Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова
Физический Факультет

На правах рукописи

Колесников Дмитрий Алексеевич

Моделирование 35-дневного цикла рентгеновской двойной системы HZ Her/Her X-1

01.03.02 — Астрофизика и звёздная астрономия

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научные руководители:
доктор физико-математических наук, профессор
Шакура Николай Иванович
доктор физико-математических наук, профессор
Постнов Константин Александрович

Москва — 2021

Оглавление

Стр.

Введение 4

Глава 1. Моделирование оптических кривых блеска HZ Her . 21
1.1 Свободная прецессия нейтронной звезды в Her X-1 22
1.2 Магнитный момент сил, действующий на аккреционный диск 24
1.3 Фотометрические наблюдения в полосах B и V 25
1.4 Модель 26
1.4.1 Модель звезды-донора 26
1.4.2 Распределение температуры по поверхности звезды-донора 29
1.4.3 Модель аккреционного диска 30
1.4.4 Орбитальные фазы прохождения и затмения аккреционного диска 31
1.4.5 Рентгеновский прогрев звезды-донора 32
1.5 Моделирование орбитальных кривых блеска 33
1.5.1 Свободные параметры модели 35
1.5.2 Результаты моделирования 36
1.6 Выводы 42

Глава 2. Моделирование орбитальной модуляции рентгеновского потока Her X-1 в низких состояниях по данным спутника *SRG*/eROSITA . . . 45
2.1 Рентгеновские данные 47
2.2 Аналитическая модель рассеяния излучения в оптически и геометрически тонкой короне над звездой-донором 49
2.3 Аналитическая модель рассеяния излучения в полубесконечной атмосфере звезды-донора 54
2.4 Численная модель рассеяния в протяжённой короне и моделирование орбитальной модуляции рентгеновского потока 56
2.5 Выводы 59

Стр.

Глава 3. Объяснение субмикрогерцовых периодических вариаций рентгеновского пульсара Her X-1 с фазой 35-дневного цикла, измеренных спутником *Fermi*/GBM, моделью свободной прецессии нейтронной звезды 63

3.1 Рентгеновские данные 64

3.2 Долговременная эволюция частоты рентгеновского пульсара Her X-1 66

3.3 Свободная прецессия нейтронной звезды Her X-1 67

3.4 Моделирование 35-дневных вариаций частоты рентгеновского пульсара Her X-1 69

3.5 Выводы 72

Заключение 76

Список литературы 79

Приложение А. 35-дневные циклы Her X-1 88

Введение

Открытие В. Рентгеном X-лучей в 1895 г. около 50 лет не оказывало влияния на астрономию, поскольку толща земной атмосферы непрозрачна для рентгеновских лучей. Хотя догадки о том, что Солнце и другие звёзды могут быть источником X-лучей появились довольно рано, в 1920-е [1], впервые зарегистрировать солнечное рентгеновское излучение удалось в 1949 г. [2], после появления ракет типа V-2, Viking и Aerobee, способных подниматься на высоту больше 80 км, где поглощение рентгеновского излучения мало. Эти исследования были мотивированы изучением ионосферы Земли, которая использовалась для радиосвязи. Ионосфера может обеспечить прохождение радиоволн за счёт отражения от неё, что обеспечивает гораздо более дальнюю радиосвязь, чем связь по прямой. Для объяснения состояния ионизации в ионосфере в конце 1930-х Е. О. Халборт предположил существование мягкого рентгеновского излучения от Солнца [3], а к концу 1940-х Ф. Хойл и Д. Бейтс создали детальную модель рентгеновского спектра и предложили в качестве источника рентгеновского излучения солнечную корону [4], что в дальнейшем подтвердилось.

В 1950-е гг. лидером по изучению ионосферы и Солнца в рентгеновском диапазоне была группа из NRL[1] под руководством Г. Фридмана. В то время в качестве детекторов рентгеновских квантов служили фотоионизационные счётчики фотонов (счётчики Гейгера). Такие счётчики устанавливали на ракеты, которые поднимались на высоту до 150 км, а затем свободно падали. Весь полёт длился всего несколько минут, а научные данные передавались по телеметрии. Чувствительность счётчиков была на уровне 10–100 фотонов см^2 с$^{-1}$. Рентгеновский поток от Солнца на Земле составляет 10^6 см^2 с$^{-1}$, и если другие звёзды имеют ту же рентгеновскую светимость, что и Солнце, то ожидаемый уровень потока от них 10^{-4} см^2 с$^{-1}$. Поэтому в качестве объектов наблюдения за пределами Солнечной системы рассматривались другие источники, например, остатки сверхновых, вспыхивающие звезды, но их уровень рентгеновской светимости оценивался с большой неопределённостью. Предполагалось, что ярчайшим источником

[1]Naval Research Laboratory — Научно-исследовательская лаборатория военно-морских сил

рентгеновских лучей на небе после Солнца должна быть Луна из-за флуоресценции грунта под действием солнечного рентгеновского излучения [5].

В начале 1960-х гг. группой AS&E[2] под руководством Р. Джиаккони был разработан эксперимент с чувствительностью 0.1–1 фотонов см^2 с$^{-1}$. Большая чувствительность достигнута за счёт большой площади детекторов (20 см^2) и использования схемы антисовпадений для уменьшения фона космических частиц. Приборы устанавливались на ракету Aerobee. На ракете было три счётчика, каждый образовывал угол 55° к продольной оси ракеты. Счётчики не были коллимированными. Эксперимент был предназначен для изучения флуоресцентного рентгеновского излучения Луны и исследования ночного неба с целью обнаружения других рентгеновских источников. Ночью 18 июня 1962 г., на следующие сутки после полнолуния, ракета поднялась на высоту 225 км и 350 с находилась выше 80 км. В ходе полёта ракета вращалась вдоль оси с частотой 2 с$^{-1}$, поэтому счётчики сканировали небо вдоль конуса с раствором 55°. Специальные оптические датчики показали, что продольная ось ракеты не отклонялась от вертикали больше 3°. Сигнал с счётчиков как функция азимута имел плавный максимум, и он нигде не уменьшался до нуля, см. Рис. 2. Максимальный угловой размер источника оценивался в 10°. Источник находился поблизости от галактического центра, высота источника над горизонтом на момент наблюдения составляла 10°. Измеренный рентгеновский поток составил 5 фотонов см^2 с$^{-1}$. Природа открытого источника на тот момент была неизвестна, в качестве возможного объяснения предлагалась гипотеза синхротронного излучения космических лучей в галактическом магнитном поле [6].

Последующие запуски ракет проведённые с целью локализации источника позволили определить, что найденный источник представляет собой два раздельных [7; 8]. Один находится в созвездии Скорпиона (Sco X-1), а второй находится вблизи центра Галактики в созвездии Скорпиона и может быть связан, как тогда предполагали, с радиоисточником Sgr A — радиоцентром Галактики. Эксперимент по определению углового размера рентгеновских источников в Скорпионе и Стрельце показал, что размер Sco X-1 не больше 7′, что указывает на его звёздную структуру, в то время как источник вблизи галактического центра в Стрельце распределён по области

[2]American Science and Engineering, небольшая частная исследовательская компания в Кембридже, Массачусетс

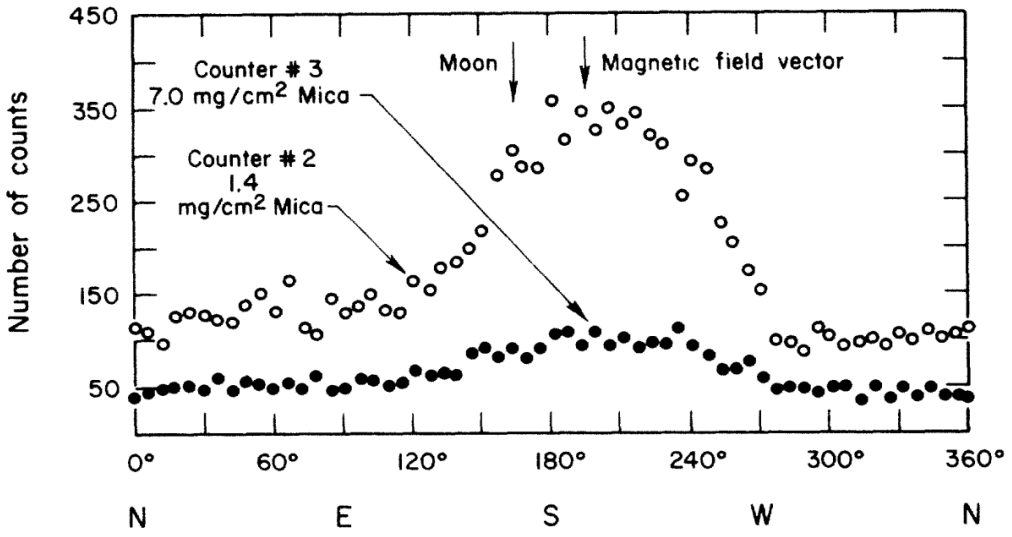

Рисунок 1 — Число отсчётов рентгеновских детекторов в зависимости от азимута [6]. Азимут разделён на 60 секторов по 6°, по вертикальной оси показана сумма отсчётов за 350 секунд в каждом из секторов.

размером $30'$, что может указывать как на протяжённую природу источника, так и на несколько точечных [9]

Запуск ракеты группой из NRL позволил открыть в апреле 1963 г. ещё один рентгеновский источник, поток которого оказался в восемь раз слабее Sco X-1 [7]. В область локализации источника попала Крабовидная туманность — остаток вспышки сверхновой. В это же время появилось предположение, что открытые рентгеновские источники могут быть нейтронными звёздами, излучающими как чёрное тело с температурой поверхности $\sim 10^7$ K [10—12]. Нейтронные звезды образуются в результате вспышки сверхновой и нахождение одного источника в остатке такой вспышки косвенно подтверждало эту гипотезу. Однако, спектральные наблюдения группой AS&E во время двух запусков ракет в августе и октябре 1964 г. показали, что рентгеновский спектр Sco X-1 не является тепловым [13]. После этого в качестве механизма рентгеновского излучения рассматривались главным образом синхротронное и тормозное излучение (thermal bremsstrahlung) [14].

В марте 1966 г. группа AS&E провела запуск ракеты с оборудованием, позволившим определить положение Sco X-1 с точностью $1'$ [15], за которым последовало оптическое отождествление Sco X-1 [16] со звездой 13^m. Спектральные и временные характеристики звезды были характерны для новой

на поздней стадии. Наиболее поразительной характеристикой было отношение рентгеновского потока к оптическому, которое составляло $\sim 10^3$. В свете новых данных в 1967 г. Барбидж предложил модель тесной двойной системы с горячей оптически прозрачной околозвездной короной для Sco X-1 [14]. В том же году Шкловский предложил модель тесной двойной системы с аккрецирующей нейтронной звездой [17].

К концу 1960-х суммарное время всех наблюдений в рентгеновском диапазоне составило примерно 1 час (около 10 запусков с временем нахождения детекторов выше 80 км около 5 минут). Следующим шагом стал запуск 12 декабря 1970 г. первой орбитальной рентгеновской обсерватории Uhuru [18]. Космическая обсерватория позволила увеличить время наблюдения с 5 минут до нескольких лет. Обсерватория работала в сканирующем режиме медленно вращаясь. Детекторы регистрировали излучение в полосе шириной 5°, каждый день полоса смещалась на 1°. Таким образом, примерно за три месяца исследовалось всё небо. Точность локализации рентгеновских источников составляла $1'$, это позволяло отождествлять их с оптическими и радиоисточниками. Важной функцией обсерватории была способность замедлять вращение и останавливаться на одном рентгеновском источнике, что позволяло исследовать его временны́е характеристики. Uhuru открыла около 300 новых рентгеновских источников, среди которых двойные рентгеновские системы, сверхновые, галактики, скопления галактик, квазары. В числе открытых Uhuru источников была двойная рентгеновская система Her X-1 [19].

Рентгеновская двойная система HZ Her/Her X-1 до появления рентгеновской астрономии была известна как неправильная переменная звезда HZ Her $13–15^m$ в фильтре B. В стеклянной библиотеке ГАИШ имеются снимки этой системы начиная с 1907 года. Значительный интерес к этой системе возник после открытия в 1972 г. рентгеновского источника Her X-1 [19] и его отождествления с HZ Her [21; 22].

HZ Her/Her X-1 это рентгеновская двойная система промежуточной массы, состоящей из звезды-субгиганта массой 1.8–2.4 $M_\odot$ и нейтронной звезды, наблюдаемой как рентгеновский пульсар. Орбитальный период системы 1.7 дня, период вращения пульсара 1.24 секунды. Оптическая звезда заполняет свою полость Роша [23], в системе происходит дисковая аккреция на нейтронную звезду. Орбитальные кривые блеска HZ Her демонстрируют

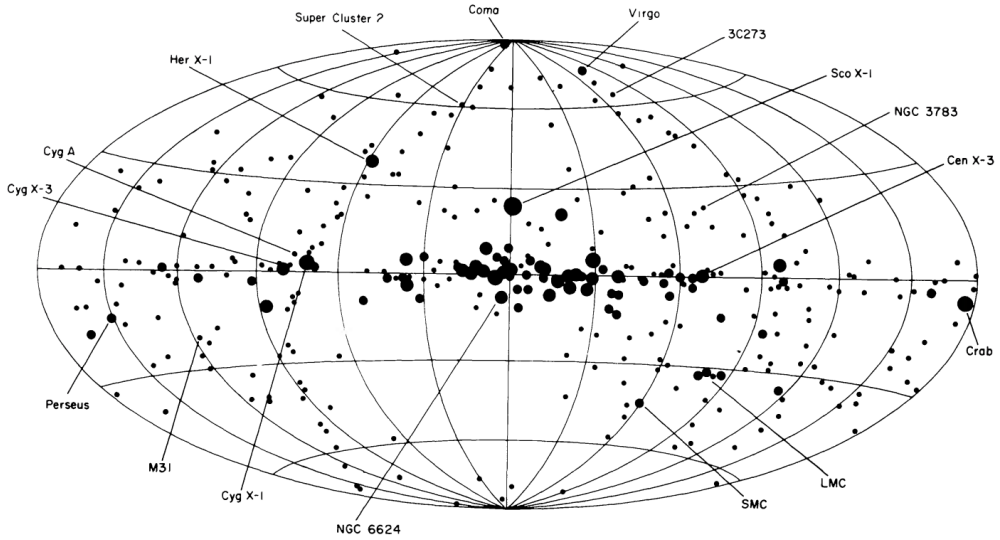

Рисунок 2 — Карта рентгеновских источников, открытых спутником Uhuru, в галактических координатах [20]. Размер кружков пропорционален логарифму максимального рентгеновского потока.

классический эффект рентгеновского прогрева, Рис. 3, что было впервые показано по архивным фотопластинкам ГАИШ [24].

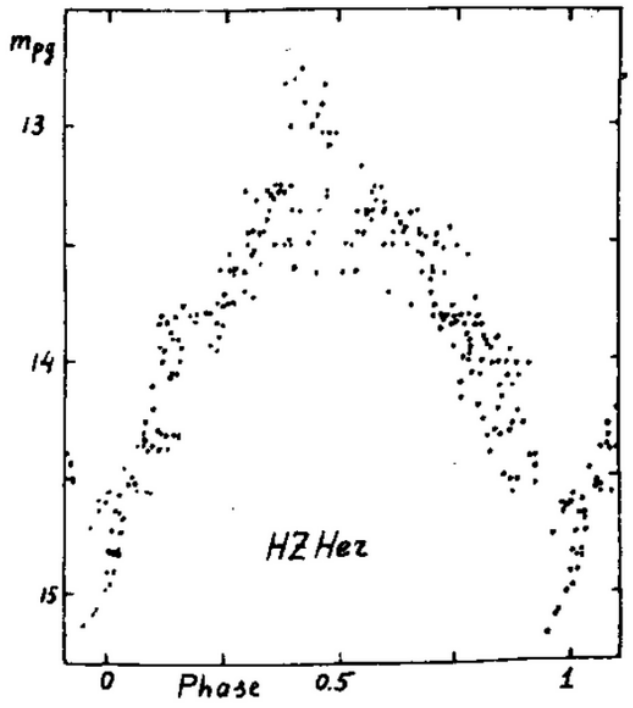

Рисунок 3 — Первая орбитальная кривая блеска HZ Her по архивным фотопластинкам стеклянной библиотеки ГАИШ [24]

Рентгеновский поток Her X-1 дополнительно модулирован с периодом приблизительной 35 дней [25]. Большинство 35-дневных циклов имеет

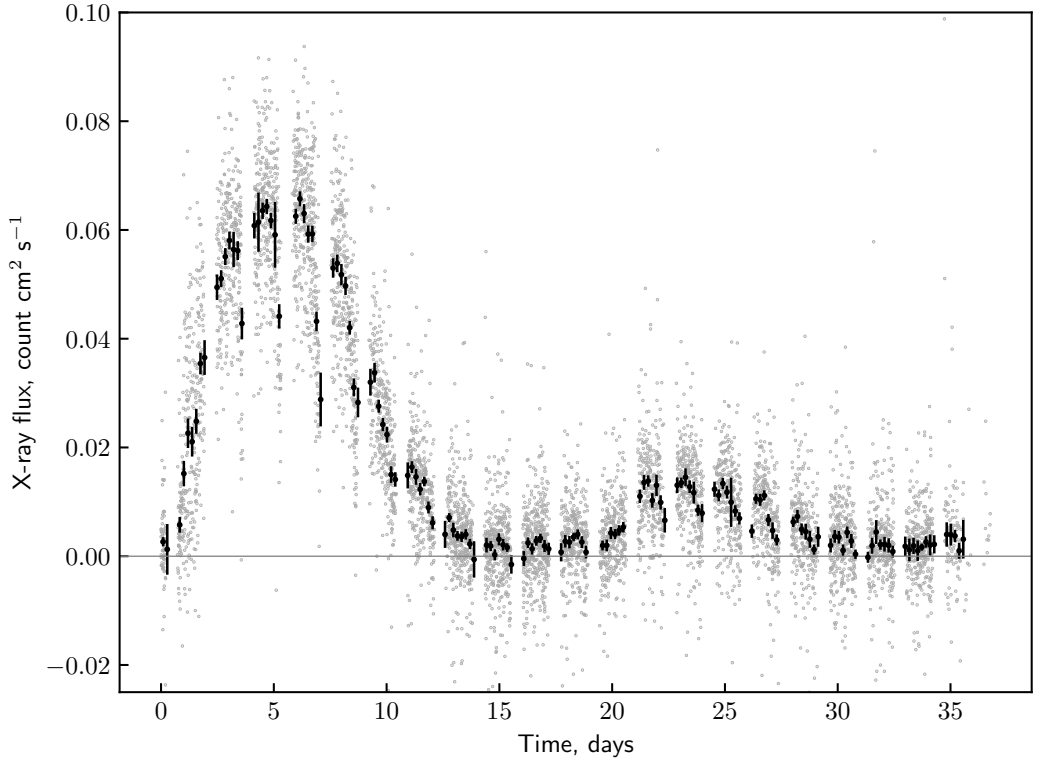

Рисунок 4 — Модуляция рентгеновского потока Her X-1 с 35-дневным периодом. Серые точки — данные спутника *Swift*/BAT [29]. Чёрные точки с барами — средние значения потока в бинах шириной 0.1 дня и среднеквадратичная ошибка.

продолжительность от 20 до 21 орбитального периода [26—28]. Цикл состоит из главного включения (main-on) продолжительностью примерно 7 орбитальных периодов, и вторичного включения (short-on) продолжительностью около 4 орбитальных периодов, см. Рис. 4. Главное и вторичное включение разделены интервалами времени продолжительностью около 4 орбитальных периодов, в течении которых поток рентгеновского излучения значительно меньше, чем во время включений.

Со времени первых наблюдений спутником *Uhuru*, регулярный 35-дневный цикл рентгеновского потока Her X-1 привлекал большое внимание исследователей. Сейчас 35-дневный цикл Her X-1 объясняется ретроградной прецессией наклонного аккреционного диска [30; 31]. Ретроградная прецессия диска приводит к последовательному открытию и закрытию нейтронной звезды для наблюдателя [32].

Вскоре после открытия рентгеновского пульсара, гипотеза свободной прецессии нейтронной звезды была предложена для объяснения 35-дневной модуляции рентгеновского потока [33; 34]. Позднее, наблюдения эволюции

профилей рентгеновских импульсов Her X-1 с фазой 35-дневного цикла на спутнике *EXOSAT*, также были интерпретированы как проявление свободной прецессии нейтронной звезды [35].

Оба явления: 35-дневная прецессия аккреционного диска и 35-дневная свободная прецессия нейтронной звезды хорошо синхронизированы [36]. Такая синхронизация может быть обусловлена наличием физической связи между ними. Например, в качестве этой связи может выступать динамика аккреционных струй из-за переменного эффекта рентгеновского прогрева звезды-донора. Такие струи формируют внешние части аккреционного диска и действуют на него с переменным моментом сил, который может вынуждать диск прецессировать с частотой, задаваемой свободной прецессией нейтронной звезды [36; 37].

Рентгеновские профили импульсов меняются с фазой 35-дневного цикла [35; 38; 39]. Такие изменения можно объяснить прецессией аккреционного диска. В модели, предложенной для объяснения наблюдений рентгеновского пульсара Her X-1 на спутнике *АСТРОН* в 1983–1987 гг., наблюдаемая 35-дневная эволюция профилей импульсов обусловлена постепенным перекрытием излучающей области нейтронной звезды внутренним краем[3] аккреционного диска[40; 41], находящегося на расстоянии ~ 10 радиусов нейтронной звезды от её поверхности.

Для объяснения наблюдений 35-дневной вариации профилей рентгеновских пульсов Her X-1 на спутнике *RXTE*/PCA была предложена модель свободной прецессии нейтронной звезды со сложной структурой магнитного поля вблизи её поверхности [42]. В этой модели, в дополнение к магнитным полюсам, добавлены магнитные дуги на поверхности нейтронной звезды. Такие дуги могут быть образованы мультипольным магнитным полем вблизи поверхности нейтронной звезды [43; 44].

Ещё одно наблюдательное проявление Her X-1 в рентгеновском диапазоне — аномально низкие состояния, при котором ожидаемый рентгеновский поток на фазе главного включения 35-дневного цикла не регистрировался несколько циклов подряд. За многолетнюю историю рентгеновских наблюдений Her X-1 аномально низкие состояния наблюдались четыре раза: в 1983, 1994, 1999, 2004 гг. При этом эффект рентгеновского прогрева

[3]В этой модели внутренний край имеет сложную форму из-за распределения вещества по альфвеновской поверхности

звезды-донора, определяемый по оптической орбитальной форме кривой блеска, не исчезал [45—49]. Аномально низкие состояния могут быть обусловлены уменьшением угла наклона аккреционного диска к орбитальной плоскости. При наклоне диска, близким к 0, нейтронная звезда остается закрытой для наблюдателя.

За десятилетия фотометрических наблюдений HZ Her накопилось большое количество измерений потока в фильтрах UBV. Форма наблюдаемых орбитальных оптических кривых блеска HZ Her зависит от фазы 35-дневного цикла. Первая попытка объяснить эволюцию орбитальных кривых блеска HZ Her моделью, содержащей прецессирующий плоский диск с внешним краем конечной толщины была сделана в 1983 г. [50]. Однако новые данные, накопленные с тех пор, противоречат результатам этого моделирования.

Для моделирования оптических орбитальных кривых блеска тесных двойных систем используют программы синтеза кривых блеска. В таких программах обычно используется модель звезды-донора с формой, определяемой потенциалом Роша. При наличии аккреционного диска, задается его форма. Поверхность звезды и диска разбивается на большое количество площадок, для каждой из которых рассчитывается температура исходя из ускорения свободного падения в данной площадке (для звезды-донора) и условиями рентгеновского облучения. В зависимости от сложности модели, в таких программах может также учитываться потемнение к краю, пятна на поверхности звезды-донора и диска и т. д. Для расчёта орбитальной кривой блеска, вклад потока от каждой видимой наблюдателю площадки суммируется на разных орбитальных фазах. При этом может происходить взаимное перекрытие диска и звезды-донора. Площадки, перекрытые от наблюдателя не суммируются.

Впервые метод синтеза описан в начале 70-х гг [51]. Орбитальная кривая блеска HZ Her/Her X-1 была впервые промоделирована с помощью этого метода в 1983 г. [50].

На данный момент существует несколько программ для синтеза орбитальных кривых блеска тесных двойных систем[4]. Однако ни в одной из них

[4]Например, Phoebe: `http://phoebe-project.org/`, XRbinary: `http://www.as.utexas.edu/~elr/Robinson/XRbinary.pdf`, Nightfall: `https://www.physik.uni-hamburg.de/en/hs/group-schmidt/members/wichmann-rainer/nightfall.html`

не реализована модель изгибного диска со сложной рентгеновской тенью, необходимой для моделирования эволюции кривых блеска HZ Her с фазой 35-дневного цикла. Поэтому, было принято решение разработать новую программу для HZ Her с необходимой моделью диска. Кроме того, в модель была добавлена свободно прецессирующая нейтронная звезда, создающую переменный эффект прогрева на разных фазах 35-дневного цикла. Более подробно модель и результаты моделирования эволюции орбитальных кривых блеска HZ Her изложены в главе 1.

Актуальность и степень разработанности исследований

Рентгеновская двойная система HZ Her/Her X-1 представляет собой естественную лабораторию, в которой проявляются разнообразные явления, представляющие широкий исследовательский интерес. Наклонный, изгибный, прецессирующий аккреционный диск и аккреционные струи представляют интерес с точки зрения исследования магнитной газовой динамики. Горячая корона над облучённой частью звезды-донора и аккреционным диском интересны с точки зрения задачи переноса рентгеновского излучения для объяснения орбитальной модуляции рентгеновского потока. Свободная прецессия нейтронной звезды интересна с точки зрения вопроса внутренней структуры нейтронной звезды.

По HZ Her/Her X-1 накоплено большое количество наблюдательных данных за десятилетия, прошедшие с 1973 г.: фотометрия в разных полосах, рентгеновские потоки, измерения частоты рентгеновского пульсара с субмикрогерцовой точностью. Объем и качество данных продолжает увеличиваться, позволяя совершенствовать теоретические модели.

HZ Her/Her X-1 это один представитель целого класса космических объектов: рентгеновских двойных систем. Модели и программы, разработанные для объяснения наблюдаемых явлений в HZ Her/Her X-1, могут быть использованы для других представителей этого класса.

Объект исследования

Рентгеновская двойная затменная система промежуточной массы HZ Her/Her X-1.

Цель работы

Целью данной работы является всестороннее исследование рентгеновской двойной системы HZ Her/Her X-1 в оптическом и рентгеновском диапазонах. Особое внимание было уделено определению параметров двойной системы на разных фазах 35-дневного цикла. Для достижения цели работы были поставлены следующие **задачи**:

- создание теоретической модели рентгеновской двойной системы HZ Her/Her X-1 для объяснения наблюдаемых кривых блеска на разных фазах 35-дневного цикла, учитывающей все необходимые физические явления;
- создание программы синтеза теоретических кривых блеска;
- нахождение оптимальных параметров двойной системы, при которых модель адекватно описывает наблюдаемые кривые блеска;
- создание модели горячей короны над облучённой частью звезды-донора для объяснения наблюдаемой на спутнике *SRG*/eROSITA орбитальной модуляции рентгеновского потока в низком состоянии;
- создание программы для моделирования орбитальной модуляции рентгеновского потока Her X-1 в низком состоянии 35-дневного цикла;
- нахождение оптимальных параметров модели орбитальной модуляции рентгеновского потока Her X-1, адекватно объясняющих наблюдаемую орбитальную модуляцию рентгеновского потока;
- создание модели вариаций частоты рентгеновского пульсара Her X-1 с фазой 35-дневного цикла из-за свободной прецессии нейтронной звезды;
- нахождение оптимальных параметров модели свободной прецессии, адекватно описывающих наблюдаемые 35-дневные вариации частоты рентгеновского пульсара.

Методология и методы исследований

Для решения поставленных задач были использованы общенаучные (анализ, индукция, дедукция), аналитические и численные методы. Аналитические методы использовались для построения математических моделей рентгеновской двойной системы и составляющих её частей. Численные методы реализованы в специально разработанных компьютерных программах на языках программирования C и Python.

