol // *MNRAS* 1933 V.93. P.680.
- [57] H. M. Al Naimiy // *ApSS* 1978 V.53. P.181.
- [58] D. F. Gray, *The Observation and Analysis of Stellar Photospheres*, Cambridge University Press, p 533, (2005)
- [59] J.-F. Donati, M. Semel , D. E. Rees // *Astron. Astrophys.* 1992 V.265. P.669.
- [60] M. L. Rawls, J. A. Orosz, J. E. McClintock, M. A. P. Torres, Bailyn Ch. D., M. M. Buxton // *Astrophys. J.* 2011 V.730. P.25.
- [61] Hodges, J. L.; Lehmann, E. L. // *Annals of Mathematical Statistics* 1963 V.34. P.598 .
- [62] J Ziolkowski // *Nonstationary Evolution of Close Binaries* ed. A. N. Zytkow, Warsaw, PWN, 1978 P.29.
- [63] P.S. Conti // *Astron. Astrophys.* 1978 V.63. P.225.
- [64] S. A. Rappaport, P. C. Joss // *adsx.conf* 1983 P.1R.
- [65] L. Kaper // *ASSL* 2001 V.264. P.125.
- [66] I.Iben, Jr., A.Tutukov and L.Yungelson // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1995 V.100. P.233.
- [67] G. Meynet, A. Maeder // *Astron. Astrophys.* 2000 V.361. P.101.

- [68] A. M. Cherepashchuk, N. A. Katyseva, T. S. Khruzina, and S. Yu. Shugarov // Highly Evolved Close Binary Stars Catalog (Gordon and Breach, Netherlands, 1996), V. 1, Part 1.
- [69] M. V. McSwain, D. R. Gies, W. Huang, et al. // *Astrophys. J.* 2004 V.600. P.927.
- [70] В.С. Петров, А.В. Тутуков, А.М. Черепашук // *Астрон. журн.* 2007 Т.51. С.143.
- [71] J. A. Orosz, J. E. McClintock, J. P. Aufdenberg, R. A. Remillard, M. J. Reid, R. Narayan, L. Gou // *Astrophys. J.* 2011 V.742. P.84.
- [72] G. Torres J. Andersen A. Gimenez // *Astronomy and Astrophysics Review* 2010 V.18. P.67.
- [73] J. Arons // *Astrophys. J.* 1973 V.184. P.539.
- [74] M. M. Basko, R. A. Sunyaev // *ApSS* 1973 V.23. P.117.
- [75] M. M. Basko, R. A. Sunyaev, L. G. Titarchuk // *Astron. Astrophys.* 1974 V.31. P.249.
- [76] M. M. Basko, S. Hatchett, R. McGray, R. A. Sunyaev // *Astrophys. J.* 1977 V.215. P.276.
- [77] T. Fragos, J. E. McClintock // *Astrophys. J.* 2015 V.800. P.17.
- [78] P. P. Eggleton, L. Kisseleva-Eggleton, and X. Dearborn, 2007: The Incidence of Multiplicity Among Bright Stellar Systems. In W. I. Hartkopf, E. F. Guinan, & P. Harmanec, ed., *IAU Symposium*, vol. 240 of *IAU Symposium*, pp. 347.
- [79] A. Tokovinin // *Astrophys. J.* 2014 V.147. P 86.
- [80] P. P. Eggleton, F. Verbunt // *MNRAS* 1986 V.220. P.13.
- [81] Y. Kozai // *Astrophys. J.* 1962 V.67. P.591/
- [82] W. Packet // *Astron. Astrophys.* 1981 V.102. P.17.
- [83] B. Paczynski // *Astrophys. J.* 1991 V.370. P.597.