Научная новизна

1. Впервые была объяснена эволюция орбитальных кривых блеска HZ Her в оптическом диапазоне с фазой 35-дневного цикла моделью рентгеновской двойной системы с изгибным, прецессирующим аккреционным диском и свободно прецессирующей нейтронной звездой.
2. Впервые объяснена орбитальная модуляция рентгеновского потока Her X-1 в низком состоянии 35-дневного цикла моделью протяжённой, горячей короны над облучённой частью звезды-донора и изгибного, прецессирующего аккреционного диска.
3. Впервые объяснена амплитуда субмикрогерцовых вариаций частоты рентгеновского пульсара Her X-1 с фазой 35-дневного цикла, измеренных спутником *Fermi*/BAT моделью свободной прецессии нейтронной звезды.

Теоретическая и практическая значимость

Полученные параметры модели рентгеновской двойной системы HZ Her/Her X-1 могут быть применены для более глубокого исследования этой системы. Например, для создания МГД-модели аккреционного диска и струй; для восстановления распределения температуры аккреционного диска по орбитальным фазам вблизи главного минимума. Созданная программа синтеза орбитальных кривых блеска может быть использована для

определения параметров других тесных двойных систем и аккреционных дисков.

Положения, выносимые на защиту

1. Эволюция оптических орбитальных кривых блеска HZ Her с фазой 35-дневного цикла рентгеновского пульсара Her X-1 обусловлена прецессией наклонного изгибного аккреционного диска, создающего область тени на поверхности звезды-донора, в которой эффект рентгеновского прогрева отсутствует.
2. Ориентация внутреннего края аккреционного диска меняется с фазой 35-дневного цикла и определяется совместным действием магнитного момента сил магнитосферы нейтронной звезды, зависящего от фазы свободной прецессии нейтронной звезды и от вязких напряжений вещества диска.
3. Орбитальная модуляция рентгеновского потока Her X-1 в низком состоянии 35-дневного цикла в диапазоне 0.2–8 кэВ, измеренная прибором eROSITA космической рентгеновской обсерватории SRG, обусловлена рассеянием рентгеновского излучения в горячей, оптически тонкой короне над облучённой частью звезды-донора с рентгеновской тенью, создаваемой изгибным аккреционным диском, и в горячей короне над аккреционным диском.
4. Субмикрогерцовые вариации частоты рентгеновского пульсара Her X-1 с фазой 35-дневного цикла, измеренные прибором GBM космической гамма-обсерватории *Fermi*, обусловлены свободной прецессией нейтронной звезды.

Апробация результатов и достоверность

Представленные результаты являются достоверными и докладывались автором на следующих конференциях:

1. ВАК-2021: «Астрономия в эпоху многоканальных исследований», Москва, 23–28 августа 2021, *Новые результаты по рентгеновским наблюдениям Her X-1 на спутниках SRG и Fermi* (устный)

2. Успехи российской астрофизики 2019: Теория и Эксперимент, Москва, 16 декабря 2019, *Моделирование 35-дневного цикла HZ Her/Her X-1 на основании многолетних фотометрических UBV наблюдений* (устный)
3. Universe of Binaries, Binaries in the Universe, Телч, Чехия, 6–11 сентября 2019, *The 35-day cycle in the X-ray binary HZ Her/Her X-1* (стендовый)
4. Успехи российской астрофизики 2018: Теория и Эксперимент, Москва, 17 декабря 2018, *Моделирование 35-дневного цикла Her X-1/HZ Her по данным многолетних широкополосных фотометрических наблюдений* (устный)
5. VII Пулковская молодёжная астрономическая конференция, Санкт-Петербург, 28–31 мая 2018, *Моделирование 35-дневного цикла HZ Her/Her X-1 по результатам многолетней фотометрии* (устный)
6. Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра — 2017, Москва, 18–21 декабря 2017, *Моделирование 35-дневного цикла HZ Her/Her X-1 по результатам многолетней фотометрии* (стендовый)

Публикации по теме диссертации

Основные результаты по теме диссертации изложены в 9 печатных изданиях, 4 из которых опубликованы в рецензируемых научных изданиях, индексируемых в базе данных Web of Science, рекомендованных для защиты в диссертационном совете МГУ по специальности:

1. Shakura N. I., Kolesnikov D. A., Medvedev P. S., Sunyaev R. A., Gilfanov M. R., Postnov K. A., Molkov S. V., *Observations of Her X-1 in low states during SRG/eROSITA all-sky survey*, **Astronomy & Astrophysics**, 2021, 648, A39. (Импакт-фактор, WoS: 5.203)
2. Kolesnikov D. A., Shakura N. I., Postnov K. A., Volkov I. M., Bikmaev I. F., Irsmambetova T. R., Staubert R., et al., *Modelling of 35-d superorbital cycle of B and V light curves of IMXB HZ Her/Her X-1*, **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, 2020, 499, 1747. (Импакт-фактор, WoS: 4.957)

3. Шакура, Н., Колесников, Д., Постнов, К., Волков, И., Бикмаев, И., Ирсмамбетова, Т., Штауберт, Р., Вилмс, Й., Иртуганов, Е., Шурыгин, П., Голышева, П., Шугаров, С., Николенко, И., Трунковский, Е., Шонгерр, Г., Швопе, А., Клочков, Д., *Аккреционные процессы в астрофизике*, **Успехи Физических Наук**, 2019, 189, 1202-1212. (Импакт-фактор, WoS: 3.138)
4. N. I. Shakura, D. A. Kolesnikov and K. A. Postnov, *On the Nature of the 35-Day Cycle in HZ Her/Her X-1*, **Astronomy Reports**, 2021, 65, 10, 1039–1041. (Импакт-фактор, WoS: 0.925)

а также 5 публикаций — в сборниках трудов конференций:

1. Shakura N., Kolesnikov D., Postnov K., Volkov I., Bikmaev I., Irsmambetova T., Staubert R., Wilms J., Irtuganov E., Shurygin P., Golysheva P., Shugarov S., Nikolenko I., Trunkovsky E., Schonherr G., Schwope A., Klochkov D., *Multi-frequency long-term observations of Her X-1 - The 35-d cycle*, **Proceedings of Multifrequency Behaviour of High Energy Cosmic Sources - XIII — PoS(MULTIF2019)**, 2020, 362, 47. (Импакт-фактор, Scopus: 0.114)
2. Kolesnikov D., Shakura N., Postnov K., Volkov I., Bikmaev I., Irsmambetova T., Staubert R., Wilms J., Irtuganov E., Shurygin P., Golysheva P., Shugarov S., Nikolenko I., Trunkovsky E., Schonherr G., Schwope A., Klochkov D., *The 35-day cycle in the X-ray binary HZ Her/Her X-1*, **Contributions of the Astronomical Observatory Skalnate Pleso**, 2020, 50, 2, 518-520. (Импакт-фактор, WoS: 0.323)
3. Shakura N., Kolesnikov D., Postnov K., Volkov I., Bikmaev I., Irsmambetova T., Staubert R., Wilms J., Irtuganov E., Shurygin P., Golysheva P., Shugarov S., Nikolenko I., Trunkovsky E., Schonherr G., Schwope A., Klochkov D., *On the Nature of the 35-days Cycle in X-ray Binary Her-X-1 = HZ Her*, **Proceedings of Accretion Processes in Cosmic Sources – II — PoS(APCS2018)**, 2020, 342, 47. (Импакт-фактор, Scopus: 0.114)
4. Shakura N., Kolesnikov D., Postnov K., Volkov I., Bikmaev I., Irsmambetova T., Staubert R., Wilms J., Irtuganov E., Shurygin P., Golysheva P., Shugarov S., Nikolenko I., Trunkovsky E., Schonherr G., Schwope A., Klochkov D., *On the nature of the 35-day cycle in the*

X-ray binary Her X-1/HZ Her, **Proceedings of the International Astronomical Union**, 2019, S346, 281-287.

5. Shakura N., Kolesnikov D., Postnov K., Volkov I., Bikmaev I., Irsmambetova T., Staubert R., Wilms J., Irtuganov E., Shurygin P., Golysheva P., Shugarov S., Nikolenko I., Trunkovsky E., Schonherr G., Schwope A., Klochkov D., *Study of the 35-Day Cycle of the Binary X-ray System of Her X-1 = HZ Her Based on the Broadband Photometric Long-Term Observations*, **Сборник тезисов конференции/М.:ИЗМИРАН**, 2018, 1, 298-306.

Личный вклад автора

Автором была выполнена разработка модели рентгеновской двойной системы с изгибным аккреционным диском и свободно прецессирующей нейтронной звездой с анизотропной интенсивностью рентгеновского излучения; модель для синтеза рентгеновских кривых блеска и модель короны над прогретой частью звезды-донора рентгеновской двойной системы; модель свободной прецессии нейтронной звезды для объяснения 35-дневных вариаций частоты рентгеновского пульсара Her X-1; создание программ и их отладка, моделирование, оптимизация параметров; написание текста диссертации. Обсуждение результатов и подготовка публикаций проводилась совместно с соавторами. Обработка рентгеновских данных и моделирование спектров Her X-1 в низком состоянии в разделе 2.1 выполнена в соавторстве публикации [52].

Объем и структура диссертации

Диссертация состоит из введения и 3 глав, заключения и приложения. Полный объём диссертации составляет 94 страницы, включая 33 рисунка и 8 таблиц. Список литературы содержит 106 наименований.

Во **введении** излагается краткий обзор истории рентгеновской астрономии и объекта исследования HZ Her/Her X-1, актуальность исследований, проводимых в рамках данной диссертационной работы, приводится обзор

научной литературы по изучаемой проблеме, формулируется цели и задачи работы, излагается научная новизна и практическая значимость представляемой работы, положения, выносимые на защиту, степень достоверности и апробация результатов.

Первая глава посвящена моделированию оптических кривых блеска в фильтре B и V рентгеновской двойной системы HZ Her/Her X-1. Для вычисления наблюдаемого потока поверхность звезды-донора разбивается на малые площадки. Поток от каждой площадки, видимой наблюдателю, суммируется для получения орбитальной кривой блеска. В модели предполагается, что площадки имеют чёрнотельный спектр с температурой, определяемой локальным ускорением свободного падения и рентгеновским прогревом нейтронной звезды. Также учитывается эффект потемнения к краю, зависящий от угла между вектором нормали к поверхности и направлением к наблюдателю. Специально для моделирования кривых блеска HZ Her/Her X-1 в модель были включены наклонный, изгибный, прецессирующий диск и анизотропная, переменная интенсивность рентгеновского излучения нейтронной звезды.

Вторая глава посвящена моделированию орбитальной модуляции рентгеновского потока Her X-1 в низком состоянии по данным спутника *SRG*/eROSITA. В ходе первого и второго рентгеновского обзора всего неба Her X-1 14–16 раз проходил через поле зрения детекторов *SRG*/eROSITA с интервалом времени между последовательными прохождениями 4 часа. В каждом обзоре наблюдения покрывают примерно 1.5 орбитальных периода рентгеновской двойной системы. В первый раз Her X-1 проходил через поле зрения в марте 2020 года, наблюдения попали на низкое состояние перед коротким включением. Во второй раз наблюдения рентгеновской двойной системы состоялись в сентябре 2020 года и попали на низкое состояние сразу после короткого включения. В ходе этих наблюдений была обнаружена орбитальная модуляция рентгеновского потока.

Орбитальная модуляция рентгеновского потока объяснена моделью рассеяния рентгеновского излучения, включающей: (1) горячую, оптически прозрачную корону над облучённой частью звезды-донора; (2) горячую, оптически прозрачную корону над аккреционным диском и (3) холодную, оптически толстую фотосферу звезды-донора.

В **третьей главе** излагается модель свободной прецессии нейтронной звезды Her X-1 и результаты моделирования измеренных вариаций частоты рентгеновского пульсара спутником *Fermi*/BAT. Рассматриваются случаи двухосной свободной прецессии с параметрами, определёнными из анализа эволюции профилей рентгеновских импульсов с фазой 35-дневного цикла [42], и трёхосной свободной прецессии.

Глава 1. Моделирование оптических кривых блеска HZ Her

В данной главе излагается моделирование оптических кривых блеска в фильтре B и V рентгеновской двойной системы HZ Her/Her X-1. Для вычисления наблюдаемого потока поверхность звезды-донора разбивается на малые площадки. Поток от каждой площадки, видимой наблюдателю, суммируется для получения орбитальной кривой блеска. В модели предполагается, что площадки имеют чёрнотельный спектр с температурой, определяемой локальным ускорением свободного падения и рентгеновским прогревом нейтронной звезды. Так же учитывается эффект потемнения к краю, зависящий от угла между вектором нормали к поверхности и направлением к наблюдателю.

Специально для моделирования кривых блеска HZ Her/Her X-1 в модель были включены следующие составные части, ранее не использовавшиеся в программах для синтеза кривых блеска:

1. Наклонный, изгибный, прецессирующий диск. Такой диск создает сложную, переменную тень для рентгеновского излучения на звезде-доноре. В области такой тени рентгеновский прогрев отсутствует. При этом поток от самого диска в данной модели принимался постоянным на одном орбитальном цикле, но менялся на разных орбитальных циклах. Переменность потока от диска обусловлена его прецессией.
2. Анизотропная, переменная интенсивность рентгеновского излучения нейтронной звезды. Анализ рентгеновских импульсов по данным спутника *RXTE* [42] показал, что они хорошо описываются в модели двухосной прецессии нейтронной звезды, на поверхности которой, помимо магнитных полюсов, расположены излучающие линии или дужки. Распределение температуры на звезде-доноре, вызванное прогревом с такой интенсивностью рентгеновского излучения, отличается от прогрева, вызванного излучением с изотропной интенсивностью.

Модель реализована в виде программы на языках программирования C и Python и доступна в репозитории GitHub[1].

[1] `https://github.com/eliseys/discostar`

Ниже в четырёх разделах описаны изложены (1.1) модель двухосной свободной прецессии нейтронной звезды; (1.2) магнитный момент сил, действующий на внутренний край аккреционного диска; (1.3) фотометрические данные, использовавшиеся в анализе; (1.4) составные части модели для синтеза кривых блеска.

При подготовке данного раздела диссертации использована следующая публикация, выполненная автором в соавторстве, в которой, согласно Положению о присуждении ученых степеней в МГУ, отражены основные результаты, положения и выводы исследования: [53].

1.1 Свободная прецессия нейтронной звезды в Her X-1

Свободная прецессия происходит, когда твёрдое тело вращается вокруг оси, не совпадающей с его главными осями инерции и моменты инерции I_1, I_2, I_3 не равны друг другу. В случае, когда все три момента инерции отличаются друг от друга $I_1 \neq I_2 \neq I_3$, происходит трёхосная свободная прецессия, она подробно рассмотрена в разделе 3.3. Если совпадают два из трёх моментов инерции $I_1 = I_2 \neq I_3$, то происходит двухосная свободная прецессия. Вектор угловой частоты вращения $\mathbf{\Omega}$ свободно прецессирующего твёрдого тела описывает замкнутую траекторию вокруг одной из осей инерции в координатах, связанных с главными осями инерции твёрдого тела, см. Рис. 1.1.

При двухосной свободной прецессии ($I_1 = I_2 \neq I_3$) вектор $\mathbf{\Omega}$ описывает окружность и частота прецессии равна

$$\omega = \Omega \, \frac{I_1 - I_3}{I_1} \cos\gamma \,, \tag{1.1}$$

где γ — угол между между вектором $\mathbf{\Omega}$ и направлением главной оси инерции I_3.

По анализу эволюции рентгеновских импульсов Her X-1 с фазой 35-дневного цикла, наблюдавшихся на спутнике $RXTE$/PCA, была восстановлена карта излучающих областей на поверхности нейтронной звезды и определён угол между осью вращения и осью инерции I_3 в модели двухосной свободной прецессии с периодом ≈ 35 дней [42]. Излучающие области включают магнитные полюса, окружённые дугами. Геометрия дуг обусловлена

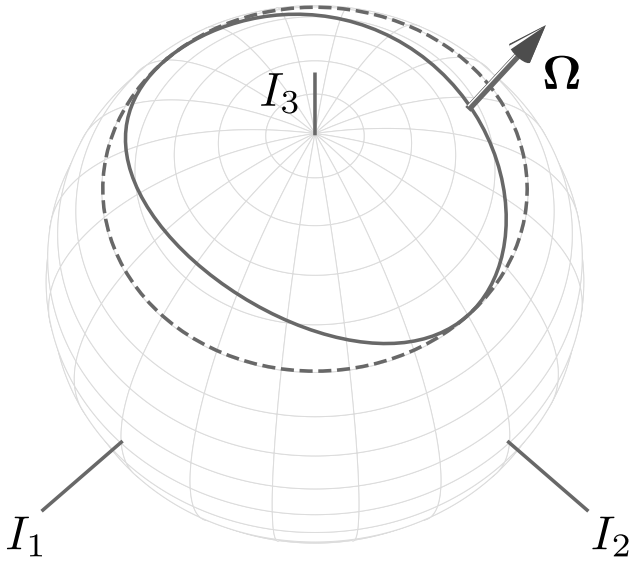

Рисунок 1.1 — Схема свободной прецессии нейтронной звезды. Координаты на поверхности (светло-серые линии) связаны с главными осями инерции I_1, I_2, I_3 нейтронной звезды. Траектория вектора угловой частоты вращения $\mathbf{\Omega}$ показана сплошной тёмно-серой линией. Траектория $\mathbf{\Omega}$ в случае двухосной прецессии ($I_1 = I_2 \neq I_3$) показана штриховой линией.

сложной мультипольной структурой магнитного поля вблизи поверхности нейтронной звезды. В этой модели дуги окружают ось инерции I_3, поэтому накопление аккрецирующего вещества может произвести асимметрию главных моментов инерции. В этом случае знак частоты свободной прецессии в уравнении 1.1 положителен, то есть направление свободной прецессии совпадает с направлением вращения нейтронной звезды.

Маловероятно, что равенство периодов свободной прецессии нейтронной звезды и прецессии аккреционного диска является совпадением. Рентгеновский прогрев звезды-донора меняется с прецессионной фазой нейтронной звезды, см. Рис. 1.6. Нагрев атмосферы звезды-донора определяет вектор начальной скорости струи газа вблизи внутренней точки Лагранжа. В общем случае, струя выходит из орбитальной плоскости и формирует внешние части наклонного аккреционного диска. Динамическое действие струй оказывает воздействие на прецессию диска, поэтому в этой системе прецессия аккреционного диска может оказаться синхронизированной со свободной прецессией нейтронной звезды.

1.2 Магнитный момент сил, действующий на аккреционный диск

Расположение внутреннего края аккреционного диска определяется разрушением потока вблизи границы магнитосферы на расстоянии около 100 радиусов нейтронной звезды (10^8 см). Со стороны магнитного поля на внутренний край аккреционного диска действует момент сил. В модели взаимодействия тонкого диамагнитного аккреционного диска и вращающегося магнитного диполя [54; 55], момент сил, усреднённый за один период вращения нейтронной звезды равен:

$$\mathbf{K_m} = \frac{4\mu^2}{3\pi R_d^3} \cos\alpha (3\cos^2\beta - 1)[\mathbf{n}_\omega, \mathbf{n}_d]. \tag{1.2}$$

Здесь, μ магнитный момент нейтронной звезды, R_d внутренний радиус диска, α угол между осью вращения нейтронной звезды и осью внутреннего края диска, β угол между осью вращения и осью магнитного диполя нейтронной звезды. $\mathbf{n}_\omega$ единичный вектор вдоль оси вращения нейтронной звезды, $\mathbf{n}_d$ единичный вектор вдоль оси диска.

Магнитный момент сил K_m исчезает в случае, если $\alpha = 0, \alpha = 90^\circ$, или $\beta = \beta_0 = \arccos\sqrt{3}/3$. Знак момента сил меняется, когда β пересекает критический угол β_0. В модели, угол β меняется вследствие свободной прецессии нейтронной звезды, а угол α меняется вследствие прецессии аккреционного диска. Как результат, функция $K_m(\beta, \alpha)$ может быть довольно сложной.

Ненулевой магнитный момент сил приводит к изгибу внутреннего края аккреционного диска по отношению к внешнему краю. Если магнитный момент равен нулю, ожидается отсутствие изгиба диска (диск становится плоским), что отражается на оптических кривых блеска HZ Her. В разделе 1.4.3 описана геометрическая модель, которая учитывает эффект переменного прогрева звезды-донора, обусловленный изгибным, прецессирующим аккреционным диском, и переменной интенсивностью рентгеновского облучения, вызванной прецессирующей нейтронной звездой.

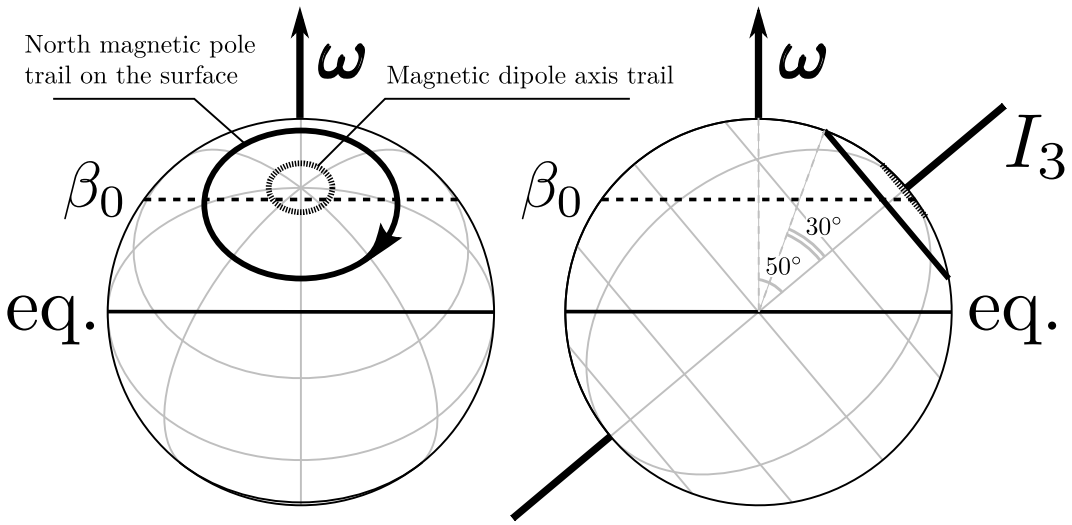

Рисунок 1.2 — Схема свободной прецессии нейтронной звезды. Угол между осью инерции I_3 и осью вращения нейтронной звезды равен 50°. Угол между радиус-вектором к магнитному полюсу и осью инерции I_3 составляет 30°. В ходе свободной прецессии, магнитный полюс описывает окружность вокруг оси I_3 на поверхности нейтронной звезды (сплошная линия) и угол β пересекает критическое значение β_0 дважды. След оси магнитного диполя на поверхности нейтронной звезды по казан окружностью меньшего диаметра (серая линия). Символ «eq.» обозначает экватор нейтронной звезды.

1.3 Фотометрические наблюдения в полосах B и V

Для построения оптических кривых блеска HZ Her, были использованы фотометрические наблюдения в полосах B и V. Данные за 1972–1998 года были составлены многими наблюдателями [56—71]. В общей сложности, данные за 1972–1998 гг включают 5771 точку в фильтре B и 5333 в фильтре V. Наблюдения в 2010–2018 гг были проведены авторами работы [53] и включают 14034 точки в фильтре V и 8661 точку в фильтре B.

Для построения орбитальных кривых блеска на разных фазах 35-дневного цикла были использованы орбитальные эфемериды двойной системы из работы [72]. Фазы 35-дневного цикла были рассчитаны с помощью рентгеновских моментов включений, измеренных на космических аппаратах *Uhuru, Swift, RXTE, BATSE* и *INTEGRAL*. Эти данные предо-

ставлены Рюдигером Штаубертом[2]. Наблюдения, оказавшиеся в 35-дневных цикла с неизвестными моментами включения, были исключены из анализа.

1.4 Модель

1.4.1 Модель звезды-донора

Предполагается, что звезда-донор в рентгеновской двойной системе HZ Her/Her X-1 имеет форму эквипотенциальной поверхности потенциала Роша.

Введём декартову систему координат xyz, вращающуюся с частотой ω вместе с двойной системой, с началом в центре масс звезды-донора. Тогда потенциал Роша записывается следующим образом:

$$\psi = \frac{Gm_1}{r_1} + \frac{Gm_2}{r_2} + \frac{\omega^2}{2}\left[\left(x - \frac{m_2 a}{m_1 + m_2}\right)^2 + y^2\right], \tag{1.3}$$

где оси xy находятся в орбитальной плоскости, ось x направлена в нейтронную звезду, $r_1 = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ и $r_2 = \sqrt{(a-x)^2 + y^2 + z^2}$ это расстояние от центра масс звезды-донора и нейтронной звезды, соответственно, до выбранной точки. a это расстояние между центрами масс звёзд в двойной системе, см. Рис. 1.4.

В безразмерных единицах ($a = 1$) потенциал Роша переписывается следующим образом:

$$\Omega = \frac{\psi}{Gm_1} - \frac{m_2^2}{2m_1(m_1+m_2)} = \frac{1}{r} + q\left(\frac{1}{\sqrt{1-2x+r^2}} - x\right) + \\ + \frac{1}{2}(1+q)(x^2+y^2), \tag{1.4}$$

где $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ это расстояние от центра масс звезды-донора до выбранной точки, m_1 это масса оптической звезды, $q = m_2/m_1$ это отношение

[2]В приложении А изложена кросс-корреляционная методика определения начала 35-циклов по данным спутника *Fermi*/GBM и приведена таблица с независимо определёнными 35-дневными циклами HZ Her/Her X-1

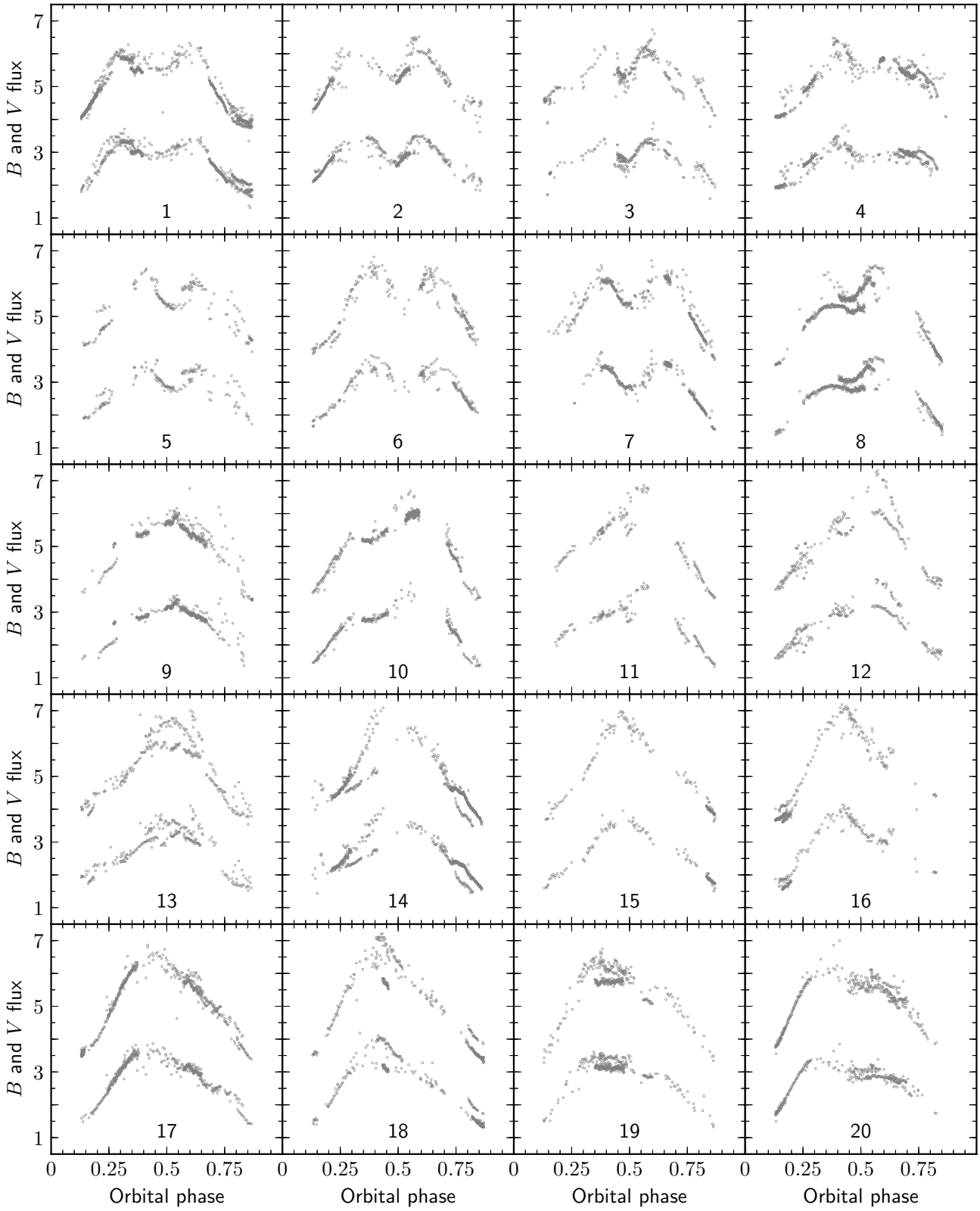

Рисунок 1.3 — Орбитальные кривые блеска в фильтре B и V на 20 интервалах 35-дневного цикла. Точки в фильтре B смещены на 2 вдоль оси ординат для удобства восприятия. Потоки нормированы на главный минимум. Интервалы 35-дневного цикла нумерованы числами n в соответствии с уравнением 1.17.