- [84] H. F. Song, A. Maeder, G. Meynet, R. Huang, S. Ekstrom, A. Granada // *Astron. Astrophys.* 2013 V.556. P.100.
- [85] C. Georgy, G. Meynet, A. Maeder // *Astron. Astrophys* 2011 V.527. P.52.
- [86] H. J. G. L. M.Lamers, T. P. Snow, D. M. Lindholm // *Astrophys.J.* 1995 V.455. P.269.
- [87] A. Maeder // *Astron. Astrophys.* 1999 V.347. P.185.
- [88] E. Pfahl, S. Rappaport, P. Podsiadlowski // *Astrophys.J.* 2002 V.571. P.37.
- [89] A. Nebot Gomez-Moran et al. // *Astron. Astrophys.* 2013 V.553. P.21.
- [90] J. Casares, P. G. Jonker // *Space Science Reviews* 2014 V.183. P.223.
- [91] В.М. Лютый, Р.А. Сюняев, А.М. Черепашук // *Астрон. журн.* 1973 Т.50. С.3.
- [92] J.I. Gonzalez Hernandez, J. Casares // *Astron. Astrophys.* 2010 V.516. P.58.
- [93] E.T. Harlaftis, K. Horne, A.V. Filippenko // *PASP* 1996 V.108, P.762.
- [94] D.E. Calvelo, S.D. Vrtilik, D. Steeghs, M.A.P. Torres, J. Neilsen, A.V. Filippenko, J.I. Gonzalez Hernandez // *MNRAS* 2009 V.399. P.539.
- [95] D. Steeghs, J.E. McClintock, S.G. Parsons, M.J. Reid, S. Littlefair, V.S. Dhillon // *Astrophys. J.* 2013 V.768. P.185.
- [96] A.V. Filippenko, D.C. Leonard, T. Matheson, W. Li, E.C. Moran, A.G. Riess // *PASP* 1999 V.111. P.969.
- [97] N.A. Webb, T. Naylor, Z. Ioannou, P.A. Charles, T. Shahbaz // *MNRAS* 2000 V.317. P.528.
- [98] J.A. Orosz, C.D. Bailyn, J.E. McClintock, R.A. Remillard // *Astrophys. J.* 1996 V.468. P.380.
- [99] Э. А. Антохина, В.С. Петров, А.М. Черепашук // *Астрон. журн.* 2016 (в печати).

- [100] C. Foellmi, T.H. Dall, E. Depagne // *Astron. Astrophys.* 2007 V.436, P.61.
- [101] H. B. Mann, D. R. Whitney // *Annals of Mathematical Statistics* 1947 V.18. P.50.
- [102] J. A. Orosz, J. E. McClintock, R. A. Remillard, and S. Corbel // *Astrophys. J.* 2004 V.616. P.376 (2004)
- [103] J. A. Orosz, in *IAU Symposium, Vol. 212, A Massive Star Odyssey, from Main Sequence to Supernova*, ed. K. A. van der Hucht, Herrero A., Esteban C., 365 (2003)
- [104] J. A. Orosz, J. F. Steiner, J. E. McClintock, et al. // *Astrophys. J.* 2010 V.710. P. 1127C.
- [105] J. Casares, J. A. Orosz, C. Zurita, et al. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 2009 V.181. P.238.
- [106] P. A. Charles and M. J. Coe // *Compact stellar X-ray sources* 2006 (Cambridge University Press) P.215.
- [107] L. Gou, J. A. Orosz, J. E. McClintock, et al // *Astrophys. J.* 2011 V.742. P.85.
- [108] J. A. Orosz, J. E. McClintock, R. Narayan, et al. // *Nature* 2007 V.449. P.872.
- [109] P. A. Crowther, R. Barnard, S. Carpano, et al. // *MNRAS* 2010 V.403. P.41.
- [110] J. A. Orosz, D. Steeghs, J.E McClintock, et al. // *Astrophys. J.* 2009 V.697. P.573.
- [111] A. H.Prestwich, R. Kilgard, P. A. Crowther, et al. // *Astrophys. J.* 2007 V.669. P.L21.
- [112] J. M. Silverman, A. V. Filippenko // *Astrophys. J.* 2008 V.678, P.L17.
- [113] S. S. Shapiro, M. B. Wilk // *Biometrika* 1965 V.52. P.591.
- [114] A.N. Kolmogorov // *On the empirical determination of a distribution law. Giorn. Ist. Ital. Attuar.* 1933 V.4. P.83.

- [115] N.V. Smirnov, Sur les ecarts de la courbe de distribution empirique (Russian, French summary). *Rec. Math. Moscou (Mat. Sbornik)* 1939 V.6. P.3.
- [116] L. Scrucca, GA: A Package for Genetic Algorithms in R. Submitted to *Journal of Statistical Software* (2012)
- [117] C. Spearman // *Amer. J. Psychol.* 1904 V.15. P.72.
- [118] A. Zdziarski, J. Mikołajewska, K. Belczynski // *MNRAS* 2013 V.429. P.104.
- [119] C. L. Fryer, V. Kalogera // *Astrophys. J.* 2001 V.554. P.548.
- [120] K. Belczynski, G. Wiktorowicz, C. Fryer, et al. // *Astrophys. J.* 2012 V.757. P.91.
- [121] J.I. Gonzalez Hernandez, R. Rebolo, J. Casares // *MNRAS* 2014 V.438. P.L21.
- [122] R. Emparan, J. Garcia-Bellido, N. Kaloper // *J. High Energy Phys* 2003 V.0301. P.79.
- [123] L. Randall, R. Sundrom // *Phys. Rev. Lett.* 1999 V.83. P.4690.