масс нейтронной звезды к звезде-донору. Значение безразмерного потенциала Ω задаётся через степень заполнения критической[3] полости Роша звездой-донором:

$$\mu = \frac{R_0^\star}{R_0}\,, \tag{1.5}$$

где R_0 и $R_0^\star$ это полярные радиусы полости Роша и звезды-донора, соответственно. Два параметра q и μ однозначно задают форму поверхности звезды-донора,а параметр a задаёт её линейный размер.

Единичный вектор нормали и вектор ускорения свободного падения в точке на поверхности звезды-донора определяется градиентом потенциала Роша:

$$\mathbf{n} = \frac{\nabla\Omega}{|\nabla\Omega|}\,, \tag{1.6}$$

$$\mathbf{g} = -\nabla\Omega\,. \tag{1.7}$$

Введём сферическую систему координат $r\theta\varphi$ с началом в центре масс звезды-донора и вращающуюся вместе с двойной системой. В такой системе координат элементарная вектор-площадка на поверхности звезды-донора записывается следующим образом:

$$d\mathbf{S} = \frac{\mathbf{n}\,dS}{\mathbf{n}\cdot\mathbf{r}} \tag{1.8}$$

где $dS = r^2\,d\varphi\,d\theta\cos\theta$ площадь элементарной площадки, вектор $\mathbf{r}$ проведён из начала координат к рассматриваемой точке на поверхности звезды-донора, множитель $1/(\mathbf{n}\cdot\mathbf{r})$ учитывает то, что поверхность звезды-донора не перпендикулярна вектору $\mathbf{r}$, см. Рис. 1.4.

Проекция элементарной площадки на картинную плоскость даётся скалярным произведением единичного вектора $\mathbf{n}_o$, направленного на наблюдателя и вектор-площадки:

$$\mathbf{n}_o \cdot d\mathbf{S}\,. \tag{1.9}$$

[3]Критическая полость Роша — эквипотенциальная поверхность потенциала Роша, касающаяся внутренней точки Лагранжа. Далее, для краткости, критическая полость Роша будет называться просто полостью Роша.

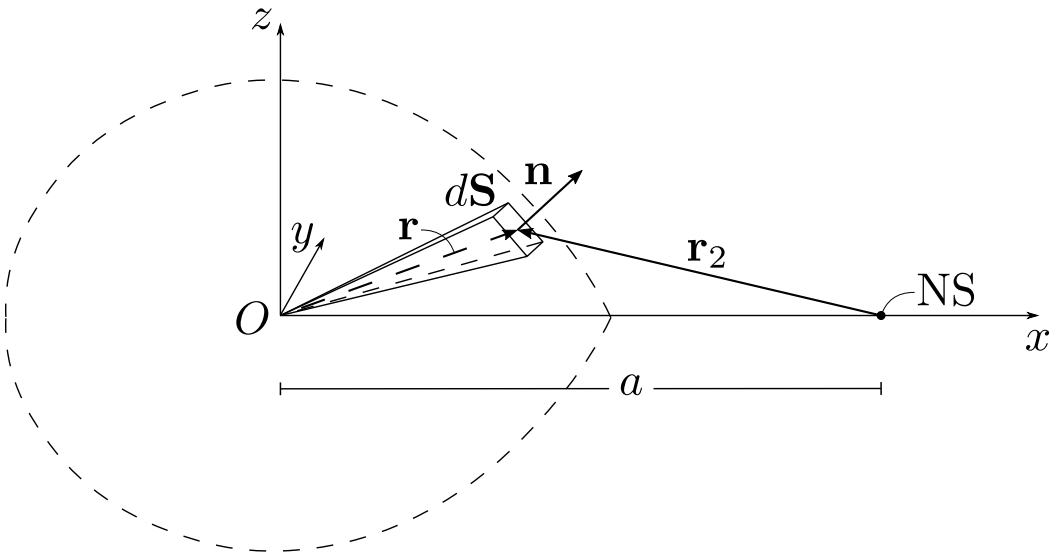

Рисунок 1.4 — Схема облучения поверхности звезды-донора рентгеновским источником

1.4.2 Распределение температуры по поверхности звезды-донора

Предполагается, что излучение любой точки поверхности звезды-донора имеет чёрнотельный спектр. Тогда поток, излучаемый элементарной площадкой dS определяется её температурой T:

$$dF = \sigma_B T^4 dS\,, \tag{1.10}$$

где σ_B это постоянная Стефана-Больцмана. Из-за различий в температуре разных участков поверхности звезды-донора, они дают разный вклад в суммарный поток от звезды-донора.

В нашей модели два эффекта определяют вариации температуры на поверхности звезды-донора:

– гравитационное потемнение,

– прогрев, вызванный облучением рентгеновским источником.

Температура в присутствии эффекта гравитационного потемнения зависит от ускорения свободного падения g в данной точке следующим образом:

$$T = T_0 \left(\frac{g}{g_0}\right)^{\beta}\,, \tag{1.11}$$

где T_0 и g_0 это температура и ускорение свободного падения в полюсе звезды-донора. Коэффициент β равен 0.08 [73]. Температура T_0 это свободный параметр, g вычисляется по формуле 1.7.

В случае, если на элементарную площадку падает извне рентгеновский поток $dF_{\rm x}$, полный поток, излучаемый этой площадкой равен:

$$\sigma T_{irr}^4 dS = dF + A dF_{\rm x}\,, \tag{1.12}$$

где T_{irr} это эффективная температура элементарной площадки в присутствии внешнего рентгеновского потока, A это доля рентгеновского потока, преобразованного в тепло.

1.4.3 Модель аккреционного диска

В данном разделе излагается геометрическая модель изгибного аккреционного диска. Эта модель позволяет вычислить рентгеновскую тень, создаваемую на поверхности звезды-донора.

Аккреционный диск состоит из N колец и внешнего цилиндрического края с центром в центре масс нейтронной звезды. Положение кольца с номером i задаётся его ортонормированным вектором $\mathbf{d}_i$, $i = \{1,2\ldots N\}$. Внешний край задаётся радиусом R и полушириной H.

Предполагается, что аккреционный диск изогнут главным образом вблизи внутреннего края. Диск изогнут в результате взаимодействия с вращающейся магнитосферой нейтронной звезды. Радиусы колец, из которых состоит диск расположены в следующем порядке: $r_1 \gg r_2 > r_3 > \ldots > r_N$, где r_1 это радиус внешнего края, r_N это радиус самого внутреннего кольца. Координаты $\{\theta_i, \phi_i\}$ векторов $\mathbf{d}_i$ зависят линейно от номера i:

$$\theta_i = \theta_1 + i\,\frac{\theta_N - \theta_1}{N-1}\,, \tag{1.13}$$

$$\varphi_i = \varphi_1 + i\,\frac{\varphi_N - \varphi_1}{N-1}\,. \tag{1.14}$$

Таким образом, для полного определения рентгеновской тени можно не задавать положение каждого кольца, но только внутреннего $\mathbf{d}_N \equiv \mathbf{d}_{in}$ и внешнего $\mathbf{d}_1 \equiv \mathbf{d}_{out}$ края. Между кольцами i и $i+1$, $i = \{1,2\ldots N-1\}$ рентгеновское излучение не проходит. Цилиндрический внешний край также полностью непроницаем для рентгеновского излучения в телесном угле $2\pi H/R$.

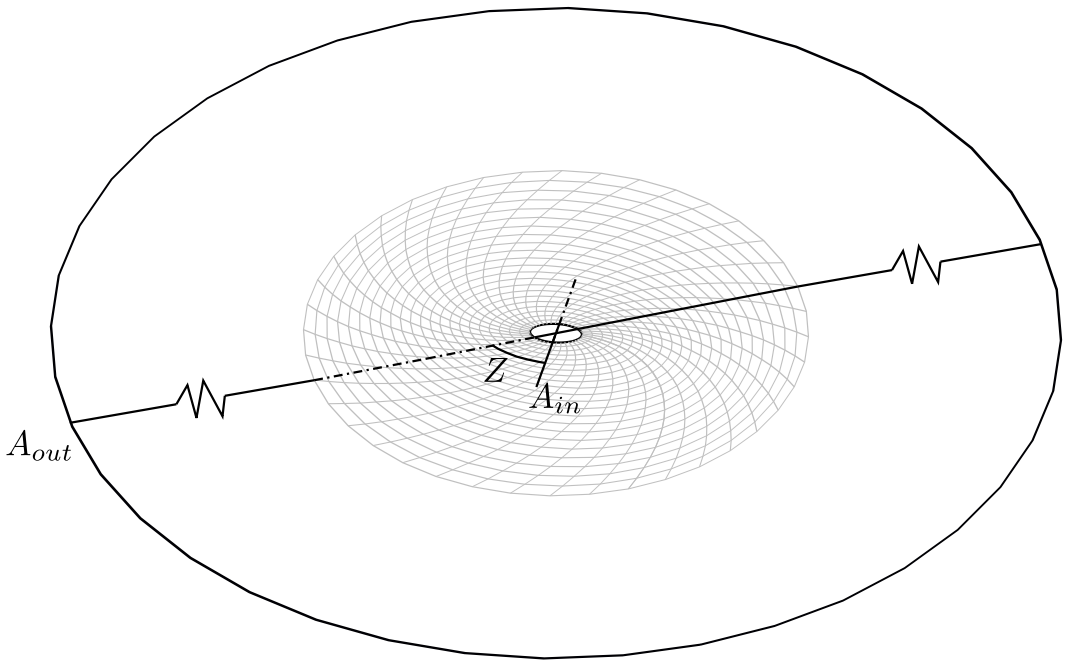

Рисунок 1.5 — Модель аккреционного диска. Модель состоит из N круговых колец. Центральная часть диска показана не в масштабе. Радиус внешнего кольца намного больше радиуса остальных колец: $r_1 \gg r_2 > r_3 \ldots r_N$. Внешнее и внутреннее кольцо имеют линию узлов A_{out} и A_{in} соответственно. Угол между линиями A_{out} и A_{in} это угол изгиба Z.

Для описания степени изгиба диска, введём угол $Z \equiv \varphi_{out} - \varphi_{in}$ между линиями узлов внутреннего и внешнего диска, см. Рис. 1.5. Для этого угла предлагается название *закрутка*.

1.4.4 Орбитальные фазы прохождения и затмения аккреционного диска

В ходе орбитального движения, аккреционный диск и рентгеновский источник затмевается звездой-донором вблизи орбитальной фазы 0[4]. И наоборот, вблизи орбитальной фазы 0.5 диск проходит перед звездой-донором. Эти явления создают главный и вторичный минимум[5] на орбитальных кривых блеска вблизи фаз 0 и 0.5, соответственно.

[4]Если быть точнее, частное затмение диска происходит на фазах 0.87-0.13; полное на фазах 0.96-0.04; затмение рентгеновского источника происходит на фазах 0.94-0.06

[5]Вторичный минимум оптических кривых блеска наблюдается не на всех фазах 35-дневного цикла. Детальный анализ синтетических кривых блеска показал, что вторичный минимум создается не диском, а рентгеновской тенью при определённых параметрах изгиба диска. Если в область рентгеновской тени попадает относительно большая площадь звезды-донора, то вторичный мини-

Орбитальные фазы затмения диска 0.87-0.13 не моделировались.

Проверка перекрытия диском звезды донора на орбитальной фазе 0.5 производился с помощью техники трассировки лучей. Поток от площадок на поверхности звезды-донора, перекрытых от наблюдателя диском, не учитывался.

Предполагается, что на орбитальных фазах вне затмения собственный наблюдаемый поток от диска F_d постоянен, однако он может меняться на разных фазах 35-дневного цикла. В фотометрических фильтрах B, V собственный поток от диска нормируется на собственный наблюдаемый поток от звезды-донора F_0 на орбитальной фазе 0:

$$F_{B,V} = \left(\frac{F_d}{F_0}\right)_{B,V} . \tag{1.15}$$

1.4.5 Рентгеновский прогрев звезды-донора

Для того, чтобы рассчитать распределение температуры по поверхности звезды-донора в результате прогрева рентгеновским излучением, использовалась анизотропная интенсивность рентгеновского излучения из работы [42]. В работе [42] интенсивность рентгеновского излучения восстановлена из анализа рентгеновских импульсов по данным наблюдений спутника *RXTE*. В их модели нейтронная звезда совершает свободную прецессию, результатом которой является изменение наблюдаемой формы рентгеновских импульсов. Предполагается, также, что излучение покидает нейтронную звезду узкими «карандашными» пучками перпендикулярно её поверхности, что позволяет не учитывать гравитационный изгиб лучей.

В нашей работе интенсивность рентгеновского излучения усредняется за один оборот нейтронной звезды. Усреднённая интенсивность модулируется свободной прецессией нейтронной звезды с периодом около 35 дней.

В случае анизотропной интенсивности рентгеновского излучения поток, падающий на элементарную площадку dS на поверхности звезды-донора равен:

$$dF_{\rm x} = I_{\rm x}(\mathbf{r}_2)\,\frac{d\mathbf{S}\cdot\mathbf{r}_2}{r_2}\,, \tag{1.16}$$

мум имеет место, а диск сам по себе перекрывает недостаточно большую площадь, чтобы создать вторичный минимум.

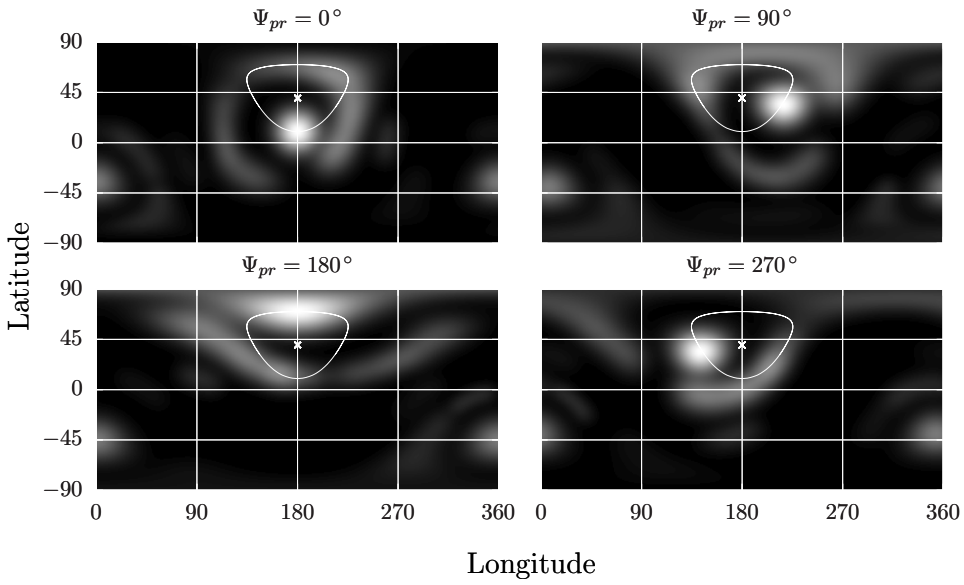

Рисунок 1.6 — Интенсивность рентгеновского излучения с поверхности нейтронной звезды Her X-1 как функция сферических координат на фазах свободной прецессии $\Psi = 0.0$, 0.25, 0.5 и 0.75 [42]. Долгота 180° соответствует меридиану, проходящему через полюса и северный магнитный полюс на фазе свободной прецессии $\Psi = 0$. Рисунок был получен суммированием интенсивности всех излучающих зон на поверхности нейтронной звезды.

Замкнутая белая кривая — траектория северного магнитного полюса.

где $I_{\rm x}(\mathbf{r}_2) = dL_x(\mathbf{r}_2)/d\Omega$ это интенсивность рентгеновского излучения в направлении $\mathbf{r}_2$, см. Рис. 1.4.

1.5 Моделирование орбитальных кривых блеска

Предполагается, что фазовый угол[6] внешнего края аккреционного диска Φ изменяется линейно со временем. Как функция 35-дневного цикла угол Φ задаётся следующим образом:

$$\Phi = -n\frac{2\pi}{N} + \Phi_0\,, \tag{1.17}$$

[6]Фазовый угол — это угол между проекциями на орбитальную плоскость вектора нормали к внешнему краю диска $\mathbf{d}_{out}$ и вектора, направленного на наблюдателя $\mathbf{o}$. Фазовый угол отсчитывается в ту же сторону, куда направлено орбитальное движение, поэтому при ретроградной прецессии аккреционного диска, его фазовый угол является убывающей функцией. При максимальном раскрытии диска для наблюдателя на фазе главного включения 35-дневного цикла $\Phi = 0$.

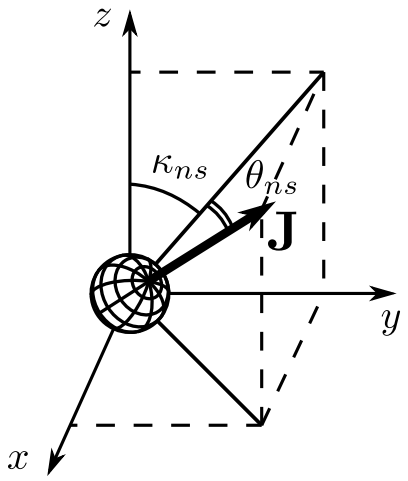

Рисунок 1.7 — Ориентация вектора углового момента **J** относительно наблюдателя. Начало системы координат xyz находится в центре нейтронной звезды. Оси z и y лежат в картинной плоскости. Ось x направлена в сторону наблюдателя. Ось z направлена вдоль проекции орбитального момента двойной системы на картинную плоскость. Угол θ_{ns} это угол между вектором **J** и картинной плоскостью. Угол κ_{ns} это угол между проекцией вектора **J** на картинную плоскость и осью z.

где N это число дискретных фаз 35-дневного цикла, $n = \{0,1,2 \ldots 19\}$ это номер фазы. Φ_0 это фазовый угол диска на момент начала 35-дневного цикла (начало главного включения).

Предполагается, что фазовый угол[7] свободной прецессии нейтронной звезды Ψ это линейная, возрастающая функция времени. От номера фазы 35-дневного цикла n она зависит следующим образом:

$$\Psi = n\frac{2\pi}{N} - \Psi_0\,, \tag{1.18}$$

где Ψ_0 это фазовый угол свободной прецессии нейтронной звезды на нулевой фазе 35-дневного цикла ($n = 0$, начало главного включения). Следуя работе [42] $\Psi_0 = 2\pi/20$.

[7]Фазовый угол свободной прецессии нейтронной звезды это угол поворота нейтронной звезды вокруг оси инерции I_3 относительно нулевой фазы прецессии. Нулевая фаза прецессии определяется минимальным расстоянием магнитного полюса N к экватору нейтронной звезды

Таблица 1.1 — Фиксированные параметры модели

Параметр	Символ	Значение
Большая полуось[a]	a	6.502×10^{11} см
Отношение масс[a], M_x/M_v	q	0.6448
Степень заполнения полости Роша[b]	μ	1.0
Коэффициент гравитационного потемнения[b]	β	0.08
Доля рентгеновского потока, преобразованного в тепло[b]	A	0.5
Внешний радиус диска[b]	R/a	0.24
Полутолщина внешнего края диска[b]	H/R	0.15
Угол ориентации нейтронной звезды[b]	κ_{ns}	10°
Угол ориентации нейтронной звезды[c]	θ_{ns}	-3°
Фазовый угол нейтронной звезды на начале 35-дневного цикла[c]	Ψ_0	$2\pi/20$
Полярная температура звезды-донора[d]	T_0	7794.0 K
Наклонение орбиты[e]	i	88.93°
Фазовый угол максимального раскрытия диска на main-on[b]	Φ_0	$2\pi/5$

[a] параметр из работы [74], [b] предположение, [c] параметр из работы [42], [d] параметр из работы [74], [e] рассчитано из условия длительности главного и короткого включения и толщины внешнего края диска

1.5.1 Свободные параметры модели

Параметры модели показаны в Таблице 1.1 и 1.2. В них, соответственно, собраны параметры, которые были зафиксированы и менялись с фазой 35-дневного цикла. Значения зафиксированных параметров были заимствованы из литературы, меняющиеся параметры были найдены в результате оптимизации параметров модели кривых блеска.

Таблица 1.2 — Переменные параметры модели

Параметр	Символ	Значение
Рентгеновская светимость	L_x	$0.1 \ldots 10 \times 10^{37}$ erg/s
Наклон внешнего края диска	θ_{out}	$0 \ldots 40^\circ$
Наклон внутреннего края диска	θ_{in}	$0 \ldots 40^\circ$
Поток диска[a] в полосе B	F_B	$0 \ldots 4$
Поток диска[a] в полосе V	F_V	$0 \ldots 4$
Фазовый угол диска	Φ	$-20^\circ \ldots 20^\circ$[b]
Угол кручения диска $\varphi_{out} - \varphi_{in}$	Z	$-90 \ldots +90^\circ$ с шагом 10°

[a] нормализованный поток диска на поток от звезды-донора на орбитальной фазе 0; [b] задано отклонение от линейного закона $\Phi = \Phi_0 + \omega_d t$

1.5.2 Результаты моделирования

Наилучшие результаты оптимизации параметров модели с наблюдаемыми кривыми блеска в фильтре B и V для 20 интервалов 35-дневного цикла, показаны на Рис. 1.8, 1.9, 1.10, 1.11 и 1.12. Синтетические кривые блеска в фильтре B и V для 20 интервалов 35-дневного цикла представлены на Рис. 1.13.

На Рис. 1.8 показаны наклоны диска к орбитальной плоскости (внутренний и внешний край $\theta_{\rm in}$, $\theta_{\rm out}$) и угол изгиба диска Z как функции фазового числа n 35-дневного цикла для трёх наилучших моделей. Кривые блеска были рассчитаны для равномерной сетки параметра Z от -90° до $+90^\circ$ с шагом 10°.

На Рис. 1.8 показаны углы наклона внешнего и внутреннего края диска к орбитальной плоскости как функция фазы n 35-дневного цикла для трёх наилучший по критерию χ^2 моделей. Теоретические кривые блеска были рассчитаны для равномерной сетки параметра Z от -90° до $+90^\circ$ с шагом 10°. Три теоретические кривые блеска с параметром Z, при котором значение χ^2 минимально, показаны на Рис. 1.13. χ^2 рассчитывается следующим образом:

$$\chi^2 = \frac{1}{N - N_{\rm var}} \sum_i^N (y_i - f(x_i))^2 \,, \tag{1.19}$$

где N это число измерений потока в каждом интервале 35-дневного цикла (несколько сотен), $N_{\rm var} = 6$ число оптимизируемых параметров при каждом значении угла Z; y_i и x_i наблюдаемый поток и орбитальная фаза, соответственно; $f(x)$ синтетическая кривая блеска.

Цвет кружочков на Рис. 1.8 показывает значение χ^2 (шкала находится в нижней части рисунка). Фаза 35-дневного цикла с номером $n = 0$ соответствует началу главного включения. Серые зоны на рисунке показывают фазы главного и короткого включения 35-дневного цикла Her X-1.

Согласно Рис. 1.8 наклон внешнего края диска $\theta_{\rm out}$ (верхняя панель) равен около 15° на фазах главного включения 35-дневного цикла и снижается до 10° на фазах короткого включения. Наклон внутреннего диска $\theta_{\rm in}$ варьируется между $\sim 15°$ $\sim 5°$. Угол Z, описывающий изгиб диска, меняется в диапазоне $-90°$ и $+90°$. В данной модели, угол Z равен нулю, когда на внутренний край аккреционного диска не действует магнитный момент сил, $K_{\rm m} = 0$, правая шкала на нижней панели Рис. 1.8. Сплошная линия на нижней панели показывает ожидаемый магнитный момент сил, действующий на внутренний край аккреционного диска, см. уравнение 1.2, с фиксированными параметрами нейтронной звезды, указанными в таблице 1.1. Таким образом, изменение параметров изгибного прецессирующего аккреционного диска с фазой 35-дневного цикла, показанных на Рис. 1.8, находятся в соответствии с физической моделью.

Рисунок 1.9 показывает собственные потоки диска в фильтре B (верхняя панель) и V (нижняя панель) в единицах потока оптической звезды в фильтре B и V на орбитальной фазе 0 (главный минимум). Серые кружочки показывают те же модели, как на Рис. 1.8. Собственный поток диска максимален на фазе главного включения 35-дневного цикла, также имеется второй максимум на фазе короткого включения. Первый максимум выше из-за дополнительного прогрева внешних частей диска рентгеновским излучением нейтронной звезды. Такое поведение собственного потока диска ожидается в модели свободной прецессии нейтронной звезды, поскольку нулевая фаза свободной прецессии близка к началу главного включения.

На рисунке 1.10 показана полная рентгеновская светимость $L_{\rm x}$ нейтронной звезды как функция фазы 35-дневного цикла. Значение серых кружков такое же, как на двух предыдущих графиках. Разброс рассчитанного $L_{\rm x}$ может быть из-за наблюдаемых точек, собранных с разных

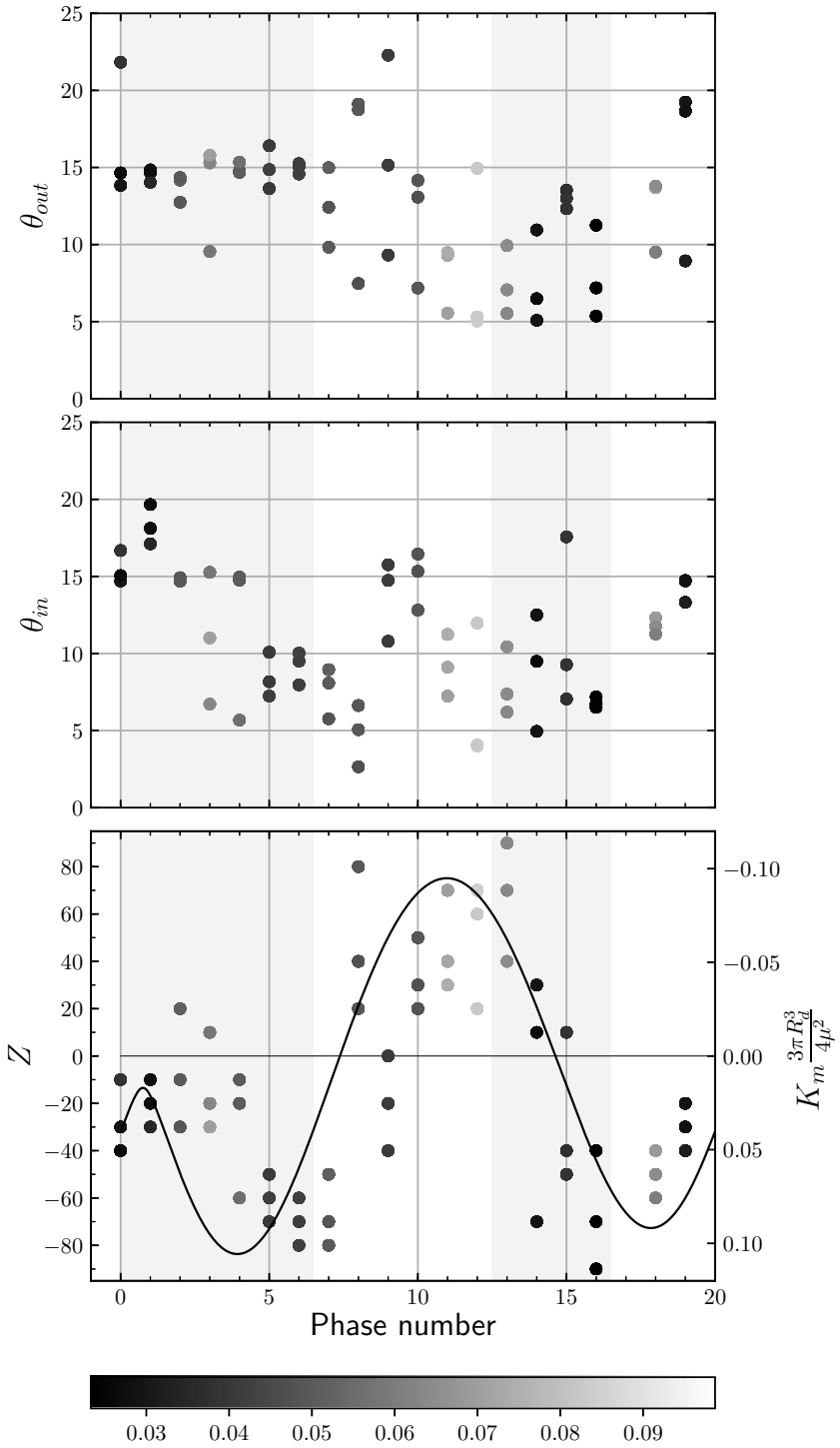

Рисунок 1.8 — Наклон внутреннего и внешнего края диска θ_{in}, θ_{out} и угол изгиба диска Z как функция фазы n 35-дневного цикла (верхняя, средняя и нижняя панель соответственно). Сплошная линия на нижней панели показывает ожидаемый магнитный момент сил K_m, действующий на внутренний край диска (в безразмерных единицах, правая шкала) от свободно прецессирующей нейтронной звезды с параметрами из Таблицы 1.1. Серые зоны на рисунке обозначают главное включение и короткое включение 35-дневного цикла Her X-1. Кружки соответствуют трём моделям с кривыми блеска, показанными на Рис. 1.13. Цвет кружков обозначает проведённый χ^2 (шкала снизу рисунка).

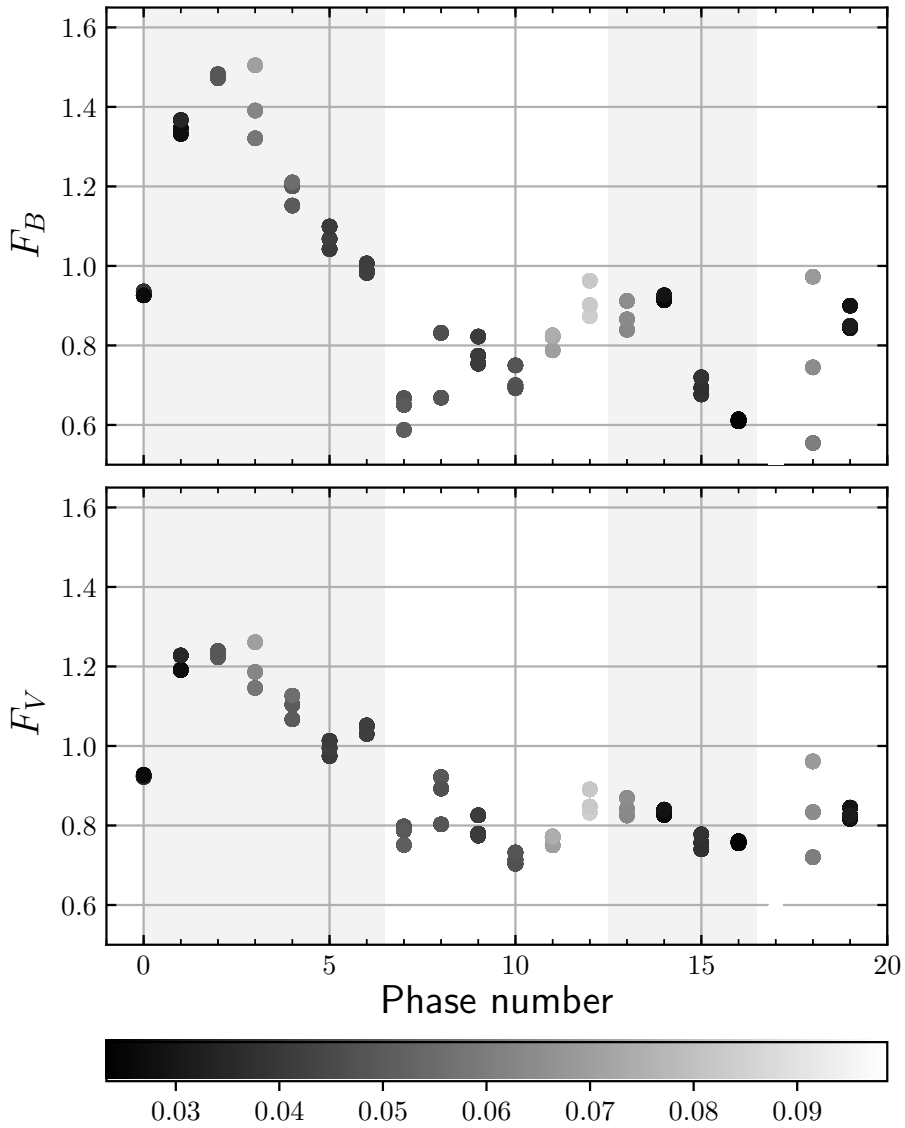

Рисунок 1.9 — Собственные оптические потоки аккреционного диска в фильтре B и V для моделей, описанных на Рис. 1.8, нормированные на оптический поток звезды-донора на орбитальной фазе 0.

35-дневных циклов. Согласно Рис. 1.10 полная рентгеновская светимость растёт от фазы главного включения до фазы короткого включения. Это может быть связано с накоплением вещества в аккреционном диске во время главного включения, когда звезда-донор максимально прогрета рентгеновским источником, и аккреционная струя наиболее мощная. Задержка между главным включением и коротким примерно равна вязкому времени аккреционного диска [28].

На рисунке 1.11 показаны углы между внешней ($\epsilon_{\rm out}$) и внутренней ($\epsilon_{\rm in}$) плоскостью диска и направлением на наблюдателя, верхняя и нижняя панель, соответственно. На верхней панели, заштрихованная зона показывает

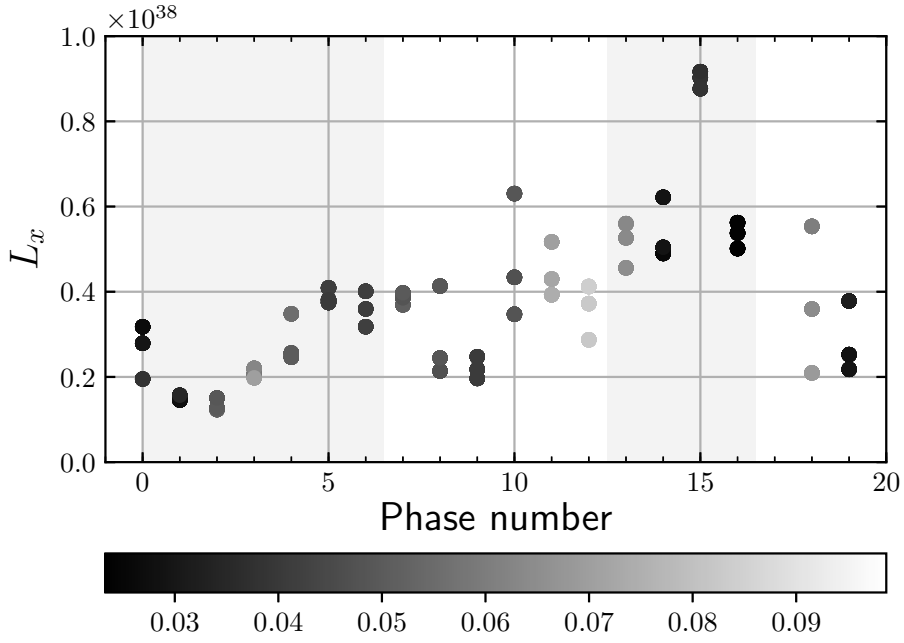

Рисунок 1.10 — Рентгеновская светимость нейтронной звезды для моделей, описанных на Рис. 1.8

диапазон $\epsilon_{\rm out}$, внутри которого нейтронная звезда закрыта внешним краем диска (низкие состояния Her X-1). Поведение угла $\epsilon_{\rm out}$ с фазой 35-дневного обеспечивает главное включение. На фазах короткого включения некоторые точки оказались внутри заштрихованной зоны, это означает, что рентгеновского излучения нейтронной звезды должно быть заблокировано внешним краем аккреционного диска. Противоречие может быть связано с вероятной переменностью толщины внешнего края диска с фазой 35-дневного цикла и с тем, что оптические кривые блеска собраны с разных 35-дневных циклов. На нижней панели угол $\epsilon_{\rm in}$ становится равным нулю в конце главного включения, что в самом деле ожидается потому что по спектральным рентгеновским наблюдениям Her X-1 [75], внутренние горячие части аккреционного диска закрывают нейтронную звезду в конце главного включения.

Рисунок 1.12 показывает фазовый угол внешнего края аккреционного диска как функцию фазы 35-дневного цикла. Согласно этому графику, оправдывается предположение о почти равномерной скорости ретроградной прецессии аккреционного диска. Отклонения фазового угла диска $\Delta\Phi$ от линейного закона $\Phi = \Omega t + \Omega_0$ находятся в узком интервале $\pm 20^\circ$ (нижняя панель), что может быть как из-за физической переменности, так и из-за кривых блеска собранных с разных 35-дневных циклов.

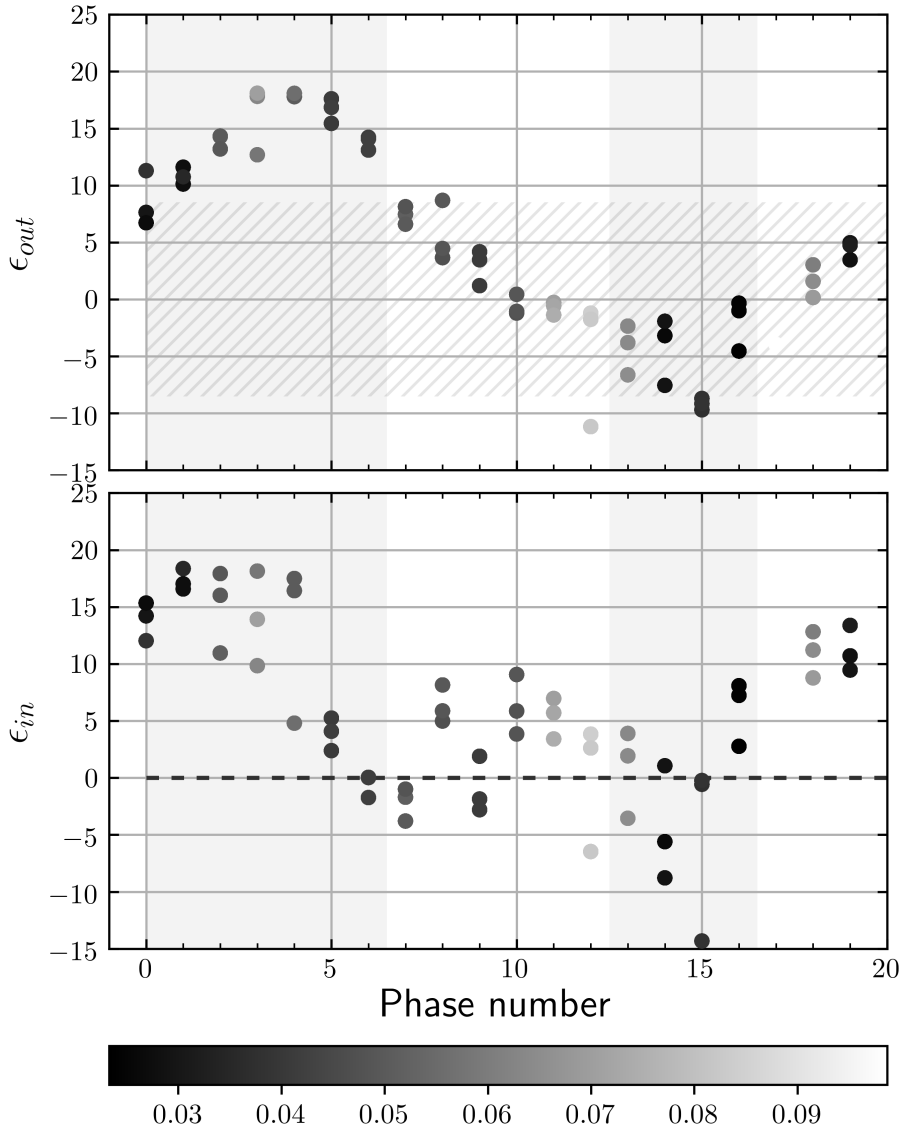

Рисунок 1.11 — Угол между внешним краем диска и направлением на наблюдателя ϵ_{out} (верхняя панель) и угол между внутренним краем диска и направлением на наблюдателя ϵ_{in} (нижняя панель) для моделей, описанных на Рис. 1.8.

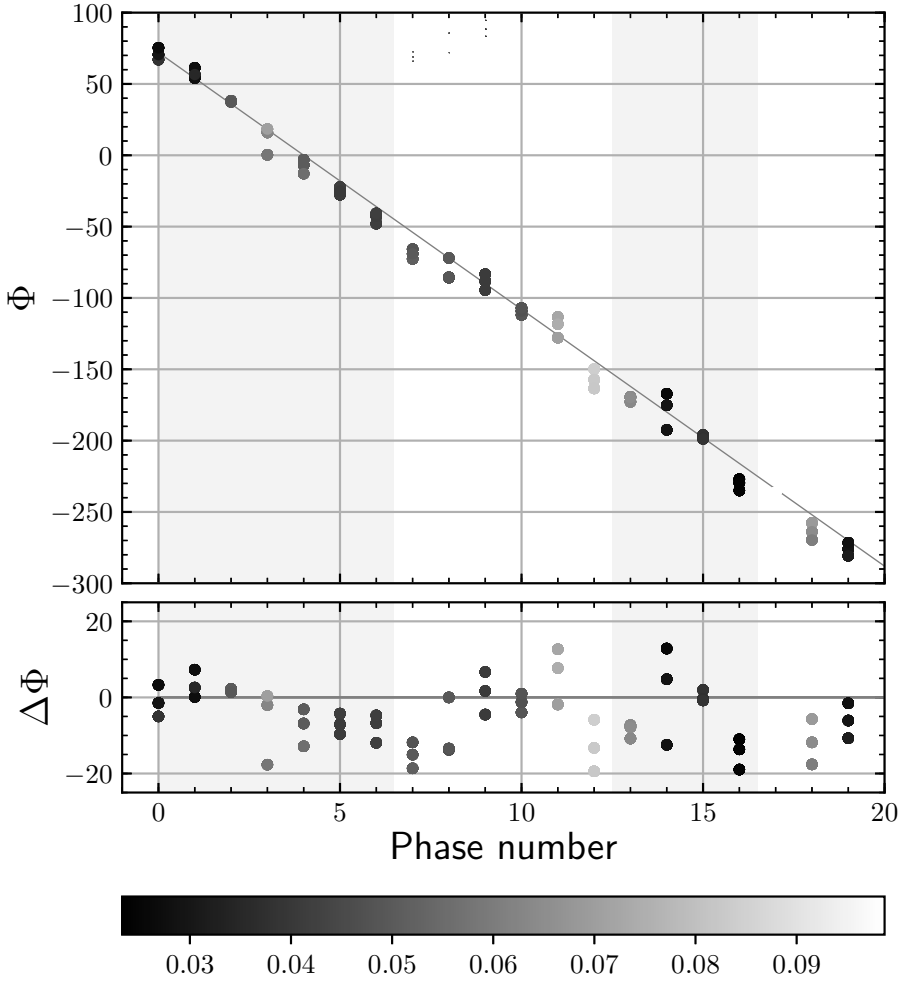

Рисунок 1.12 — Фазовый угол прецессии внешнего края диска Φ как функция фазы n 35-дневного цикла (верхняя панель) и отклонения фазового угла $\Delta\Phi$ относительно линейного закона (нижняя панель) для тех же моделей, как на Рис. 1.8.

1.6 Выводы

В настоящей работе были рассчитаны орбитальные кривые блеска HZ Her/Her X-1 для 20 фаз 35-дневного цикла. Основные особенности модели включают наклонный, изгибный, прецессирующий аккреционный диск и свободно прецессирующую нейтронную звезду. Прецессирующий аккреционный диск создаёт сложную переменную рентгеновскую тень на звезде-доноре, которая определяет форму кривой блеска. Свободно прецессирующая нейтронная звезда служит «часовым механизмом», обеспечивающим долговременную стабильность 35-дневного цикла. Модель изгибного, прецессирующего аккреционного диска способна адекватно воспроизвести

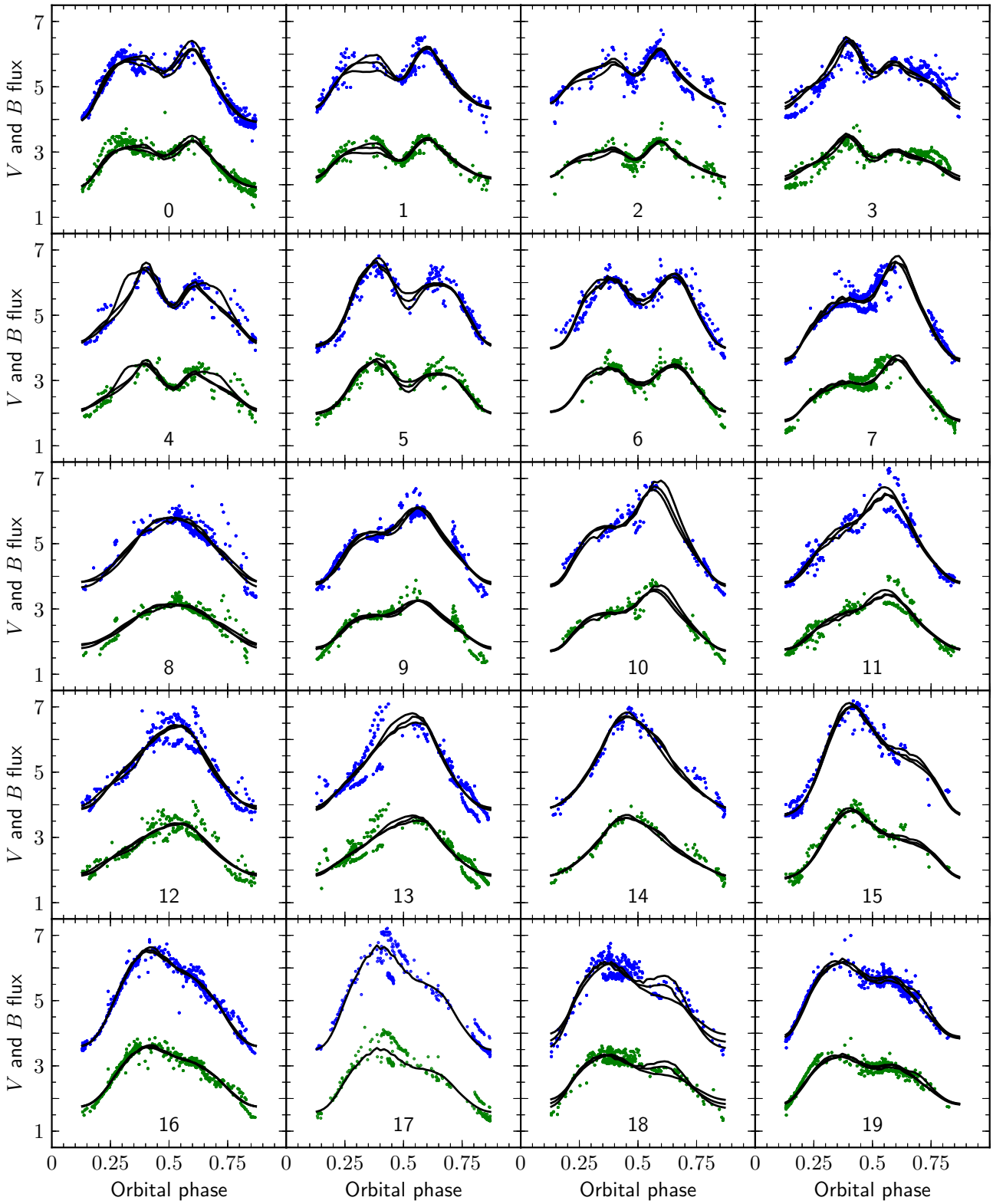

Рисунок 1.13 — Орбитальные кривые блеска в фильтре B и V на 20 интервалах 35-дневного цикла. Кривые в фильтре B сдвинуты на 2 вдоль оси ординат для удобства восприятия. Потоки нормированы на главный минимум. 35-дневные интервалы обозначены номерами n в соответствии с уравнением 1.17. Сплошные кривые показывают наилучшие модели, рассчитанные для набора параметра Z, как показано на нижней панели на Рис. 1.8.

наблюдаемые орбитальные кривые блеска с физически обоснованным выбором параметров.

Прецессионный угол диска линейно растёт с фазой 35-дневного цикла с максимальным раскрытием относительно наблюдателя на фазе 0.2, во время главного включения. Геометрические параметры диска меняются с фазой 35-дневного цикла. Только внутренние области диска изгибаются под действием магнитного момента сил со стороны магнитосферы нейтронной звезды. Знак угла изгиба Z и его величина находятся в согласии с рассчитанным магнитным моментом K_m как функцией угла между осью магнитного диполя и осью вращения нейтронной звезды, который периодически меняется с фазой прецессии нейтронной звезды.

Параметры, зависящие от фазы 35-дневного цикла, меняются плавно. Разброс некоторых параметров обусловлен использованием наблюдаемых точек кривых блеска за большой период времени, охватывающий десятилетия.

Большая светимость L_x на фазе короткого включения 35-дневного цикла обусловлена, вероятно, накоплением вещества во внешних частях аккреционного диска во время фазы главного включения и дальнейшей аккреции накопленного вещества за вязкое время. Во время которого включения магнитный полюс нейтронной звезды максимально удалён от экватора вращения и направлен от звезды-донора. Однако, значительного изменения амплитуды орбитальных кривых блеска и рентгеновского потока на этих фазах не наблюдается.

Глава 2. Моделирование орбитальной модуляции рентгеновского потока Her X-1 в низких состояниях по данным спутника *SRG*/eROSITA

В данной главе излагается моделирование орбитальной модуляции рентгеновского потока Her X-1 в низком состоянии по данным спутника *SRG*/eROSITA.

Впервые орбитальная модуляция рентгеновского потока Her X-1 в низком состоянии 35-дневного цикла была обнаружена в наблюдениях на спутнике *EXOSAT* [45]. Наблюдения Her X-1 в низком состоянии на спутнике *RXTE*/PCA так же показали наличие орбитальной модуляции рентгеновского потока в низком состоянии [76—78]. Спектры Her X-1 в низком состоянии, полученные в 1983–1987 гг. на спутнике *АСТРОН* в диапазоне 2–25 кэВ объяснены моделью, включавшей рассеяние излучения горячей короной над звездой-донором и аккреционным диском (мягкая компонента), и отражением от холодной фотосферы звезды-донора (жёсткая компонента).

С 2019 г. новый, более глубокий рентгеновский обзор всего неба стал проводиться обсерваторией *SRG*/eROSITA, находящейся вблизи точки Лагранжа L_2 между Землёй и Луной. В ходе первого и второго обзора Her X-1 14 раз проходил через поле зрения детекторов *SRG*/eROSITA с интервалом времени между последовательными прохождениями 4 часа. В каждом обзоре наблюдения покрывают примерно 1.5 орбитальных периода рентгеновской двойной системы. В первый раз Her X-1 проходил через поле зрения в марте 2020 года, наблюдения попали на низкое состояние перед коротким включением. Во второй раз наблюдения рентгеновской двойной системы состоялись в сентябре 2020 года и попали на низкое состояние сразу после короткого включения 2.1. В ходе этих наблюдений была обнаружена орбитальная модуляция рентгеновского потока.

В 1973 году было показано, что в рентгеновской двойной системе над облучённой частью звезды-донора должна находиться горячая корона с температурой $T \sim 2\text{–}4 \times 10^6\,\text{K}$ и плотностью $n \sim 10^{12}\,\text{см}^{-3}$ [79]. Корона оптически прозрачна по рассеянию на свободных электронах $\tau_\text{s} \leqslant 0.05\text{–}0.1$. Вдали от фотосферы звезды-донора корона переходит в звёздный ветер с температурой порядка $10^7\,\text{K}$.

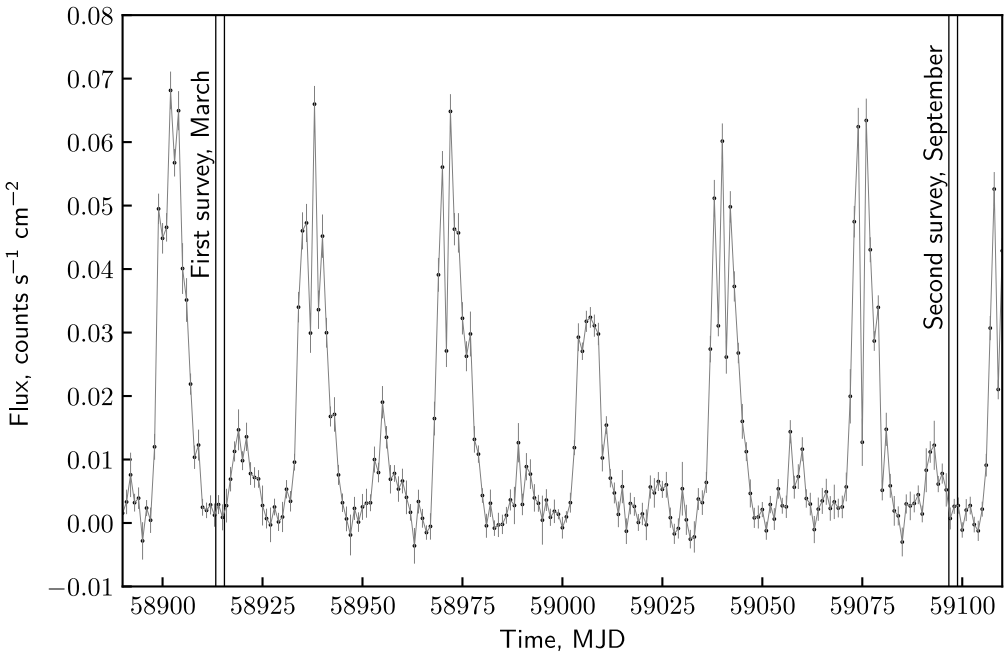

Рисунок 2.1 — Рентгеновский поток Her X-1 со спутника *Swift*/BAT как функция времени [29]. Вертикальные линии обозначают интервалы времени наблюдений Her X-1 спутником *SRG*/eROSITA.

В плазме с такими параметрами может возникать тепловая неустойчивость [80]. При возникновении неустойчивости корональная плазма перераспределяется, что может приводить к вариациям рентгеновского потока на временах короче орбитального периода. Такие вариации могут объяснить наблюдаемое расхождение данных и теоретической модели (см. Рис. 2.8).

Горячее гало (корона) над аккреционным диском также рассеивает рентгеновское излучение нейтронной звезды [81; 82]. Наблюдения на космической обсерватории Ginga/LAC подтверждают предположение о протяжённом источнике рентгеновского излучения [83; 84]. Позже, наблюдения на космической обсерватории RXTE указали на присутствие дисковой короны.

В низком состоянии аккреционный диск системы закрывает от наблюдателя нейтронную звезду, поэтому зарегистрированное рентгеновское излучение может быть результатом рассеяния излучения нейтронной звезды на трёх зонах:

– оптически тонкая горячая корона с температурой $T \sim 2$–4×10^6 K над облучённой частью оптической звезды;

– оптически тонкое горячее гало над аккреционным диском;

– оптически толстая атмосфера оптической звезды.

Ниже в четырёх разделах излагаются (2.1) данные, полученные на спутнике *SRG*/eROSITA; (2.2) аналитическая модель рассеяния излучения в оптически и геометрически тонкой короне над звездой-донором; (2.3) аналитическая модель рассеяния и поглощения излучения в полубесконечной атмосфере звезды-донора, (2.4) численная модель толстой короны над облучённой частью звезды-донора и результаты моделирования орбитальной модуляции рентгеновского потока.

При подготовке данной главы диссертации использована следующая публикация, выполненная автором в соавторстве, в которой, согласно Положению о присуждении ученых степеней в МГУ, отражены основные результаты, положения и выводы исследования: [52]

2.1 Рентгеновские данные

В первом обзоре[1] всего неба Her X-1 прошёл через поле зрения спутника *SRG*/eROSITA 14 раз 5–7 марта 2020 года с интервалом времени 4 часа между последовательными прохождениями. В этих наблюдениях средняя скорость счёта фотонов составила 3.94 ± 0.08 с$^{-1}$ в диапазоне 0.3–8 кэВ. Полное время экспозиции составило 570 с. Во время второго обзора неба источник проходил через поле зрения 4–6 сентября 2020 г. Полное время экспозиции составило 588 с. Скорость счёта фотонов во втором обзоре составила 5.8 ± 0.1 с$^{-1}$. Для спектрального анализа использовались суммарные спектры для каждого обзора в диапазоне 0.3–8 кэВ. На Рис. 2.2 показана степенная компонента рентгеновского потока Her X-1 как функция времени, измеренная спутником *SRG*/eROSITA. На Рис. 2.3 показаны измеренные спектры Her X-1 в диапазоне 0.2–8 кэВ и модель. Параметры модели спектров приведены в Таблице 2.1.

[1] В данном разделе изложены результаты обработки рентгеновских данных Her X-1, выполненных П. С. Медведевым и соавторами [52]

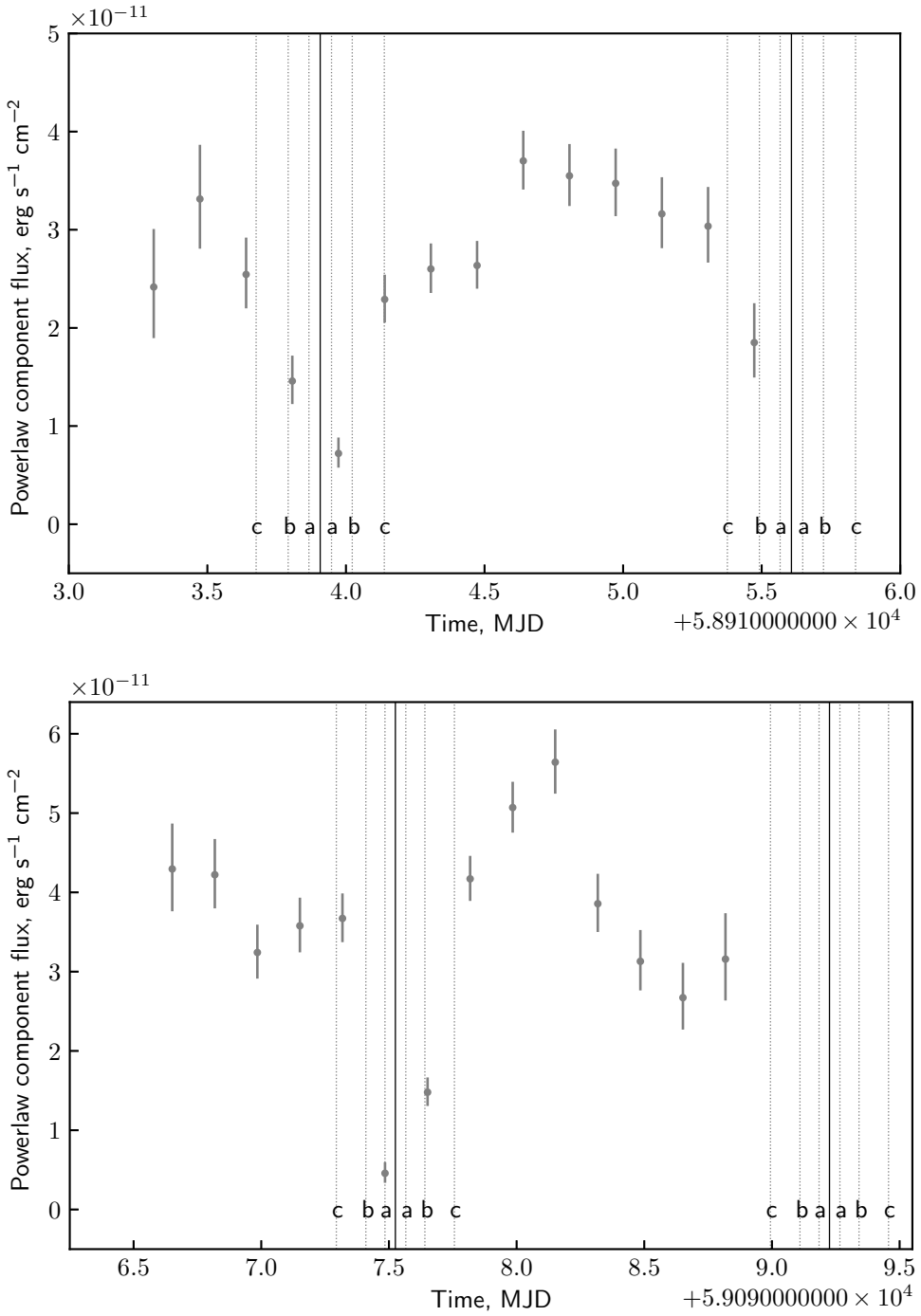

Рисунок 2.2 — Степенная компонента рентгеновского потока Her X-1 в диапазоне энергии 0.3-8 кэВ в первом обзоре всего неба. Верхний и нижний рисунок показывают измерения потока Her X-1 в первом и втором обзоре, соответственно. Сплошные вертикальные линии указывают орбитальную фазу 0. Пунктирные вертикальные линии a, b, c перед и после орбитальной фазы 0 указывают разные фазы захода и выхода аккреционного диска относительно звезды-донора. Интервалы c-a и a-c перед и после нулевой фазы, соответственно, указывают орбитальные фазы на которых аккреционный диск частично закрыт звездой-донором. Линия b указывает на ожидаемый момент захода и выхода рентгеновского источника из-за звезды-донора. Интервал a-a указывает полное затмение диска звездой-донором.

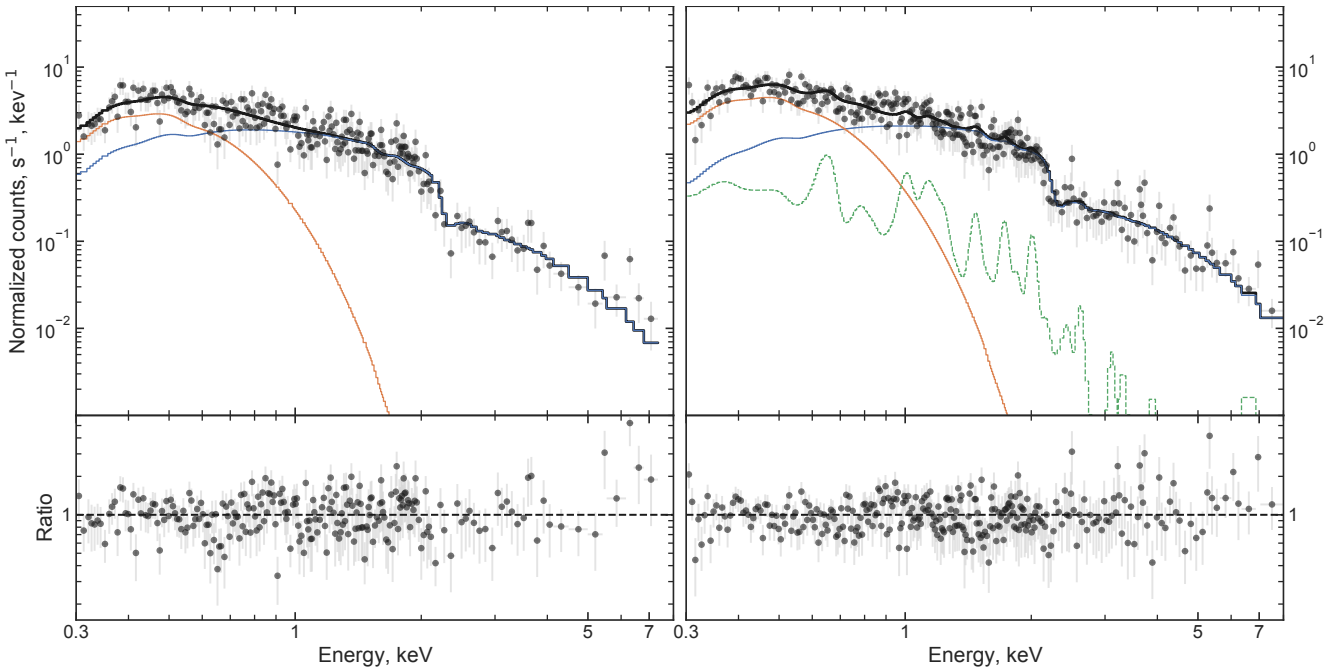

Рисунок 2.3 — Спектры Her X-1 по данным спутника *SRG*/eROSITA, полученных в ходе первого и второго обзора неба, левая и правая панель, соответственно [52]. Сплошная чёрная кривая показывает наилучшую по χ^2 модель спектра, параметры которого приведены в таблице 2.1. Зелёная кривая — вклад в спектр собственного излучения горячей фотоионизационной плазмы (не зарегистрирована в первом обзоре). Красная и голубая линия — чёрнотельный и степенной компонент спектра, соответственно. На нижней панели — отклонения данных от модели. Избыток на энергии около 8 кэВ обусловлен линией Fe K и возможным отражением рентгеновского излучения от холодной фотосферы звезды-донора, которое не учитывалось в модели спектра.

2.2 Аналитическая модель рассеяния излучения в оптически и геометрически тонкой короне над звездой-донором

Интенсивность излучения $I(\tau, \mu, \phi)$ в плоско-параллельной атмосфере с поглощением и рассеянием подчиняется уравнению переноса излучения, Рис. 2.4:

$$\mu \frac{dI(\tau,\mu,\phi)}{d\tau} = I(\tau,\mu,\phi) - S(\tau,\mu,\phi), \tag{2.1}$$

где $\mu = \cos\theta$, τ — оптическая толща, $d\tau = -(\kappa + \sigma)dz$, κ — коэффициент поглощения, и σ — коэффициент рассеяния.

Таблица 2.1 — Параметры спектров из первого и второго обзора неба *SRG*/eROSITA [52]

Параметр	Первый обзор	Второй обзор
N_H, см$^{-2}$	1.54×10^{20} *	1.54×10^{20} *
$kT_{\rm bb}$, эВ	103^{+11}_{-12}	106 ± 9
$R^{(a)}_{\rm bb}$, км	$41.3^{+11.8}_{-7.9}$	$46.0^{+9.6}_{-7.5}$
$\Gamma_{\rm pow}$	$1.13^{+0.16}_{-0.17}$	$0.71^{+0.13}_{-0.14}$
$K^{(b)}_{\rm pow}$, кэВ$^{-1}$ см$^{-2}$ с$^{-1}$	$2.22 \pm 0.25 \times 10^{-3}$	$2.38^{+0.30}_{-0.29} \times 10^{-3}$
$EM^{(c)}_{\rm photemis}$, см$^{-3}$	$< 8 \times 10^{56}$	$2.79^{+1.85}_{-1.77} \times 10^{57}$
ξ	1000*	1000*
C-stat / d.o.f.	277 / 237	290 / 298

Использованы типичные распространённости химических элементов в межзвёздной среде [85] для TBABS, для PHOTEMIS использованы солнечные распространённости [86].

Параметр $R_{\rm bb}$ и $EM_{\rm photemis}$ рассчитаны в предположении расстояния до Her X-1 6.6 кпс [87].

$^{(a)}$Размер горячей зоны, определённый из нормализации чёрнотельного компонента спектра: $R_{km} = \sqrt{\rm norm_{bb}} \times D_{10}$.

$^{(b)}$Нормализация степенного компонента на энергии 1 кэВ.

$^{(c)}$Мера эмиссии газа, полученная из PHOTEMIS нормализации: $EM = 10^{10} 4\pi D^2 \times {\rm norm}_{photemis}$

$^{(*)}$Фиксированный параметр

Функция источника $S(\tau,\mu,\phi)$ определена следующим образом

$$S(\tau,\mu,\phi) = S_{\rm inc}(\tau,\mu,\phi) + \frac{\lambda}{4\pi}\int I(\tau,\mu',\phi')x(\mu,\phi,\mu',\phi')d\mu' d\phi', \tag{2.2}$$

где интегрирование производится по всем направлениям, $\lambda = \sigma/(\kappa+\sigma)$ — альбедо однократного рассеяния, и $x(\mu,\phi,\mu',\phi')$ — диаграмма рассеяния. Если рассеяние случайно, то диаграмма рассеяния зависит только от угла между падающим и рассеянным лучом, $x(\cos\gamma)$:

$$\cos\gamma = \mu\mu' + \sqrt{1-\mu^2}\sqrt{1-\mu'^2}\cos(\phi-\phi'). \tag{2.3}$$

Первое слагаемое в уравнении 2.2 учитывает однократное рассеяние падающего излучения:

$$S_{\rm inc}(\tau,\mu,\phi) = \frac{\lambda}{4\pi}\int I_{\rm inc}(\tau,\mu',\phi')x(\mu,\phi,\mu',\phi')d\mu' d\phi', \tag{2.4}$$

где интегрирование производится по всем направлениям, $I_{\rm inc}$ — интенсивность падающего излучения:

$$I_{\rm inc}(\tau,\mu,\phi) = Fe^{-\tau/\mu_0}\delta(\mu-\mu_0)\delta(\phi), \tag{2.5}$$

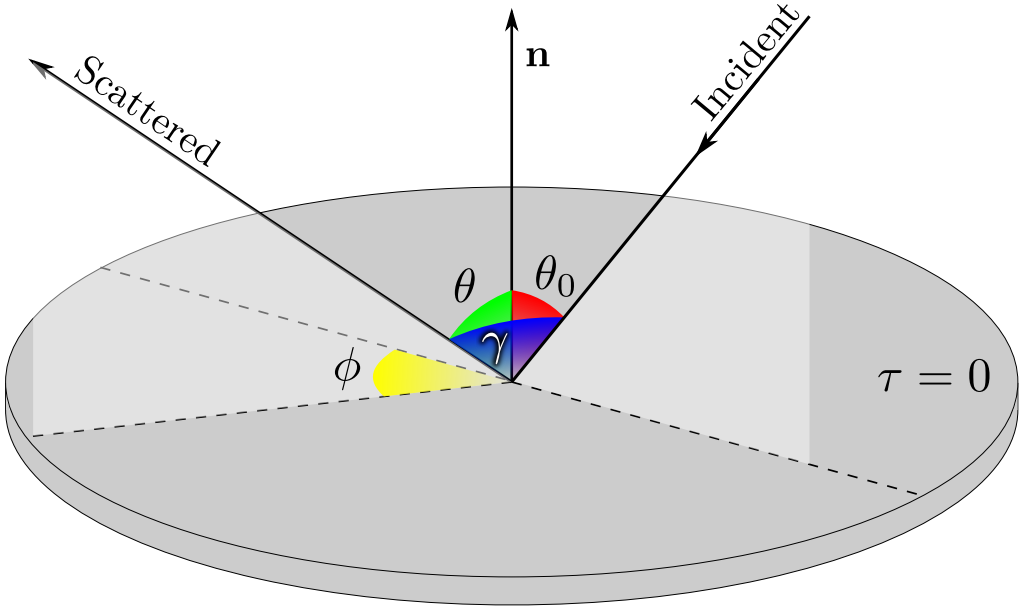

Рисунок 2.4 — Схема рассеяния излучения полубесконечной плоскопараллельной атмосферой. $\mathbf{n}$ вектор нормали к поверхности, θ_0 — угол между падающим лучом и нормалью к поверхности $\mathbf{n}$, θ — угол между рассеянным лучом и вектором нормали $\mathbf{n}$, ϕ — азимутальный угол рассеянного луча, и γ — угол между падающим лучом и рассеянным лучом.

F — поток, падающий перпендикулярно единичной площадке, $\mu_0 = \cos\theta_0$, θ_0 — угол между нормалью к поверхности и падающим лучом, и $\delta(...)$ — дельта-функция Дирака. Подставляя 2.5 в 2.4, интеграл 2.4 может быть вычислен следующим образом:

$$S_{\text{inc}}(\tau, \mu, \phi) = \frac{\lambda F}{4\pi} x(\cos\gamma_0) e^{-\tau/\mu_0}, \tag{2.6}$$

где

$$\cos\gamma_0 = \mu\mu_0 + \sqrt{1-\mu^2}\sqrt{1-\mu_0^2}\cos\phi. \tag{2.7}$$

Если известна функция источника $S(\tau, \mu, \phi)$, то интенсивность уходящего излучения равна [88; 89]:

$$I(\tau = 0, \mu, \phi) = I_0 = \int_0^{\tau_0} S(\tau, \mu, \phi) e^{-\tau/\mu} \frac{d\tau}{\mu\mu_0}. \tag{2.8}$$

Если $\tau_0 \ll 1$, то могут быть учтены только однократно рассеянные фотоны. Подставляя уравнение 2.6 в уравнение 2.8 получаем:

$$I_0 = \frac{\lambda F}{4\pi} x(\cos\gamma_0) \int_0^{\tau_0} e^{-\tau\left(\frac{1}{\mu_0}+\frac{1}{\mu}\right)} \frac{d\tau}{\mu\mu_0}. \tag{2.9}$$

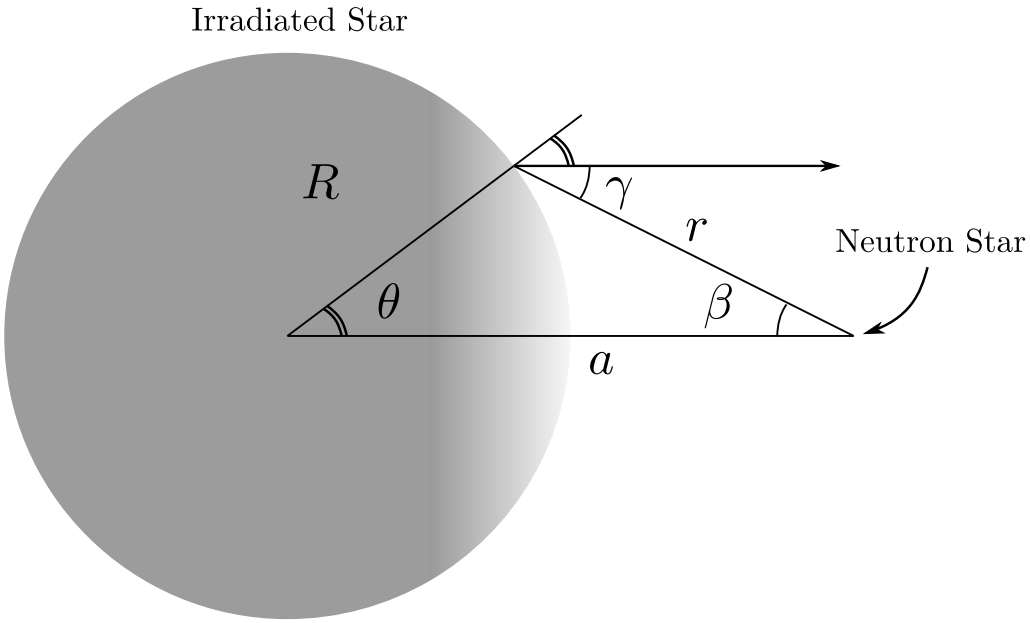

Рисунок 2.5 — Сферическая звезда, облучённая точечным, изотропным источником рентгеновского излучения. R — радиус звезды, a — расстояние между центром звезды и рентгеновским источником, и r — расстояние между рентгеновским источником и поверхностью звезды. Наблюдатель расположен справа от рисунка.

Интеграл в уравнении 2.9 преобразуется следующим образом:

$$\int_0^{\tau_0} e^{-\tau\left(\frac{1}{\mu_0}+\frac{1}{\mu}\right)} \frac{d\tau}{\mu\mu_0} = \frac{\mu_0}{\mu_0+\mu}\left(1 - e^{-\tau_0\left(\frac{1}{\mu}+\frac{1}{\mu_0}\right)}\right). \tag{2.10}$$

Раскладывая экспоненту в правой части уравнения 2.10 в ряд, и подставляя его в уравнение 2.9 получим

$$I_0 = \frac{\lambda}{4\pi}\frac{F\tau_0}{\mu} x(\cos\gamma_0)\,. \tag{2.11}$$

Полезная величина — удельная светимость из-за рассеяния:

$$\frac{dL}{d\Omega}\Big[\cdot\Big] = \int I_0 \mu ds, \tag{2.12}$$

где интеграл берётся по видимой поверхности звезды. Обычно такой интеграл считается численно.

В качестве примера рассмотрим простой случай сферической звезды с радиусом R облучённой изотропным, точечным источником рентгеновского излучения, расположенным на расстоянии a от центра звезды, Рис. 2.5.

$$F = \frac{L_{\rm x}}{4\pi r^2}. \tag{2.13}$$

Здесь расстояние r определено с помощью теоремы косинусов:

$$r^2 = a^2 + R^2 - 2aR\cos\theta. \tag{2.14}$$

Элемент площади звезды:

$$dS = R^2 d\Omega = R^2 \sin\theta \, d\theta \, d\phi. \tag{2.15}$$

Тогда, уравнение 2.12 преобразуется следующим образом:

$$\frac{dL}{d\Omega}\left[\frac{\text{erg}}{\text{s sr}}\right] = \frac{L_x}{4\pi}\frac{R^2}{a^2}\frac{\lambda\tau_0}{2}\int_0^{\theta^*} x(\cos\gamma_0)\frac{\sin\theta d\theta}{\frac{5}{4}-\cos\theta}. \tag{2.16}$$

В случае сферически-симметричного источника $x(\cos\gamma_0) = 1$ интеграл в уравнении 2.16 упрощается:

$$\int_0^{\theta^*} \frac{\sin\theta d\theta}{\frac{5}{4}-\cos\theta}\,. \tag{2.17}$$

Для угла $\theta^* = 30^\circ$ и $R/a = 1/2$, интеграл в уравнении 2.17 равен $= \ln 3 \approx 1.0986$.

В случае Рэлеевского рассеяния

$$x(\cos\gamma) = \frac{3}{4}(1+\cos^2\gamma)\,. \tag{2.18}$$

Можно использовать теорему синусов

$$\frac{R}{\sin\beta} = \frac{a}{\sin(\beta+\theta)} \tag{2.19}$$

для того, чтобы найти связь между углами рассеяния γ и θ,

$$\sin^2\gamma = \frac{1}{\left(1+\frac{R\sin\theta}{a-R\cos\theta}\right)^2}\,. \tag{2.20}$$

Интеграл в уравнении 2.16 становится

$$\int_0^{\theta^*} \frac{3}{4}\left(2 - \frac{1}{\left(1+\frac{R\sin\theta}{a-R\cos\theta}\right)^2}\right)\frac{\sin\theta d\theta}{\left(\frac{5}{4}-\cos\theta\right)}. \tag{2.21}$$

Для угла $\theta^* = 30^\circ$ и $R/a = 1/2$ интеграл 2.21 равен ≈ 1.24.

Для $\theta^* = 30^\circ$ и $R/a = 1/2$, интеграл 2.21 is ≈ 1.24. Различие между 2.17 и 2.21 приблизительно 20%.

Рентгеновский поток, рассеянный короной на расстоянии d от двойной системы на данной орбитальной фазе равен

$$q' \left[\frac{\mathrm{erg}}{\mathrm{s\,cm^2}}\right] = \frac{1}{d^2}\frac{dL}{d\Omega}. \tag{2.22}$$

Наблюдаемый рентгеновский поток от нейтронной звезды на фазе главного включения 35-дневного цикла равен

$$q_x = \frac{L_x}{4\pi d^2}. \tag{2.23}$$

Следовательно, доля рассеянного короной рентгеновского излучения равна $q'/q_{\mathrm{x}} = 4\pi(dL/d\Omega)/L_{\mathrm{x}}$

Рассеянный поток q' приблизительно равен потоку, наблюдаемому на спутнике *SRG*/eROSITA в низком состоянии Her X-1 (степенная компонента на энергии ~ 1 кэВ). Рентгеновский поток от нейтронной звезды q_{x} приблизительно равна потоку, наблюдаемому в течение фазы главного включения; см., напр. [90; 91]. Таким образом, доля рассеянного излучения горячей короной может быть оценена из наблюдений как $q'/q_{\mathrm{x}} \approx 0.01$–$0.02$.

В предположении чистого рассеяния ($\kappa = 0$, $\lambda = 1$, $\tau_0 = \tau_\sigma$) и $q'/q_{\mathrm{x}} = 0.01$, из уравнения 2.16 можно найти оптическую толщу по рассеянию:

$$\tau_\sigma = \frac{q'}{q_x}\frac{2a^2}{R^2}\frac{1}{1.24} \approx \frac{1}{15}\,. \tag{2.24}$$

2.3 Аналитическая модель рассеяния излучения в полубесконечной атмосфере звезды-донора

Теория переноса излучения с рассеянием на электронах разработана в классических работах [92—94]. Следуя этим работам, решение уравнения переноса излучения 2.1 с функцией источника 2.2 записывается следующим образом:

$$I(\tau = 0, \mu, \mu_0) = F\rho(\mu, \mu_0)\mu_0, \tag{2.25}$$

где $\rho(\mu, \mu_0)$ — коэффициент яркости атмосферы:

$$\rho(\mu, \mu_0) = \frac{\lambda}{4}\left(x_0\frac{\phi_0(\mu)\phi_0(\mu_0)}{\mu + \mu_0} + x_2\frac{\phi_2(\mu)\phi_2(\mu_0)}{\mu + \mu_0}\right). \tag{2.26}$$

$\phi_i(\mu)$ определяется следующим образом [95]:

$$\phi_0(\mu) = H(\mu)q_0(\mu), \tag{2.27}$$

$$\phi_2(\mu) = H(\mu)q_2(\mu), \tag{2.28}$$

где $q_0(\mu)$ и $q_2(\mu)$ — следующие полиномы [96]:

$$q_0(\mu) = 1 + \frac{N_2M_0 - M_2N_0}{\Delta}\mu + \frac{M_1N_0 - N_1M_0}{\Delta}\mu^2 \tag{2.29}$$

$$q_2(\mu) = -\frac{1}{2}q_0(\mu) - \frac{3(1-\lambda)}{2\Delta}(M_2\mu - M_1\mu^2). \tag{2.30}$$

Здесь коэффициенты $M_0, M_1, M_2, N_0, N_1, \Delta$ определены следующим образом:

$$M_0 = -\frac{\lambda}{2}(1-\lambda)\int_0^1 H(\mu)\left[3\frac{x_2}{2}P_2(\mu)\right]\mu d\mu, \tag{2.31}$$

$$M_1 = 1 - \frac{\lambda}{2}\int_0^1 H(\mu)\left[1 - \frac{x_2}{2}P_2(\mu)\right]d\mu, \tag{2.32}$$

$$M_2 = -\frac{\lambda}{2}\int_0^1 H(\mu)\left[1 - \frac{x_2}{2}P_2(\mu)\right]\mu d\mu, \tag{2.33}$$

$$N_0 = -\frac{\lambda}{4}x_2 3(1-\lambda)\int_0^1 H(\mu)P_2(\mu)d\mu, \tag{2.34}$$

$$N_1 = \frac{\lambda}{4}x_2 3(1-\lambda)\int_0^1 H(\mu)P_2(\mu)\mu d\mu, \tag{2.35}$$

$$N_2 = 1 - \frac{\lambda}{2}\int_0^1 H(\mu)\left[1 - \frac{x_2}{2}P_2(\mu)\right]d\mu, \tag{2.36}$$

$$\Delta = M_1N_2 - M_2N_1, \tag{2.37}$$

где $P_2(\mu)$ — полином Лежандра второго порядка. Для Рэлеевского рассеяния, см. 2.18, $N_2 = M_1$.

Функция $H(\mu)$ определена следующим образом [97]:

$$H(\mu) = 1 + \mu H(\mu)\int_0^1 \frac{\psi(\mu)H(\mu')}{\mu + \mu'}d\mu', \tag{2.38}$$

где $\psi(\mu)$ — характеристическая функция:

$$\psi(\mu) = \frac{\lambda}{2}\left[1 + \frac{x_2}{2}(3(1-\lambda)\mu^2 - 1)P_2(\mu)\right]. \tag{2.39}$$

Здесь $x_2 = 0$ в случае изотропного рассеяния, $x_2 = 1/2$ в случае Рэлеевского рассеяния [96]. Характеристическая функция 2.39 удовлетворяет условию:

$$\int_0^1 \psi(\mu)d\mu \leqslant \frac{1}{2}. \tag{2.40}$$

Рентгеновский поток, рассеянный фотосферой на расстоянии d до двойной системы на данной орбитальной фазе

$$q_{\rm phot} = \frac{L_{\rm x}}{4\pi d^2} \int \frac{\rho(\mu,\mu_0)\mu\mu_0}{r^2} ds, \tag{2.41}$$

где интеграл берётся по видимой части облучённой поверхности звезды-донора.

На Рис. 2.6, построено отношение рассеянного потока $q_{\rm phot}/q_{\rm x}$ холодной фотосферой HZ Her как функция энергии фотонов (штриховая и сплошная кривая для расчетов без учёта и с учётом рентгеновской тени от диска, соответственно). Кроме того, серая полоса показывает полное отношение рассеянного потока горячей короной q' и рассеянного потока холодной фотосферой $q_{\rm phot}$ к потоку от нейтронной звезды $q_{\rm x}$. Использовались следующий нижний и верхний вклад от рассеяния короной $q'_{\rm min}/q_{\rm x} = 0.01$ and $q'_{\rm max}/q_{\rm x} = 0.02$, см. Раздел 2.2.

2.4 Численная модель рассеяния в протяжённой короне и моделирование орбитальной модуляции рентгеновского потока

Для расчёта орбитальной модуляции рентгеновского потока, рассеиваемого горячей короной над звездой-донором, была использована модель для расчёта оптических орбитальных кривых блеска [53], дополненная моделью короны. Модель короны учитывает наличие прецессирующего, изгибного аккреционного диска, создающего тень для рентгеновского излучения. Реальная корона может обладать переменными и сложными геометрией, распределением плотности и температуры. Для упрощения расчёта, были сделаны следующие предположения:

1. Корона над звездой-донором имеет постоянную плотность и температуру, её высота равна высоте экспоненциальной атмосферы $H = k_B T R^2/m_p GM \sim 0.1$–$0.3\,R$.
2. Наблюдаемый рентгеновский поток пропорционален видимому объему плазмы в короне. Корона может быть частично закрыта от наблюдателя звездой-донором и аккреционным диском.
3. Каждый элемент объема dV короны рассеивает излучение независимо от других элементов объема. Рентгеновский поток, рас-

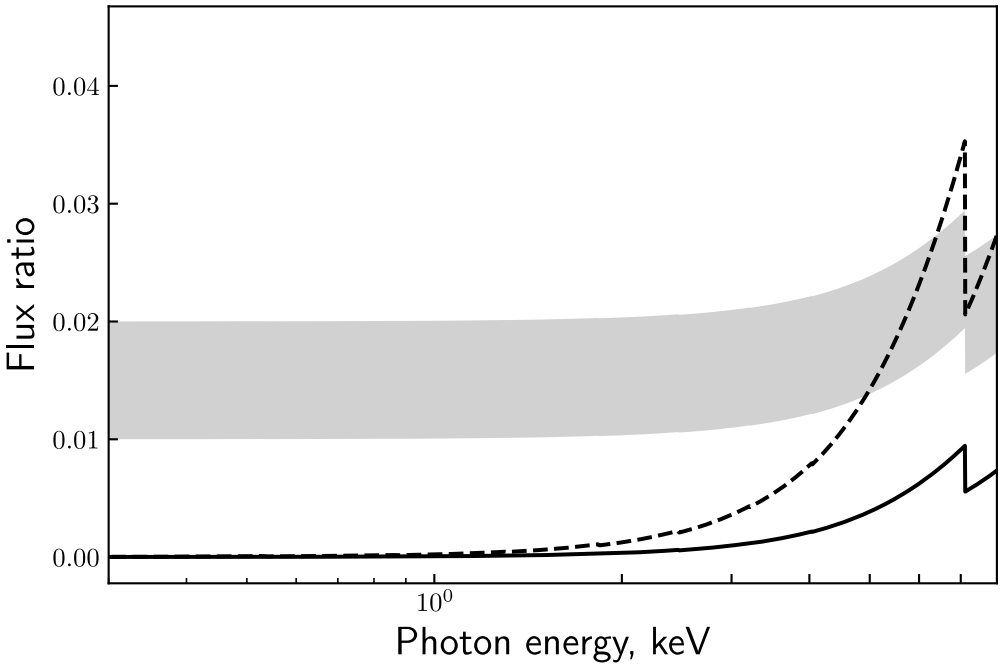

Рисунок 2.6 — Отношение рентгеновского потока в низком состоянии к рентгеновскому потоку на фазе главного включения как функция энергии фотонов. Флуоресцентная линия железа не включена. Штриховая и сплошная линия показывают рассчитанную долю рассеянного рентгеновского излучения фотосферой $q_{\rm phot}/q_{\rm x}$ без учёта и с учётом рентгеновской тени аккреционного диска, соответственно. Серая область показывает наблюдаемую долю $(q' + q_{\rm phot})/q_{\rm x}$ с добавлением рентгеновского излучения, рассеянного короной (~ 0.01–0.02)

сеиваемый элементом объема пропорционален только падающему рентгеновскому потоку от нейтронной звезды $F = L_X/4\pi r^2$, где r — расстояние между элементом объема dV и нейтронной звездой с рентгеновской светимостью L_x.

4. Корона в области рентгеновской тени не дает вклад в рассеянный рентгеновский поток.

В однородной короне удельная светимость однократно рассеянного рентгеновского излучения равна следующему интегралу:

$$\frac{dL}{d\Omega} = \int n\sigma_{\rm T}\frac{L_{\rm x}}{4\pi r^2}dV, \tag{2.42}$$

где интегрирование ведётся по видимому с данного направления объему плазмы, $x(\gamma)$ — характеристическая функция рассеяния, γ — угол между данным направлением и направлением, соединяющим элемент объема dV и

нейтронную звезду, σ_T — Томсоновское сечение, n — плотность электронов в элементе объема dV.

Интеграл 2.42 находился численно по следующей процедуре. В объёме короны было выбрано N фиксированных, случайно распределённых точек. Для каждой точки проверялось, видна ли она для наблюдателя в данном направлении (не закрыта ли диском или звездой-донором) и не попадает ли она в область рентгеновской тени. Для каждой точки, видимой наблюдателю и не попавших в область рентгеновской тени, вычисляется расстояние r до рентгеновского источника. Тогда, интеграл в 2.42 может быть заменён на следующую сумму: k

$$\frac{dL}{d\Omega} = \frac{V}{N}\sum_{i=1}^{N}\delta_i n\sigma_{\mathrm{T}}\frac{L_{\mathrm{x}}}{4\pi r_i^2}, \tag{2.43}$$

где V это полный объем короны, включающий области в рентгеновской тени и закрытые от наблюдателя области. Объем V вычисляется численно. $\delta_i = 0$, если точка i не видна наблюдателю или находится в области рентгеновской тени, $\delta_i = 1$ если точка i видна наблюдателю и не находится в области рентгеновской тени.

В данной модели предполагается, что дисковая корона вносит постоянный вклад в наблюдаемый поток рентгеновского излучения на всех орбитальных фазах за исключением фаз затмения рентгеновского источника звездой-донором (0.0–0.13 и 0.87–1.0). Для того, чтобы рассчитать орбитальные кривые блеска на фазах затмения, нужно определить структуру дисковой короны. Сама по себе, это довольно сложной задача [98], поэтому она вынесена за пределы данного исследования и орбитальные фазы вблизи затмений не моделировались. Кроме того, часть орбитальной модуляции рентгеновского потока может быть вследствие затмений внутренних частей дисковой короны внешними частями аккреционного диска. Однако, точность наблюдаемых рентгеновских кривых блеска не позволяет проверить этот добавочный эффект к рассеянию рентгеновского излучения на короне звезды-донора. Для этого необходимы специальные непрерывные рентгеновские наблюдения во время затмений центральных частей дисковой короны. Это также отдельная задача и она оставлена за пределами данного исследования.

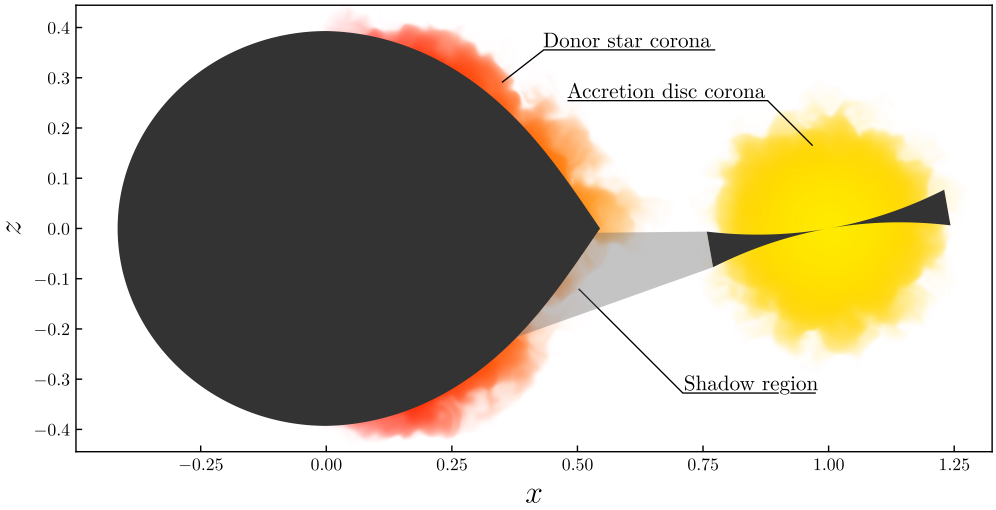

Рисунок 2.7 — Схема геометрической модели HZ Her/Her X-1 использованная для вычисления рентгеновских кривых блеска. Модель включает звезду-донор, заполняющую полость Роша (слева), горячую корону над прогретой частью звезды-донора (оранжевый цвет), аккреционный диск вокруг нейтронной звезды (справа) и горячая корона над аккреционным диском (жёлтый цвет). Показана область рентгеновской тени от аккреционного диска.

Орбитальные рентгеновские кривые блеска Her X-1 представлены на Рис.2.8. Сплошная кривая показывает рассчитанный рентгеновский поток, рассеянный в горячей короне над облучённой частью звезды-донора, в дисковой короне, с учётом затмений и теней от наклонного, прецессирующего, изгибного аккреционного диска. Параметры модели во время первого и второго обзора приведены в Таблице 2.2. На левой стороне рисунков для орбитальной фазы 0.5 показана в условных цветах рентгеновская яркость короны над звездой-донором, белая полоса — рентгеновская тень от аккреционного диска. Точки с вертикальными барами показывают рентгеновский поток, полученные на eROSITA.

2.5 Выводы

В данной главе представлены рентгеновские наблюдения низких состояний 35-дневного цикла Her X-1 на спутнике *SRG*/eROSITA. Наблюдения были сделаны во время первого и второго обзора всего неба в марте

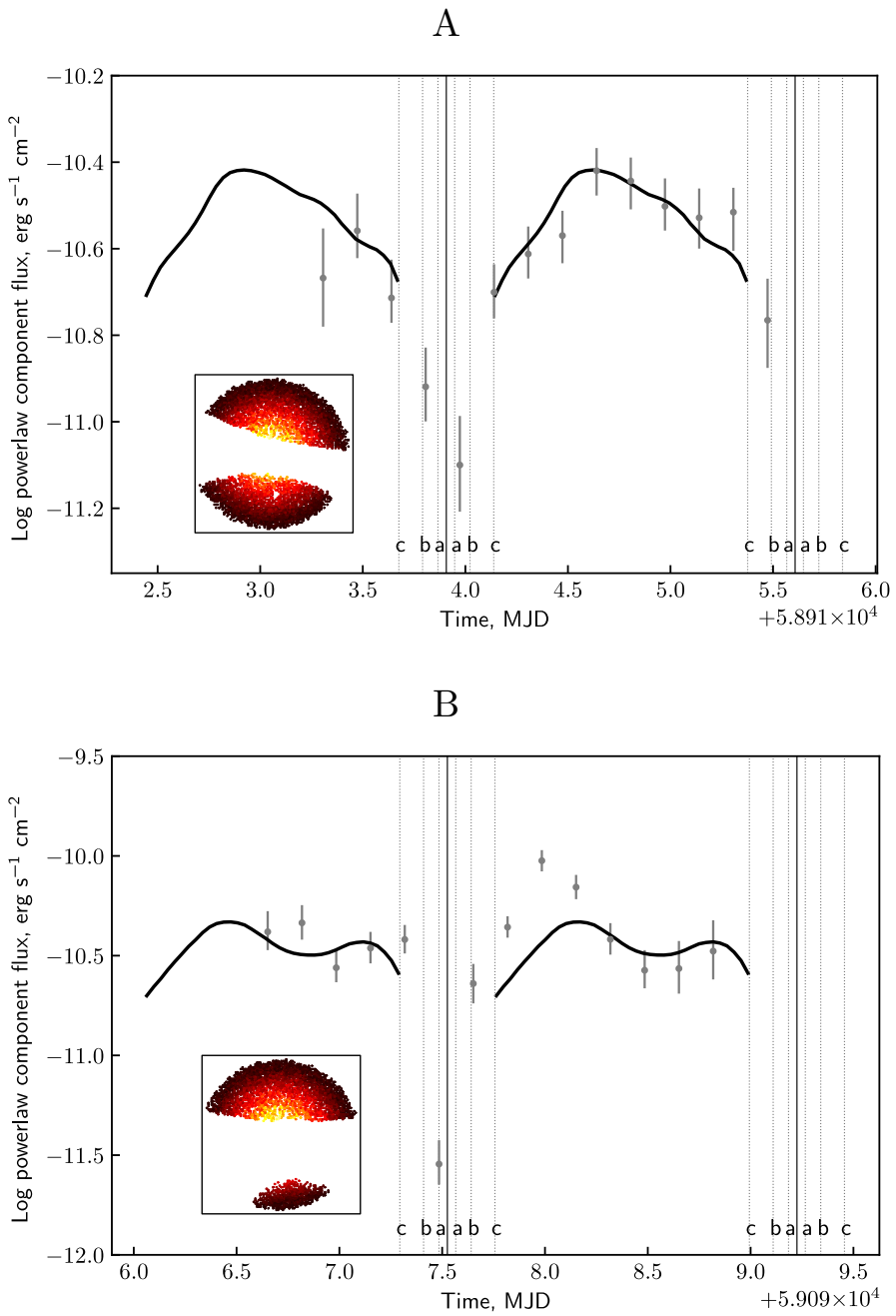

Рисунок 2.8 — Степенной компонент рентгеновского потока в диапазоне 0.2–8 кэВ Her X-1 как функция времени в первом (A) и втором (B) обзоре неба. Сплошная кривая — теоретический поток. На рисунках внутри графиков — распределение яркости рассеянного короной над звездой-донором рентгеновского излучения на орбитальной фазе 0.5. Белая полоса — область рентгеновской тени от аккреционного диска. Сплошные вертикальные линии показывают орбитальную фазу 0. Пунктирные вертикальные линии a, b, и c перед и после орбитальной фазы 0, отмечают разные фазы захода и выхода диска из-за звезды-донора. Интервалы c–a и a–c перед и после нулевой фазы, соответственно, отмечают орбитальные фазы на которых, донор частично закрывает аккреционный диск. Линия b показывает ожидаемый момент захода и выхода рентгеновского источника. Интервал a–a — полное затмение аккреционного диска звездой-донором.

Таблица 2.2 — Геометрические параметры модели во время первого и второго обзора

Параметр	Первый обзор	Второй обзор
Отношение масс $q = m_{\rm x}/m_{\rm o}$	0.6448	0.6448
Наклонение i	87°	87°
Полутолщина внешнего края диска $h_{\rm out}/R_{\rm o}$	0.15	0.15
Наклон внешнего края диска $\theta_{\rm out}$	15°	18°
Наклон внутреннего края диска $\theta_{\rm in}$	10°	3°
Фазовый угол диска Ф	−90°	−210°
Угол изгиба диска $Z = \varphi_{\rm out} - \varphi_{\rm in}$	40°	−90°
Вклад дисковой короны в поток	0.3	0.1
Толщина короны звезды-донора $H/R_{\rm opt}$	0.15	0.15

и сентябре 2020 г., каждое наблюдение покрывает интервал времени около 1.5 орбитальных периодов.

В обоих наблюдениях наблюдаемый рентгеновский спектр может быть описан моделью с чёрнотельной и степенной компонентой и очень малым добавлением собственного излучения фотоионизационной плазмы. Степенная компонента доминирует на энергиях выше ~ 0.7 кэВ. Наблюдаемая краткосрочная вариабельность рентгеновского потока может быть из-за тепловой неустойчивости в фотоионизационной плазме [99].

В диапазоне энергий 0.2–8 кэВ орбитальная модуляция Her X-1 в низком состоянии может быть объяснена геометрической моделью двойной системы с прецессирующим, изгибным аккреционным диском [53], дополненной горячей, оптически тонкой короной над прогретой частью звзеды-донора. Для расчёта наблюдаемого рентгеновского потока на энергиях выше 8 кэВ должно быть учтено отражение фотонов от холодной, оптически толстой фотосферы звезды-донора, см. раздел 2.3.

Орбитальная модуляция рентгеновского потока низком состоянии также наблюдалась ранее на спутнике *RXTE*/PCA [76; 78]. В работе [78] рентгеновские спектры описывались моделью с тремя компонентами: (1) степенная компонента с фотонным индексом $\Gamma \approx 1$, отраженной от фотосферы звезды-донора и сильным поглощением $N_H \approx 10^{23}$–10^{24} см$^{-2}$; та же степенная компонента, но без поглощения, рассеянной горячей короной над аккреционным диском; линией Fe K_α. В модели [78], орбитальная модуляция

обусловлена переменным поглощением жёсткой компоненты излучения, отражённой от холодной фотосферы звезды-донора; компонента, рассеянная короной над аккреционным диском остается постоянной.

Картина отличается для наблюдений *SRG*/eROSITA. Спектр *SRG*/eROSITA описывается наилучшим образом моделью со степенной компонентой $\Gamma \approx 1$ и $N_{\rm H} \approx 10^{20}$ см$^{-2}$, рассеянной в горячей короне над облучённой частью звезды-донора; чёрнотельной компонентой с температурой $kT \approx 0.1$ кэВ из-за рассеяния излучения на внутреннем крае аккреционного диска и малой добавки фотоионизационной оптически тонкой плазмы. В рамках этой модели нет необходимости в сильном поглощении рентгеновского излучения на луче зрения. Орбитальная модуляция рентгеновского излучения в низком состоянии обеспечивается изменением вида при орбитальном движении рассеивающей короны над прогретой частью звезды-донора, частично затенённой изгибным, наклонным аккреционным диском.

Из анализа исключены точки на орбитальных фазах вблизи затмения (0.0–0.13 и 0.87–1.0). Однако, эти фазы представляют значительный интерес, поскольку они могут быть использованы для исследования структуры горячей короны над аккреционным диском [98].

Глава 3. Объяснение субмикрогерцовых периодических вариаций рентгеновского пульсара Her X-1 с фазой 35-дневного цикла, измеренных спутником *Fermi*/GBM, моделью свободной прецессии нейтронной звезды

В данной главе изложена модель свободной прецессии нейтронной звезды и результаты моделирования измеренных на спутнике *Fermi*/GBM вариаций частоты рентгеновского пульсара Her X-1.

Впервые модель свободной прецессии нейтронной звезды Her X-1 появилась в начале 70-х. Тогда ей пытались объяснить 35-дневную модуляцию рентгеновского потока Her X-1 [33; 34]. В настоящее время известно, что 35-дневная модуляция рентгеновского потока вызвана прецессией наклонного, изгибного аккреционного диска вокруг нейтронной звезды [100—102]. Однако гипотеза о свободной прецессии нейтронной звезды не исчезла, а нашла применение для объяснения других наблюдаемых явлений в системе HZ Her/Her X-1. В частности, 35-дневная эволюция рентгеновских импульсов Her X-1 по данным спутника *RXTE*/PCA объясняется свободной прецессией нейтронной звезды, на поверхности которой помимо магнитных полюсов расположены излучающие дуги [42]. Эта модель использована для моделирования 35-дневной эволюции оптических кривых блеска HZ Her, см. Главу 1. Свободная прецессия нейтронной звезды приводит к переменному прогреву звезды-донора с фазой 35-дневного цикла, этот эффект улучшает χ^2 синтетических кривых блеска по сравнению с изотропным рентгеновским источником. Также, в модели свободной прецессии нейтронной звезды магнитный момент, действующий на внутренний край аккреционного диска, зависит от фазы свободной прецессии, это объясняет переменный угол изгиба аккреционного диска Z 1.2.

Кроме того, свободная прецессия нейтронной звезды может быть «часовым механизмом», поддерживающим периодичность 35-дневной прецессии аккреционного диска. Синхронизация свободной прецессии нейтронной звезды и прецессии аккреционного диска может осуществляться через переменное динамическое действие аккреционных струй на внешние части диска. Вектор начальной скорости которых определяется распределением температуры вблизи внутренней точки Лагранжа системы, которое зависит от переменного из-за свободной прецессии рентгеновского потока. Этот

же механизм может обеспечивать выход из аномального низкого состояния, при котором наклон аккреционного диска приближается к 0.

Наблюдаемые на спутнике *Fermi*/GBM периодические 35-дневные вариации частоты рентгеновского пульсара Her X-1 естественным образом укладываются и дополняют картину свободной прецессии нейтронной звезды.

Ниже в четырёх разделах описаны (3.1) рентгеновские данные измерений частоты рентгеновского пульсара с помощью спутника *Fermi*/GBM; (3.2) долговременная эволюция частоты рентгеновского пульсара Her X-1; (3.3) модель свободной прецессии нейтронной звезды и модель периодических вариаций частоты пульсара; (3.4) результаты моделирования вариаций частоты рентгеновского пульсара Her X-1.

3.1 Рентгеновские данные

Рентгеновские данные со спутника *Fermi*/BAT, использованные в данном анализе, находятся в свободном доступе[1]. Результаты измерений представлены в виде FITS-файла с юлианскими датами измерений, средним значением и среднеквадратичной ошибкой измерений частоты рентгеновского пульсара. Каждое измерение частоты рентгеновского пульсара сделаны за период времени около 1 дня. Большая часть измерений с сделана во время главного включения (main-on) 35-дневного цикла.

На Рис. 3.1 показана долговременная эволюция частоты $\nu = \Omega(t)/2\pi$ рентгеновского пульсара Her X-1, охватывающей интервал времени больше 4000 дней. На Рис. 3.2 показана измеренная частота рентгеновского пульсара на интервале времени, охватывающем 450 дней, или 13 35-дневных циклов Her X-1, на котором хорошо видны 35-дневные вариации частоты рентгеновского пульсара с амплитудой 0.3–0.5 микрогерц.

Наблюдаемые вариации частоты рентгеновского пульсара Her X-1 могут быть представлены как сумма долговременной эволюции частоты $\Omega_0(t)$ и периодических 35-дневных вариаций частоты пульсара $\delta\Omega(t)$:

$$\Omega(t) = \Omega_0(t) + \delta\Omega(t) \tag{3.1}$$

[1] `https://gammaray.nsstc.nasa.gov/gbm/science/pulsars/lightcurves/herx1.html`

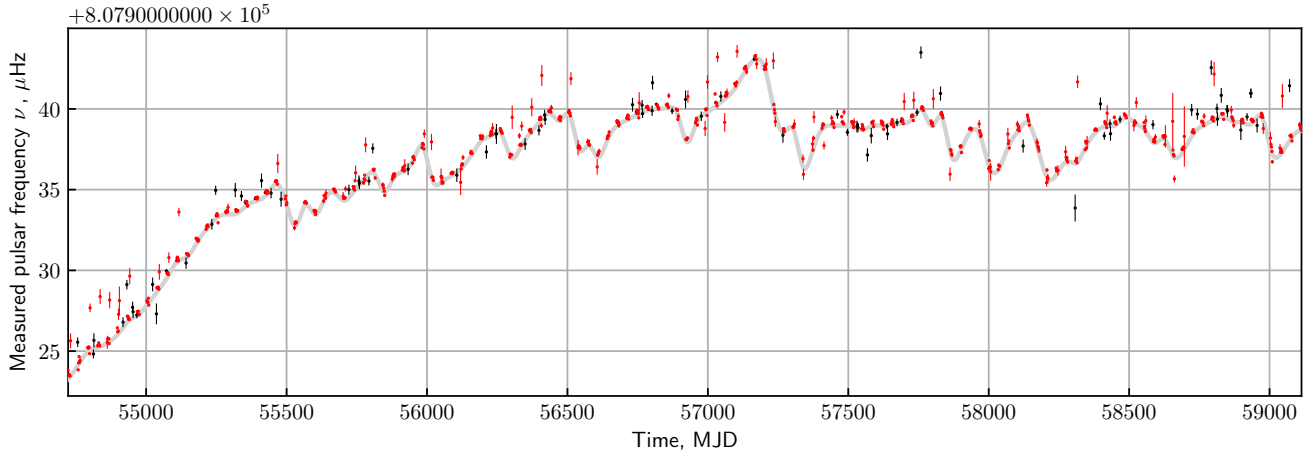

Рисунок 3.1 — Измеренная *Fermi*/GBM частота рентгеновского пульсара Her X-1 (точки). Красные точки — измерения, сделанные на фазе главного включения 35-дневного цикла, чёрные точки — измерения, сделанные вне фазы главного включения. Серая линия — долговременная эволюция частоты рентгеновского пульсара

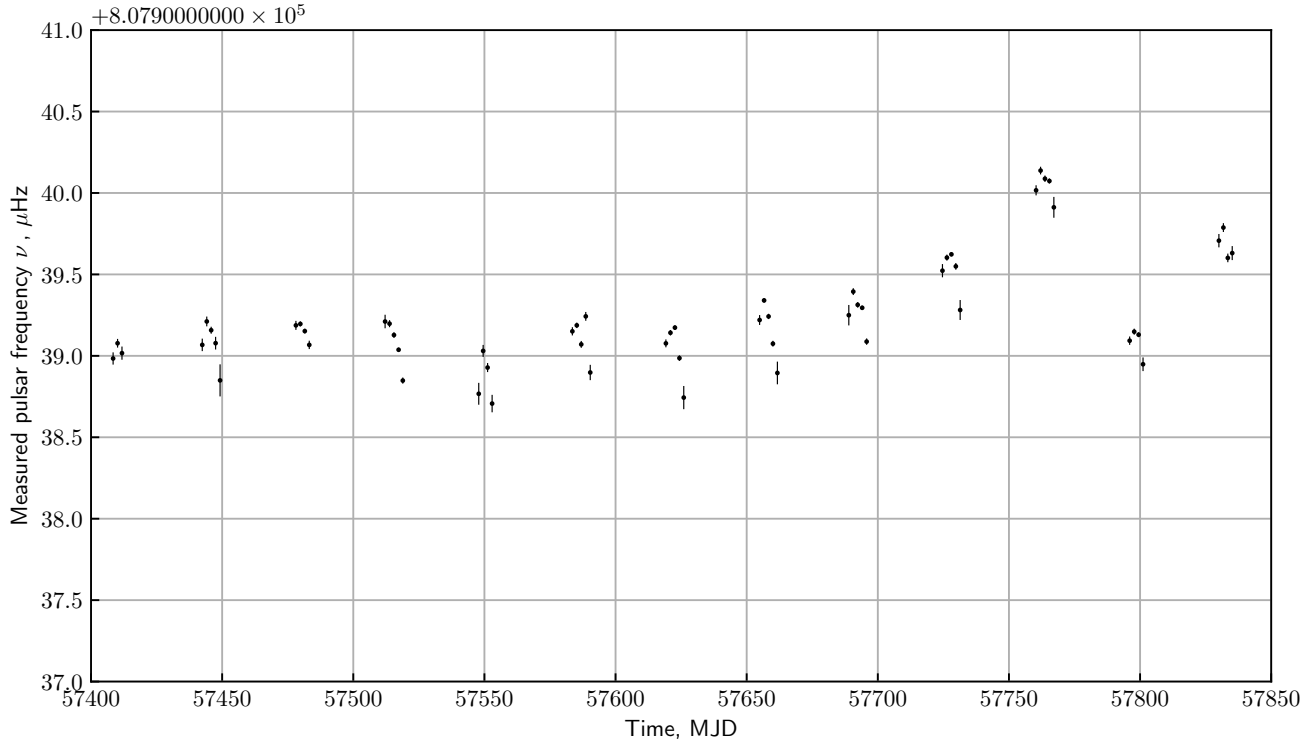

Рисунок 3.2 — Измеренная *Fermi*/GBM частота рентгеновского пульсара Her X-1 на интервале MJD 57400–57850.

3.2 Долговременная эволюция частоты рентгеновского пульсара Her X-1

Долговременная эволюция частоты $\Omega_0(t)$ рентгеновского пульсара Her X-1 носит стохастический характер, она определяется суммой внешних моментов сил и вариацией момента инерции нейтронной звезды. Задача построить физическую модель $\Omega_0(t)$ в данном исследовании не ставится. Вместо этого частота $\Omega_0(t)/2\pi$ аппроксимируется кубическим сплайном, узлы которого имеют координаты $\{t_j, \nu_j\}$. Индекс j это номер 35-дневного цикла (см. Таблицу А.1), он пробегает значения от 0 до 136. Индекс i это номер индивидуального измерения частоты рентгеновского пульсара Her X-1. Координаты ν_j находятся из условия минимума величины H_j:

$$H_j = \sum_i \left(\frac{1}{2\pi} \frac{d\Phi(t_i + \Delta t_j)}{dt} + \nu_j - \nu_i \right)^2 , \tag{3.2}$$

где $i : t_i \in j$-му циклу, $d\Phi/dt$ — рассчитанный профиль периодической вариации частоты пульсара, см. раздел 3.3, Δt_j время, прошедшее между началом главного включения 35-дневного цикла и моментом нулевой фазы свободной прецессии нейтронной звезды на цикле j.

Предполагается, что Δt_j пропорциональна длительности T_j 35-дневного цикла:

$$\Delta t_j = \frac{\Delta\varphi}{2\pi} T_j \, , \tag{3.3}$$

где постоянный для всех циклов фазовый сдвиг $\Delta\varphi$ определяется минимумом величины H:

$$H = \sum_j H_j \tag{3.4}$$

Координаты t_j это средняя координата группы точек t_i, измеренных на главном включении j-го 35-дневного цикла:

$$t_j = \frac{1}{N} \sum_i t_i \, , \tag{3.5}$$

где $i : t_i \in j$-му циклу, N число измерений частоты рентгеновского пульсара на главном включении j-го 35-дневного цикла.

3.3 Свободная прецессия нейтронной звезды Her X-1

Для нейтронной звезды с главными осями инерции $I_1 < I_2 < I_3$ и вектором угловой частоты вращения $\mathbf{\Omega}$ механическая энергия вращения равна

$$2E = I_1\Omega_1^2 + I_2\Omega_2^2 + I_3\Omega_3^2, \tag{3.6}$$

где $\{\Omega_1, \Omega_2, \Omega_3\}$ — компоненты вектора $\mathbf{\Omega}$ в декартовой системе координат, орты которой заданы главными осями инерции. Момент импульса равен

$$M^2 = I_1^2\Omega_1^2 + I_2^2\Omega_2^2 + I_3^2\Omega_3^2. \tag{3.7}$$

Движение вектора угловой частоты вращения описывается следующими уравнениями [103]:

$$\Omega_1 = \sqrt{\frac{2EI_3 - M^2}{I_1(I_3 - I_1)}}\,\mathrm{cn}\tau \tag{3.8}$$

$$\Omega_2 = \sqrt{\frac{2EI_3 - M^2}{I_2(I_3 - I_2)}}\,\mathrm{sn}\tau \tag{3.9}$$

$$\Omega_3 = \sqrt{\frac{M^2 - 2EI_1}{I_3(I_3 - I_1)}}\,\mathrm{dn}\tau, \tag{3.10}$$

где $\mathrm{cn}\tau$, $\mathrm{sn}\tau$, $\mathrm{dn}\tau$ — эллиптические функции Якоби, τ безразмерное время, определяемое следующим образом:

$$\tau = t\sqrt{\frac{(I_3 - I_2)(M^2 - 2EI_1)}{I_1I_2I_3}}. \tag{3.11}$$

Размерный период прецессии равен

$$T = 4\sqrt{\frac{I_1I_2I_3}{(I_3 - I_2)(M^2 - 2EI_1)}}\int_0^{\pi/2}\frac{du}{\sqrt{1 - k^2\sin^2 u}}, \tag{3.12}$$

где параметр k определён следующим образом:

$$k^2 = \frac{(I_2 - I_1)(2EI_3 - M^2)}{(I_3 - I_2)(M^2 - 2EI_1)} \tag{3.13}$$

В случае двухосной прецессии $I_1 \to I_2$, параметр $k \to 0$, а эллиптические функции вырождаются в круговые:

$$\mathrm{cn}\tau \to \cos\tau, \quad \mathrm{sn}\tau \to \sin\tau, \quad \mathrm{dn}\tau \to 1 \tag{3.14}$$

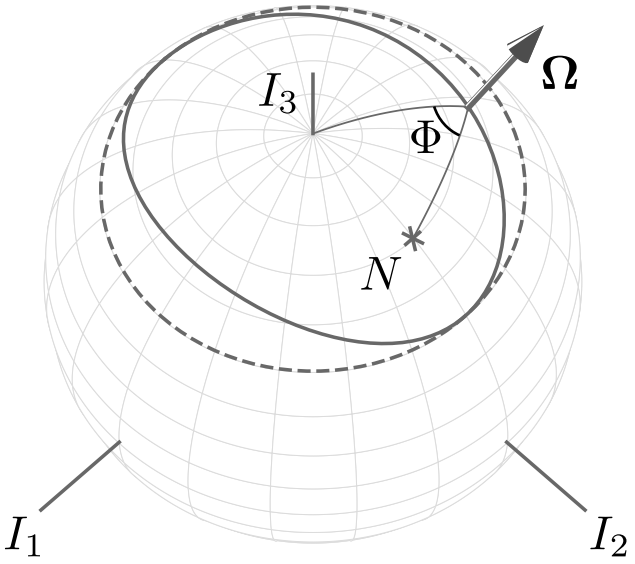

Рисунок 3.3 — Схема свободной прецессии нейтронной звезды. Координаты на поверхности (светло-серые линии) связаны с главными осями инерции I_1, I_2, I_3 нейтронной звезды. Траектория вектора угловой частоты вращения $\mathbf{\Omega}$ показана сплошной тёмно-серой линией. Траектория $\mathbf{\Omega}$ в случае двухосной прецессии ($I_1 = I_2 \neq I_3$) показана штриховой линией. Положение магнитного полюса отмечено звёздочкой. Φ это угол свободной прецессии нейтронной звезды.

Вектор угловой частоты вращения описывает конус вокруг оси I_3:

$$\Omega_1 = \Omega_{xy} \cos \omega t \tag{3.15}$$

$$\Omega_2 = \Omega_{xy} \sin \omega t \tag{3.16}$$

$$\Omega_3 = \Omega \cos \gamma, \tag{3.17}$$

где $\Omega_{xy} = \sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}$ — проекция вектора $\mathbf{\Omega}$ на плоскость $\{I_1, I_2\}$, γ — угол между осью I_3 и вектором $\mathbf{\Omega}$. Частота двухосной прецессии равна:

$$\omega = \Omega_3 \frac{I_3 - I_1}{I_1}\,. \tag{3.18}$$

Если импульсная компонента рентгеновского потока обеспечивается излучением, выходящим из магнитного полюса N, см. Рис. 3.3, то периодические вариации частоты рентгеновского пульсара $\delta\Omega(t)$ равны производной прецессионного угла Φ по времени:

$$\delta\Omega(t) = \frac{d\Phi(t)}{dt} \tag{3.19}$$

Таблица 3.1 — Параметры модели двухосной свободной прецессии

Параметр	Символ	Значение
Период пульсара	P_x	1.23776 с
Координаты вектора $\mathbf{\Omega}$	Ω_ϕ	270°
на нулевой фазе свободной прецессии	Ω_θ	50°
Координаты магнитного полюса N	N_ϕ	90°
	N_θ	30°
Сдвиг нулевой фазы прецессии нейтронной звезды	$\Delta\varphi$	-0.096
звезды относительно начала 35-дневного цикла		

В случае двухосной свободной прецессии для выражения 3.19 существуют аналитические формулы [104]. В случае трёхосной прецессии угол Ф и его производная 3.19 определяется численно.

3.4 Моделирование 35-дневных вариаций частоты рентгеновского пульсара Her X-1

Параметры долговременной эволюции $\Omega(t)$ и 35-дневной эволюции $\delta\Omega(t)$ частоты пульсара определялись одновременно из минимизации целевой функции H, см. раздел 3.2. Для нахождения минимума функции H использовался оптимизационный алгоритм Левенберга–Марквардта, в составе программного пакета `LMFIT` на языке программирования Python [105]. Параметры долговременной эволюции частоты пульсара Her X-1, а именно узлы кубического сплайна $\{t_j,\nu_j\}$ приведены в Таблице А.2.

Свободные параметры двухосной свободной прецессии и их рассчитанные значения приведены в таблице 3.1, момент инерции I_3, рассчитанный индивидуально для каждого 35-дневного цикла, приведён отдельно в Таблице А.1, колонка «2». Координаты магнитного полюса и вектора $\mathbf{\Omega}$ такие же, как в модели описывающей 35-дневную эволюцию рентгеновских пульсов Her X-1 [42]. Измеренные 35-дневные вариации частоты рентгеновского пульсара Her X-1 и теоретическая кривая вариаций частоты вращения в модели двухосной свободной прецессии показаны на Рис. 3.4 и 3.5.

Свободные параметры трёхосной свободной прецессии и их рассчитанные значения приведены в таблице 3.2, момент инерции I_3, рассчитанный

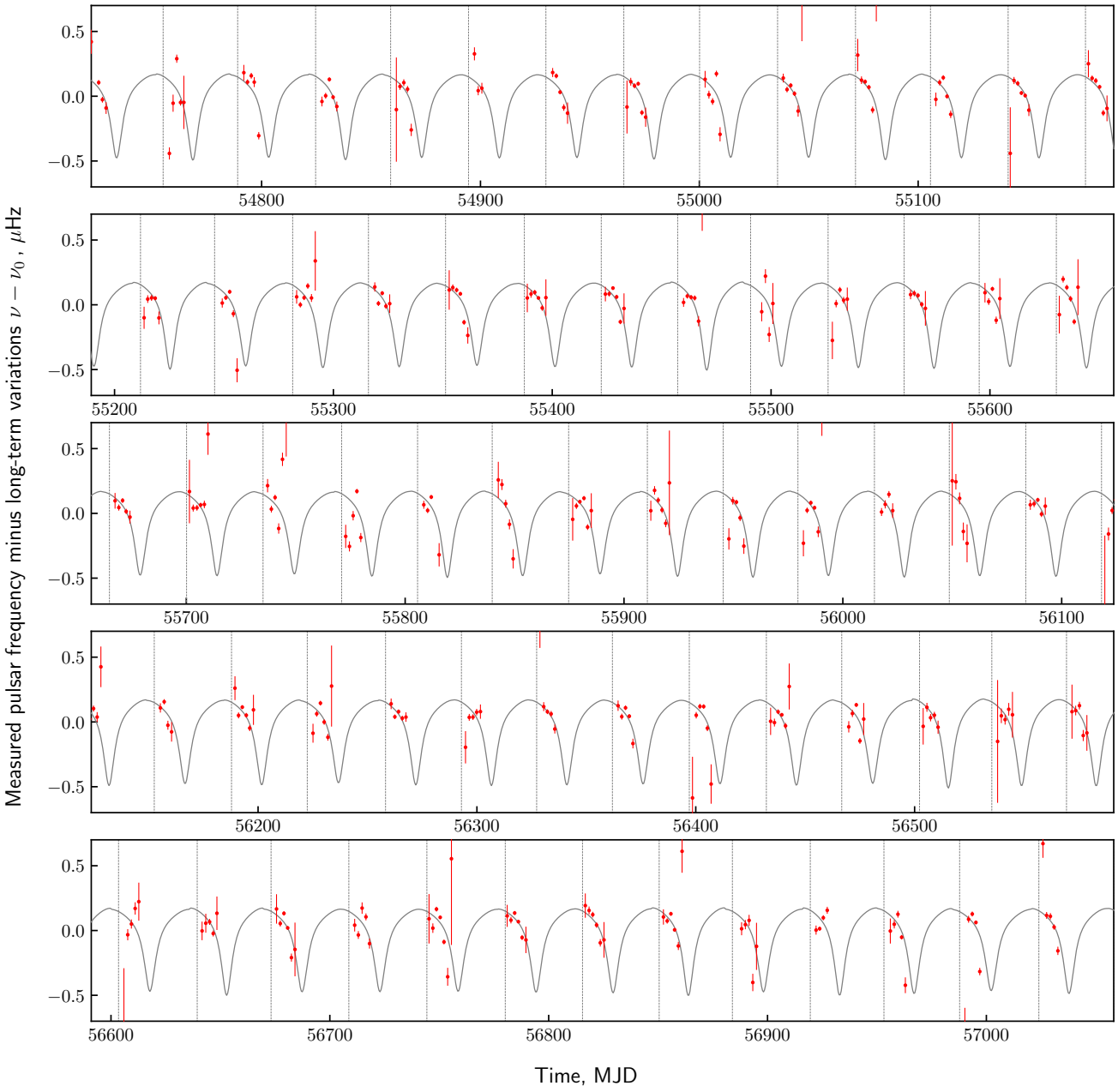

Рисунок 3.4 — Частота пульсара Her X-1 с вычтенной долговременной эволюцией частоты на интервале времени MJD 54722–57058. Точки — измерения космической обсерватории *Fermi*/GBM, сплошная кривая — вариации частоты в модели двухосной прецессии с параметрами в Таблице 3.1. Вертикальные линии — начало 35-дневных циклов, определённых по рентгеновским данным с спутника *Swift*/BAT, см. приложение А

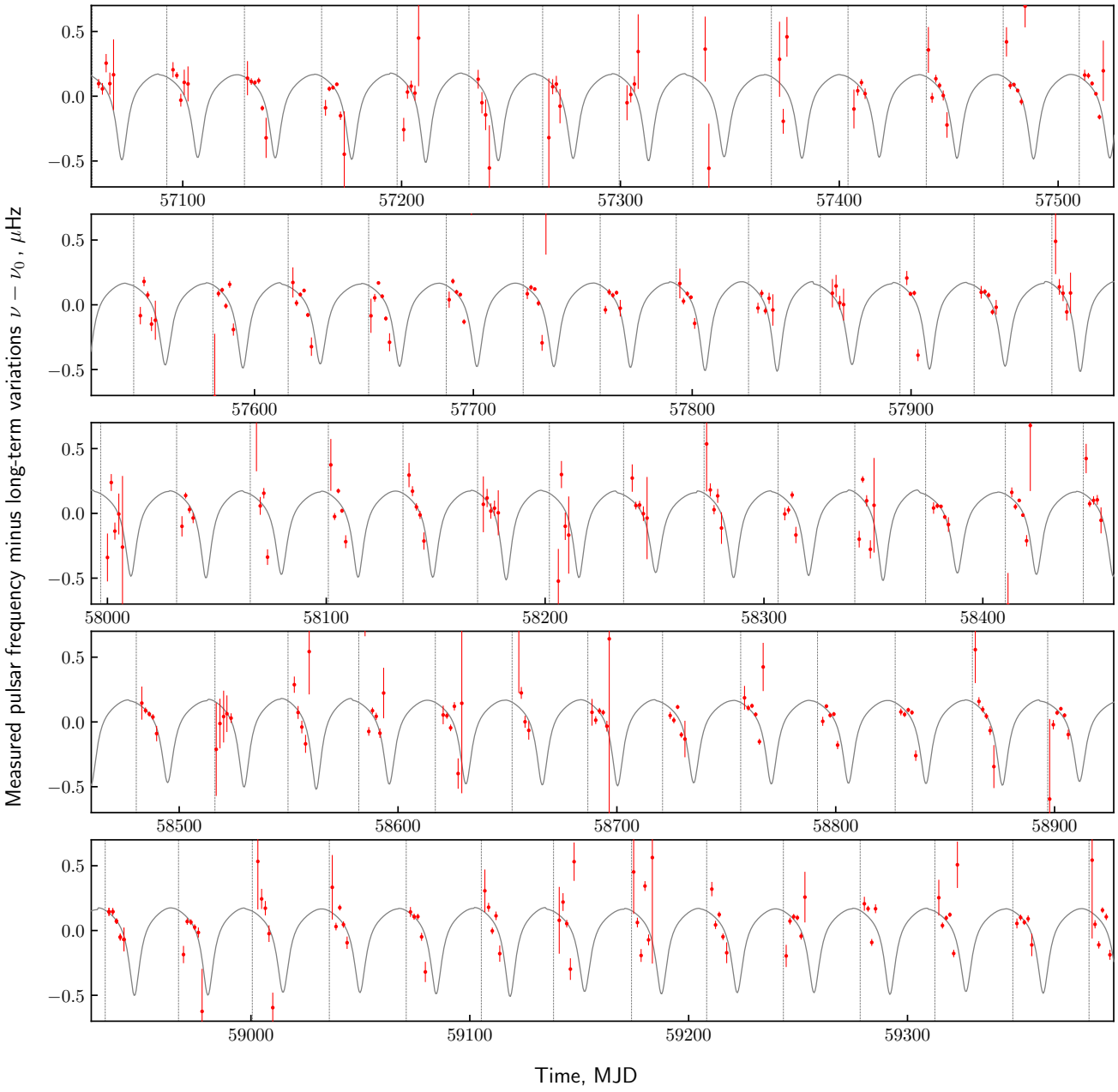

Рисунок 3.5 — Частота пульсара Her X-1 с вычтенной долговременной эволюцией частоты на интервале времени MJD 57058–59394. Точки — измерения космической обсерватории *Fermi*/GBM, сплошная кривая — вариации частоты в модели двухосной прецессии с параметрами в Таблице 3.1. Вертикальные линии — начало 35-дневных циклов, определённых по рентгеновским данным с спутника *Swift*/BAT, см. приложение А

Таблица 3.2 — Параметры модели трёхосной свободной прецессии

Параметр	Символ	Значение
Период пульсара	P_x	1.23776 с
Координаты вектора $\mathbf{\Omega}$	Ω_ϕ	270°
на нулевой фазе свободной прецессии	Ω_θ	50°
Координаты магнитного полюса N	N_ϕ	90°
	N_θ	30°
Относительный момент инерции $(I_2 - I_1)/I_1$	ΔI_2	3.0335×10^{-7}
Сдвиг нулевой фазы прецессии нейтронной звезды	$\Delta\varphi$	-0.096
звезды относительно начала 35-дневного цикла		

индивидуально для каждого 35-дневного цикла, приведён отдельно в Таблице А.1, колонка «3». Измеренные 35-дневные вариации частоты рентгеновского пульсара Her X-1 и теоретическая кривая вариаций частоты вращения в модели двухосной свободной прецессии показаны на Рис. 3.6 и 3.7. Параметры долговременной эволюции частоты пульсара Her X-1, а именно узлы кубического сплайна $\{t_j,\nu_j\}$ приведены в Таблице А.2.

3.5 Выводы

Амплитуда 35-дневных вариаций частоты рентгеновского пульсара Her X-1 с амплитудой 0.3–0.5 микрогерц, измеренных спутником *Fermi*/GBM, объяснены в рамках модели двухосной и трёхосной свободной прецессии нейтронной звезды. Трёхосная модель имеет χ^2 несколько меньше, чем двухосная, однако полностью исключать двухосную прецессию нельзя. С другой стороны, принимая во внимание расположение излучающих дужек [42], аккрецирующее вещество должно распределяться асимметрично относительно оси инерции I_3. Такая асимметрия должна приводить к трёхосности нейтронной звезды.

Моделирование 35-дневных вариаций частоты рентгеновского пульсара проводилось в предположении, что вклад в рентгеновский поток магнитного полюса N много больше вклада других излучающих областей. При вычислении вариаций $\delta\Omega(t) = \frac{d\Phi}{dt}$ фазовый угол свободной прецессии Ф вычислялся для координат магнитного полюса N. Поскольку большин-

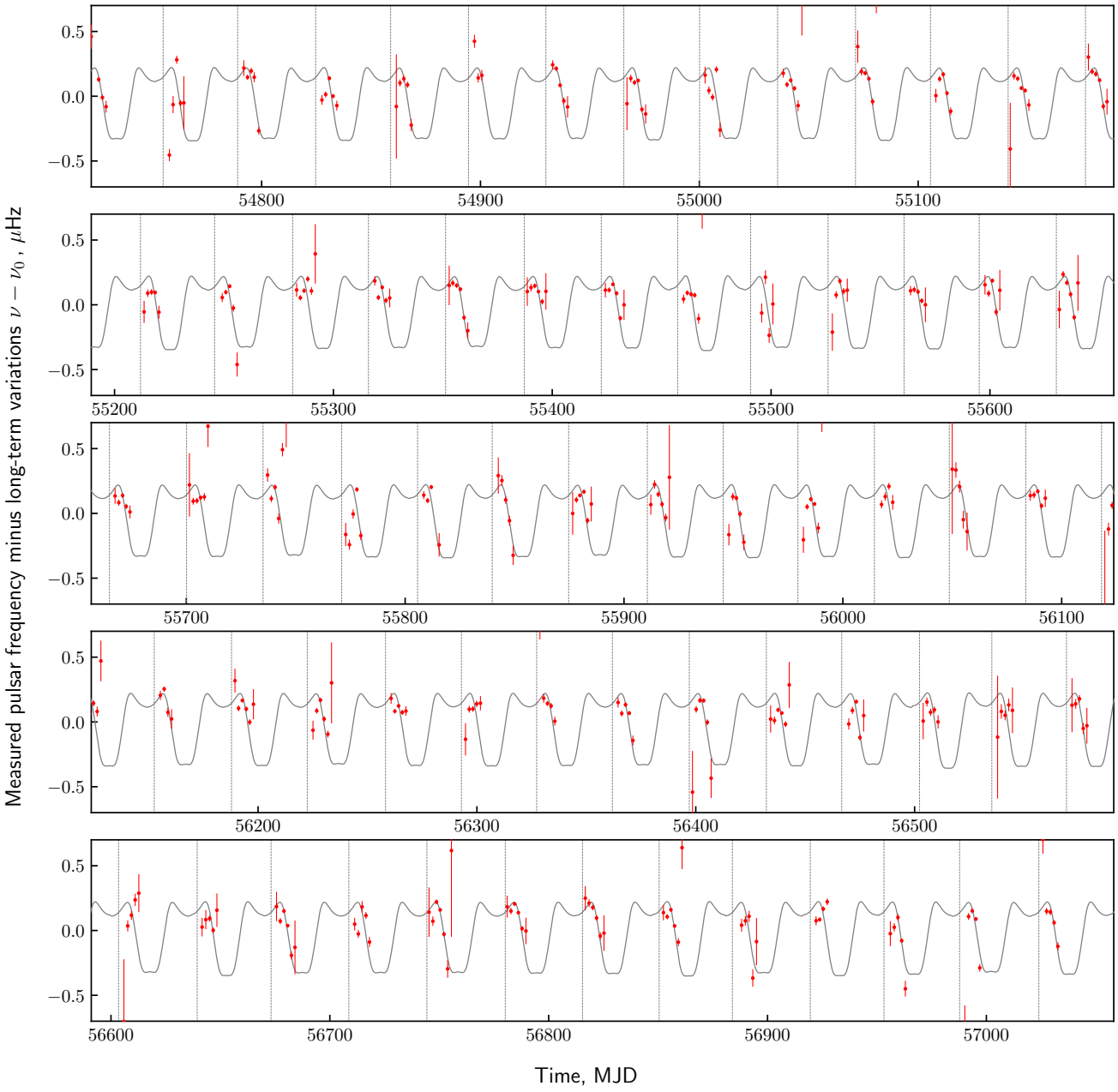

Рисунок 3.6 — Частота пульсара Her X-1 с вычтенной долговременной эволюцией частоты на интервале времени MJD 54722–57058. Точки — измерения космической обсерватории *Fermi*/GBM, сплошная кривая — вариации частоты в модели трёхосной прецессии с параметрами в Таблице 3.2. Вертикальные линии — начало 35-дневных циклов, определённых по рентгеновским данным с спутника *Swift*/BAT, см. приложение А

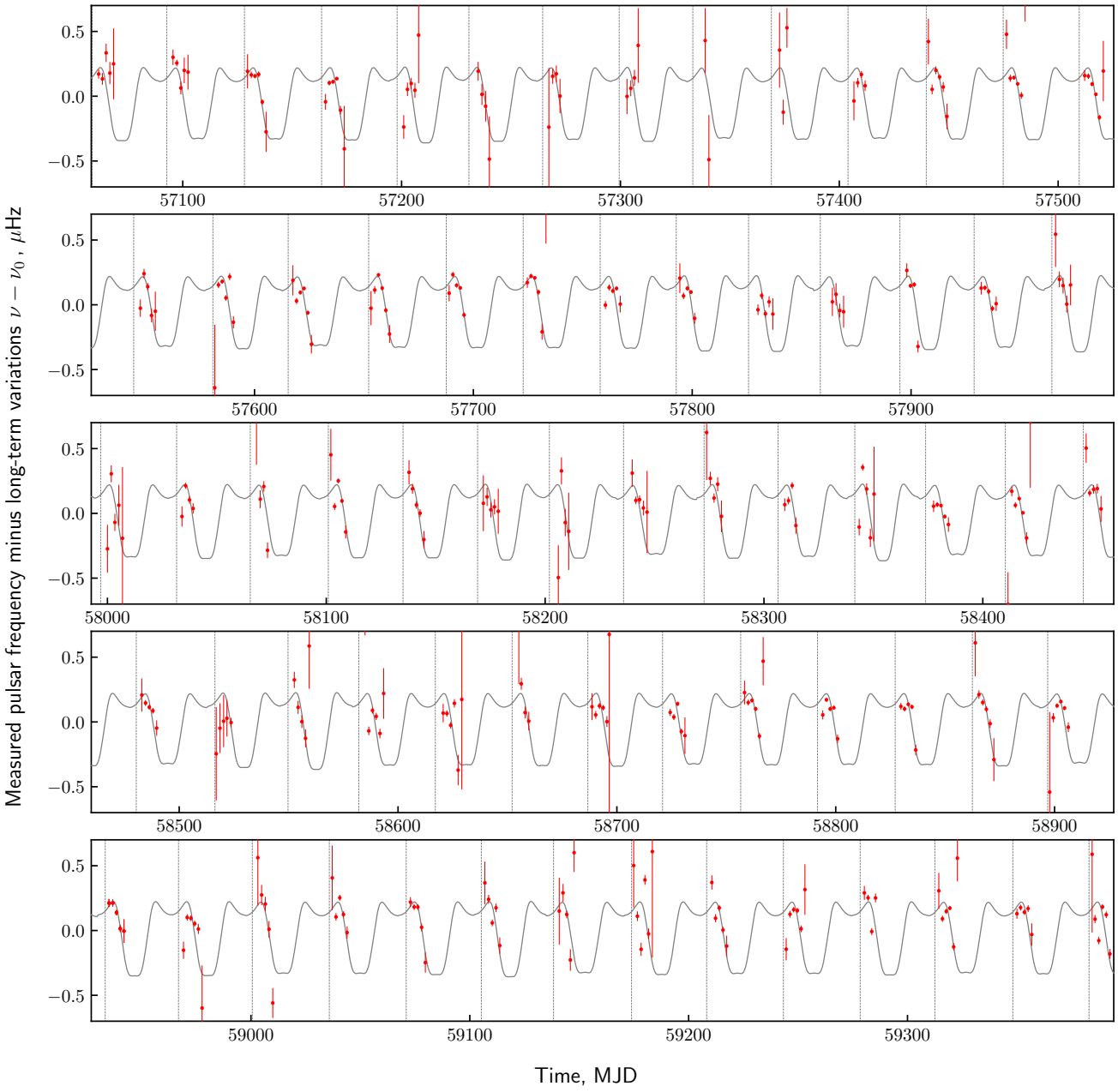

Рисунок 3.7 — Частота пульсара Her X-1 с вычтенной долговременной эволюцией частоты на интервале времени MJD 57058–59394. Точки — измерения космической обсерватории *Fermi*/GBM, сплошная кривая — вариации частоты в модели трёхосной прецессии с параметрами в Таблице 3.2. Вертикальные линии — начало 35-дневных циклов, определённых по рентгеновским данным с спутника *Swift*/BAT, см. приложение А

ство измерений частоты рентгеновского пульсара проводились в середине главного включения 35-дневных циклов, такое предположение оправдано, так как на этих фазах 35-дневного цикла вклад в импульс магнитного полюса N больше, чем вклад других излучающих областей [42]. Этого нельзя сказать о границах главного включения и о фазе короткого включения 35-дневного цикла. Вклад в импульс на этих фазах может быть доминирован другими излучающими областями, с координатами, отличающимся от координат магнитного полюса N. У этих областей свой фазовый угол свободной прецессии $\Phi^*(t)$ и наблюдаемые вариации частоты для импульсов от этих областей будут отличаться от вариаций частоты магнитного полюса N:

$$\frac{d\Phi^*}{dt} \neq \frac{d\Phi}{dt} \tag{3.20}$$

Этими излучающими областями можно объяснить выпадающие от теоретической кривой точки на Рис. 3.6 и 3.7. Пульсы, излучаемые в коротком включении 35-дневного цикла, также могут быть объяснены излучающими дужками, расположенными симметрично относительно оси инерции I_3 но разделены по фазе прецессии на π. Поэтому, ожидаемый профиль вариаций частоты пульсара в коротком включении должен быть похож на профиль вариаций в главном включении. Точные измерения частоты рентгеновского пульсара Her X-1 на коротком включении могут быть полезны для проверки этого предположения.

Заключение

Предметом исследования данной диссертации является рентгеновская двойная система HZ Her/Her X-1. Рентгеновский источник Her X-1 был открыт в 1972 г. первым специализированным рентгеновским спутником *Uhuru*. В том же году источник был отождествлён с переменной звездой HZ Herculis $\sim 13^m$, считавшейся ранее неправильной переменной. Пульсации рентгеновского излучения с периодом 1.24 с указывали на то, что HZ Her/Her X-1 — двойная система с аккрецирующей нейтронной звездой, вращение которой приводило к наблюдаемому феномену рентгеновского пульсара. Рентгеновские данные *Uhuru* позволили определить орбитальный период системы, равный 1.7 дня. С такой периодичностью наступают затмения рентгеновского источника звездой-донором продолжительностью около 5.5 часов. Кроме орбитальной модуляции с периодом 1.7 дня была открыта суперорбитальная, 35-дневная модуляция рентгеновского потока. Кривая потока с фазой 35-дневного цикла состоит из двух включений, главного и короткого, и двух низких состояний. Цикл начинается с главного включения продолжительностью около 7 орбитальных периодов ($\sim$ 12 дней), далее следует низкое состояние продолжительностью около 4 орбитальных периодов ($\sim$ 7 дней), далее следует короткое включение продолжительностью около 4 орбитальных периодов ($\sim$ 7 дней), наконец, цикл завершается низким состоянием продолжительностью около 4 орбитальных периодов ($\sim$ 7 дней) после которого начинается новый цикл. Амплитуда главного включения приблизительно в 3 раза больше амплитуды короткого включения. Продолжительность суперорбитальных циклов может варьироваться в пределах $\sim$ 33–37 дней, поэтому величина 35 дней близка к средней продолжительности цикла. В качестве объяснения 35-дневной модуляции предлагалась свободная прецессия нейтронной звезды, в результате которой магнитный полюс периодически меняет угол к направлению на наблюдателя. Однако, последующие исследования показали, что 35-дневная модуляция обусловлена прецессией наклонного к орбитальной плоскости аккреционного диска. Такой диск открывает нейтронную звезду, когда плоскость диска составляет максимальный угол с направлением на наблюдателя и закрывает её, когда угол близок к нулю.

Орбитальные кривые блеска HZ Her в оптическом диапазоне являются классическим проявлением эффекта рентгеновского прогрева звезды-донора рентгеновским излучением нейтронной звезды. Температура фотосферы донора в области без прогрева составляет около 8000 K, в то время как температура прогретой части может достигать 20000 K. Орбитальное движение приводит к характерной, «треугольной» модуляции потока от звезды-донора, но котором минимум потока наблюдается на орбитальной фазе 0, когда к наблюдателю повёрнута «холодная» часть фотосферы донора, а максимум — когда к наблюдателю повёрнута прогретая часть. Однако, если проследить эволюцию орбитальных кривых блеска с фазой 35-дневного цикла, окажется, что не все кривые имеют треугольную форму. Часть кривых имеют вторичный минимум. Вторичный минимум можно было бы связать с частичным затмением звезды-донора аккреционным диском на орбитальной фазе 0.5, но моделирование показало, что главную роль в формировании орбитальных кривых блеска HZ Her играет переменная область рентгеновской тени от аккреционного диска на поверхности звезды-донора.

В данной диссертации изложена модель, объясняющая эволюцию орбитальных кривых блеска в фильтре B и V с фазой 35-дневного цикла с наилучшей на данный момент точностью. Важный результат этого исследования состоит в том, что для объяснения наблюдаемых кривых блеска недостаточно наклонного прецессирующего плоского диска с постоянной толщиной внешнего края. Наблюдаемые кривые может объяснить наклонный прецессирующий изгибный аккреционный диск. Изгибный диск создает более сложную область рентгеновской тени по сравнению с плоским диском. Параметры изгиба определяются совместным действием магнитного момента сил магнитосферы свободно прецессирующей нейтронной звезды и вязкими напряжениями вещества диска. Фаза свободной прецессии определяет величину и знак магнитного момента. В изложенной модели магнитный момент сил действует на внутренний край аккреционного диска ($r \approx 100 r_{NS}$) и изгибу подвергаются области с радиусом много меньше внешнего радиуса диска.

В рамках созданной модели, дополненной протяжённой горячей оптически тонкой короной над звездой-донором, удалось также объяснить орбитальную модуляцию рентгеновского потока в низком состоянии, изме-

ренный спутником *SRG*/eROSITA. В низком состоянии нейтронная звезда закрыта внешним краем аккреционного диска, поэтому наблюдаемое излучение — результат рассеяния на горячей короне звезды-донора и горячей короне аккреционного диска. Вклад собственного излучения фотоионизационной горячей плазмы и отражения от холодной фотосферы звезды-донора в диапазоне 0.2–8 кэВ, наблюдаемый на *SRG*/eROSITA, оказался пренебрежимо мал.

Третий результат, изложенный в диссертации, — объяснение 35-дневных вариаций частоты рентгеновского пульсара, измеренных спутником *Fermi*/GBM, в рамках модели свободной прецессии нейтронной звезды. Измеренную частоту пульсара $\Omega(t)$ можно описать как сумму долговременной эволюции частоты $\Omega_0(t)$ с размахом десятки микрогерц и 35-дневных вариаций с амплитудой 0.3-0.5 микрогерц $\delta\Omega(t)$. 35-дневные вариации $\delta\Omega(t)$ вычислены в предположении, что вклад в рентгеновский импульс магнитного полюса N много больше вклада других излучающих областей. По критерию χ^2 модель трёхосной прецессии несколько лучше объясняет измерения чем модель двухосной прецессии. Трёхосная модель также более предпочтительна с физической точки зрения, поскольку асимметрия аккрецирующего вещества относительной оси инерции I_3 должна приводить к трёхосности нейтронной звезды.

Исследования, изложенные в диссертации, прояснили некоторые детали рентгеновской двойной системы HZ Her/Her X-1. Однако, HZ Her/Her X-1 и другие подобные системы всё ещё хранят много загадок, которые предстоит разгадать будущим исследователям.

Список литературы

1. *Deslandres H.* Emission of Cathode and X-rays by Celestial Bodies // Nature. — 1922. — Дек. — Т. 110, № 2773. — С. 847—849.
2. *Friedman H.*, *Lichtman S. W.*, *Byram E. T.* Photon Counter Measurements of Solar X-Rays and Extreme Ultraviolet Light // Phys. Rev. — 1951. — Сент. — Т. 83, вып. 5. — С. 1025—1030.
3. *Hulburt E. O.* Photoelectric Ionization in the Ionosphere // Phys. Rev. — 1938. — Март. — Т. 53, вып. 5. — С. 344—351.
4. *Hoyle F.*, *Bates D. R.* The production of the E-layer // Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity. — 1948. — Т. 53, № 1. — С. 51—62.
5. *Giacconi R.* Nobel Lecture: The dawn of x-ray astronomy // Reviews of Modern Physics. — 2003. — Авг. — Т. 75, № 3. — С. 995—1010.
6. Evidence for x Rays From Sources Outside the Solar System / R. Giacconi [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 1962. — Дек. — Т. 9, вып. 11. — С. 439—443.
7. X-ray Sources in the Galaxy / S. Bowyer [и др.] // Nature. — 1964. — Март. — Т. 201, № 4926. — С. 1307—1308.
8. *Giacconi R.*, *Gursky H.*, *Waters J. R.* Two Sources of Cosmic X-rays in Scorpius and Sagittarius // Nature. — 1964. — Дек. — Т. 204, № 4962. — С. 981—982.
9. Angular Sizes of the X-Ray Sources in Scorpio and Sagittarius / M. Oda [и др.] // Nature. — 1965. — Февр. — Т. 205, № 4971. — С. 554—555.
10. *Chiu H.-Y.* Supernovae, neutrinos, and neutron stars // Annals of Physics. — 1964. — Т. 26, № 3. — С. 364—410.
11. *Chiu H.-Y.*, *Salpeter E. E.* Surface X-Ray Emission from Neutron Stars // Phys. Rev. Lett. — 1964. — Апр. — Т. 12, вып. 15. — С. 413—415.
12. *Morton D. C.* Neutron Stars as X-Ray Sources. // Astrophysical Journal. — 1964. — Авг. — Т. 140. — С. 460.
13. *Giacconi R.*, *Gursky H.*, *Waters J. R.* Spectral Data from the Cosmic X-Ray Sources in Scorpius and Near the Galactic Centre // Nature. — 1965. — Авг. — Т. 207, № 4997. — С. 572—575.

14. *Burbidge G. R.* Theoretical ideas concerning X-ray sources (Invited Paper). // Radio Astronomy and the Galactic System. T. 31. — 01.1967. — C. 463.

15. A Measurement of the Location of the X-Ray Source SCO X-1 / H. Gursky [и др.] // Astrophysical Journal. — 1966. — Окт. — Т. 146. — С. 310—316.

16. On the optical identification of SCO X-1. / A. Sandage [и др.] // Astrophysical Journal. — 1966. — Окт. — Т. 146. — С. 316.

17. *Shklovsky I. S.* On the Nature of the Source of X-Ray Emission of Sco XR-1. // Astrophysical Journal, Letters. — 1967. — Апр. — Т. 148. — С. L1.

18. An X-Ray Scan of the Galactic Plane from UHURU / R. Giacconi [и др.] // Astrophysical Journal, Letters. — 1971. — Апр. — Т. 165. — С. L27.

19. Discovery of a Periodic Pulsating Binary X-Ray Source in Hercules from UHURU / H. Tananbaum [и др.] // Astrophysical Journal, Letters. — 1972. — Июнь. — Т. 174. — С. L143.

20. The fourth Uhuru catalog of X-ray sources. / W. Forman [и др.] // Astrophysical Journal, Supplement. — 1978. — Дек. — Т. 38. — С. 357—412.

21. *Bahcall J. N.*, *Bahcall N. A.* The Period and Light Curve of HZ Herculis // Astrophysical Journal, Letters. — 1972. — Нояб. — Т. 178. — С. L1.

22. *Forman W.*, *Jones C. A.*, *Liller W.* Optical Studies of UHURU Sources. III. Optical Variations of the X-Ray Eclipsing System HZ Herculis // Astrophysical Journal, Letters. — 1972. — Нояб. — Т. 177. — С. L103.

23. *Crampton D.*, *Hutchings J. B.* Spectroscopic Observations of HZ Herculis and a Model for Hercules X-1 // Astrophysical Journal, Letters. — 1972. — Дек. — Т. 178. — С. L65.

24. On the Nature of the Optical Variations of HZ Her = Her X1 / A. M. Cherepashchuk [и др.] // Information Bulletin on Variable Stars. — 1972. — Сент. — Т. 720.

25. Further X-ray observations of Hercules X-1 from Uhuru. / R. Giacconi [и др.] // Astrophysical Journal. — 1973. — Авг. — Т. 184. — С. 227.

26. *Staubert R.*, *Bezler M.*, *Kendziorra E.* Hercules X-1 : a random walk noise model for the 35-day turn-ons. // Astronomy and Astrophysics. — 1983. — Янв. — Т. 117. — С. 215—219.

27. RXTE highlights of the 34.85-day cycle of HER X-1 / N. I. Shakura [и др.] // Monthly Notices of the RAS. — 1998. — Нояб. — Т. 300. — С. 992—998.

28. Observational manifestations of the change in the tilt of the accretion disk to the orbital plane in her X-1/HZ her with phase of its 35-day period / D. K. Klochkov [и др.] // Astronomy Letters. — 2006. — Дек. — Т. 32, № 12. — С. 804—815.

29. The Swift/BAT Hard X-Ray Transient Monitor / H. A. Krimm [и др.] // Astrophysical Journal, Supplement. — 2013. — Нояб. — Т. 209, № 1. — С. 14.

30. *Gerend D.*, *Boynton P. E.* Optical clues to the nature of Hercules X-1/HZ Herculis // Astrophysical Journal. — 1976. — Окт. — Т. 209. — С. 562—573.

31. HER X-1: a New Model for X-Ray Dips / N. I. Shakura [и др.] // Astrophysical Letters and Communications. — 1999. — Т. 38. — С. 165.

32. Physics and astrophysics of neutron stars and black holes. — 1978.

33. *Brecher K.* Her X-1: A Processing Binary Pulsar? // Nature. — 1972. — Окт. — Т. 239. — С. 325—326.

34. *Novikov I. D.* Free precession as an explanation for the 36-day period of Hercules X-1 // Astronomicheskii Zhurnal. — 1973. — Июнь. — Т. 50. — С. 459.

35. EXOSAT observations of the 35 day cycle of Hercules X-1 Evidence for neutron star precession / J. Truemper [и др.] // Astrophysical Journal, Letters. — 1986. — Янв. — Т. 300. — С. L63—L67.

36. Variable pulse profiles of Hercules X-1 repeating with the same irregular 35 d clock as the turn-ons / R. Staubert [и др.] // Astronomy and Astrophysics. — 2013. — Февр. — Т. 550. — A110.

37. On the origin of X-ray dips in HER X-1 / N. I. Shakura [и др.] // Astronomy and Astrophysics. — 1999. — Авг. — Т. 348. — С. 917—923.

38. The 35 Day Evolution of the Hercules X-1 Pulse Profile: GINGA Observations and Their Implications / J. E. Deeter [и др.] // Astrophysical Journal. — 1998. — Авг. — Т. 502. — С. 802—823.

39. *Scott D. M.*, *Leahy D. A.*, *Wilson R. B.* The 35 Day Evolution of the Hercules X-1 Pulse Profile: Evidence for a Resolved Inner Disk Occultation of the Neutron Star // Astrophysical Journal. — 2000. — Авг. — Т. 539. — С. 392—412.

40. X-Ray Studies of the HERCULES-X-1 Pulsar with the Astron Satellite / E. K. Sheffer [и др.] // Soviet Ast. — 1992. — Февр. — Т. 36. — С. 41.

41. ASTRON X-ray observations of Her X-1. / F. Giovannelli [и др.] // Frontier Objects in Astrophysics and Particle Physics. — 01.1989. — С. 197—205.

42. Variable neutron star free precession in Hercules X-1 from evolution of RXTE X-ray pulse profiles with phase of the 35-d cycle / K. Postnov [и др.] // Monthly Notices of the RAS. — 2013. — Окт. — Т. 435. — С. 1147—1164.

43. *Shakura N. I.*, *Postnov K. A.*, *Prokhorov M. E.* Presence of a Quadrupole Component of the Magnetic Field Near the Surface of the Neutron Star in HERCULES-X-1 // Soviet Astronomy Letters. — 1991. — Апр. — Т. 17. — С. 339.

44. *Panchenko I. E.*, *Postnov K. A.* Hercules X-1 pulse profile simulation // Astronomy and Astrophysics. — 1994. — Июнь. — Т. 286. — С. 497—500.

45. An extended X-ray low state from Hercules X-1 / A. N. Parmar [и др.] // Nature. — 1985. — Янв. — Т. 313, № 5998. — С. 119—121.

46. Multiwavelength Observations of Hercules X-1/HZ Herculis / S. D. Vrtilek [и др.] // Astrophysical Journal, Letters. — 1994. — Нояб. — Т. 436. — С. L9.

47. The 1999 Hercules X-1 Anomalous Low State / W. Coburn [и др.] // Astrophysical Journal. — 2000. — Нояб. — Т. 543, № 1. — С. 351—358.

48. *Boyd P.*, *Still M.*, *Corbet R.* Her X-1 Exiting Anomalous Low State // The Astronomer's Telegram. — 2004. — Июль. — Т. 307. — С. 1.

49. *Still M.*, *Boyd P.* Fine-Tuning the Accretion Disk Clock in Hercules X-1 // Astrophysical Journal, Letters. — 2004. — Май. — Т. 606, № 2. — С. L135—L138.

50. *Howarth I. D.*, *Wilson B.* A Study of the Low-Mass X-Ray Binary Hz-Herculis / HERCULES-X-1 Using IUE and Optical Data // Monthly Notices of the RAS. — 1983. — Янв. — Т. 202. — С. 347.

51. *Wilson R. E.*, *Devinney E. J.* Realization of Accurate Close-Binary Light Curves: Application to MR Cygni // Astrophysical Journal. — 1971. — Июнь. — Т. 166. — С. 605.

52. Observations of Her X-1 in low states during SRG/eROSITA all-sky survey / N. I. Shakura [и др.] // Astronomy and Astrophysics. — 2021. — Апр. — Т. 648. — A39.

53. Modelling of 35-d superorbital cycle of B and V light curves of IMXB HZ Her/Her X-1 / D. A. Kolesnikov [и др.] // Monthly Notices of the RAS. — 2020. — Дек. — Т. 499, № 2. — С. 1747—1757.

54. *Lipunov V. M.*, *Semenov E. S.*, *Shakura N. I.* The Orientation of the Accretion Disk in Binary X-Ray Pulsars // Soviet Ast. — 1981. — Авг. — Т. 25. — С. 439.

55. *Lipunov V. M.* Astrofizika nejtronnykh zvezd (Astrophysics of neutron stars). — Moscow : Nauka, 1987.

56. Identification of the X-Ray Pulsar in Hercules: a New Optical Pulsar / A. Davidsen [и др.] // Astrophysical Journal, Letters. — 1972. — Нояб. — Т. 177. — С. L97.

57. *Petro L.*, *Hiltner W. A.* Light Curve of HZ Herculis // Astrophysical Journal, Letters. — 1973. — Апр. — Т. 181. — С. L39.

58. Color photometric study of HZ Herculis. / P. E. Boynton [и др.] // Astrophysical Journal. — 1973. — Дек. — Т. 186. — С. 617—624.

59. *Lyutyj V. M.* // Peremennye zvezdy. — 1973. — Т. 18. — С. 41.

60. The effects of the 35-day X-ray cycle on the light curve of HZ Herculis. / S. A. Grandi [и др.] // Astrophysical Journal. — 1974. — Июнь. — Т. 190. — С. 365—373.

61. *Luytyi V. M.* // Astronomicheskii Zhurnal. — 1973. — Т. 50. — С. 3.

62. Photoelectric UBV-observations of the binary X-ray systems HZ Her (Her X-1) and V1357 Cyg (Cyg X-1) (in russian) / A. M. Cherepashchuk [и др.] // Peremennye zvezdy. — 1974. — Т. 19, № 4. — С. 305—318.

63. *Voloshina I. B.*, *Luytyi V. M.*, *Sheffer E. K.* Some features of the photometric behavior of HZ Her/Her X-1 - Twisted-disk effects // Pisma v Astronomicheskii Zhurnal. — 1990. — Июль. — Т. 16. — С. 625—634.

64. *Lyutyj V. M.*, *Voloshina I. B.* The colorimetric study of HZ Her/Her X-1 in the primary minimum - The effects of asymmetry // Pisma v Astronomicheskii Zhurnal. — 1989. — Сент. — Т. 15. — С. 806—815.

65. *Kiliachkov N. N.*, *Shevchenko V. S.* U, B, V, R photometry of HZ Herculis during the 1977 X-ray program // Soviet Astronomy Letters. — 1978. — Авг. — Т. 4. — С. 356—361.

66. *Kilyachkov N. N.*, *Shevchenko V. S.* The light curve of HZ Herculis near minimum, and an interpretation // Pisma v Astronomicheskii Zhurnal. — 1980. — Дек. — Т. 6. — С. 717—722.

67. *Kiljachkov N. N.*, *Shevchenko V. S.* The features of the HZ HER light curve near the minimum // Pisma v Astronomicheskii Zhurnal. — 1988. — Май. — Т. 14. — С. 438—444.

68. *Kiljachkov N. N.* // Pisma v Astronomicheskii Zhurnal. — 1994. — Т. 20. — С. 664.

69. *Kippenhahn R.*, *Schmidt H. U.*, *Thomas H.-C.* UBV photometry of HZ Herculis - The shape of the primary minimum // Astronomy and Astrophysics. — 1980. — Окт. — Т. 90. — С. 54—57.

70. *Gladyshev S. A.* Фотометрия SS433 и других пекулярных объектов : дис. ... канд. / Gladyshev S. A. — Moscow : Lomonosov Moscow State University, 1981.

71. Four-color photometry of HZ HER in 1982-1984. Optical variability of the system in a period of anomalous X-ray activity / A. V. Mironov [и др.] // Astronomicheskii Zhurnal. — 1986. — Февр. — Т. 63. — С. 113—122.

72. *Staubert R.*, *Klochkov D.*, *Wilms J.* Updating the orbital ephemeris of Hercules X-1; rate of decay and eccentricity of the orbit // Astronomy and Astrophysics. — 2009. — Июнь. — Т. 500, № 2. — С. 883—889.

73. *Lucy L. B.* Gravity-Darkening for Stars with Convective Envelopes // ZAp. — 1967. — Янв. — Т. 65. — С. 89.

74. *Leahy D. A.*, *Abdallah M. H.* HZ Her: Stellar Radius from X-Ray Eclipse Observations, Evolutionary State, and a New Distance // Astrophysical Journal. — 2014. — Т. 793, № 2. — С. 79.

75. Probing the outer edge of an accretion disk: a Her X-1 turn-on observed with RXTE / M. Kuster [и др.] // Astronomy and Astrophysics. — 2005. — Дек. — Т. 443. — С. 753—767.

76. *Inam S. C.*, *Baykal A.* X-ray spectral evolution of Her X-1 in a low state and the following short high state // Monthly Notices of the RAS. — 2005. — Авг. — Т. 361, № 4. — С. 1393—1398.

77. *Leahy D. A.*, *Igna C.* The Light Curve of Hercules X-1 as Observed by the Rossi X-Ray Timing Explorer // Astrophysical Journal. — 2011. — Июль. — Т. 736, № 1. — С. 74.

78. *Abdallah M. H.*, *Leahy D. A.* Spectral signature of atmospheric reflection in Hercules X-1/HZ Hercules during low and short high states // Monthly Notices of the RAS. — 2015. — Нояб. — Т. 453, № 4. — С. 4222—4231.

79. *Basko M. M.*, *Sunyaev R. A.* Interaction of the X-Ray Source Radiation with the Atmosphere of the Normal Star in Close Binary Systems // Ap&SS. — 1973. — Июль. — Т. 23, № 1. — С. 117—158.

80. *Krolik J. H.*, *McKee C. F.*, *Tarter C. B.* Two-phase models of quasar emission line regions. // Astrophysical Journal. — 1981. — Окт. — Т. 249. — С. 422—442.

81. *Bochkarev N. G.* Physical Conditions in the Gaseous Corona around the Outer Edge of the Accretion Disk in HERCULES-X-1 // Soviet Ast. — 1989. — Дек. — Т. 33. — С. 638.

82. *Bochkarev N. G.*, *Karitskaya E. A.* Behavior of Matter Near the Outer Region of the Accretion Disk in HERCULES-X-1 // Evolutionary Processes in Interacting Binary Stars. Т. 151. — 1992. — С. 449.

83. *Leahy D. A.* Ginga observations of Her X-1 in the short high state: evidence for an extended emission region // Monthly Notices of the RAS. — 2000. — Июль. — Т. 315, № 4. — С. 735—739.

84. *Leahy D. A.*, *Chen Y.* AstroSat SXT Observations of Her X-1 // Astrophysical Journal. — 2019. — Февр. — Т. 871, № 2. — С. 152.

85. *Wilms J.*, *Allen A.*, *McCray R.* On the Absorption of X-Rays in the Interstellar Medium // Astrophysical Journal. — 2000. — Окт. — Т. 542, № 2. — С. 914—924.

86. *Grevesse N.*, *Noels A.*, *Sauval A. J.* Standard Abundances // Cosmic Abundances. Т. 99. — 01.1996. — С. 117.

87. A new mass estimate for Hercules X-1 / A. P. Reynolds [и др.] // Monthly Notices of the RAS. — 1997. — Июнь. — Т. 288, № 1. — С. 43—52.

88. *Sobolev V. V.* Light scattering in planetary atmospheres. — Oxford, New York, Pergamon Press, 1975.

89. *Nagirner D. I.* Lectures on the theory of radiative transfer (in Russian). — Saint Petersburg University, 2001.

90. The BeppoSAX LECS X-ray spectrum of Hercules X-1. / T. Oosterbroek [и др.] // Astronomy and Astrophysics. — 1997. — Нояб. — Т. 327. — С. 215—218.

91. The broad-band (0.1-200 keV) spectrum of HER X-1 observed with BeppoSAX / D. dal Fiume [и др.] // Astronomy and Astrophysics. — 1998. — Янв. — Т. 329. — С. L41—L44.

92. *Ambartsumian V. A.* Proceedings (in Russian). — Armenian Academy of Sciences, 1960.

93. *Chandrasekhar S.* Selected Papers. — The University of Chicago Press, 1989.

94. *Sobolev V. V.* Course for Theoretical astrophysics (in Russian). — Moscow: Nauka, 1985.

95. *Busbridge I. W.* The Mathematics of Radiative Transfer. — Cambridge, 1960.

96. *Sobolev V. V.* Anisotropic Scattering of Light in a Semiinfinite Atmosphere. II. // Soviet Ast. — 1968. — Дек. — Т. 12. — С. 420.

97. *Chandrasekhar S.* Radiative transfer. — Oxford, Clarendon Press, 1950.

98. *Leahy D. A.* Hercules X-1: Using Eclipse to Measure the X-Ray Corona // Astrophysical Journal. — 2015. — Февр. — Т. 800, № 1. — С. 32.

99. *Mehdipour M.*, *Kaastra J. S.*, *Kallman T.* Systematic comparison of photoionised plasma codes with application to spectroscopic studies of AGN in X-rays // Astronomy and Astrophysics. — 2016. — Дек. — Т. 596. — A65.

100. *Katz J. I.* Thirty-five-day Periodicity in Her X-1 // Nature Physical Science. — 1973. — Дек. — Т. 246. — С. 87—89.

101. *Roberts W. J.* A slaved disk model for Hercules X-1. // Astrophysical Journal. — 1974. — Февр. — Т. 187. — С. 575—584.

102. *Petterson J. A.* Hercules X-1: a neutron star with a twisted accretion disk? // Astrophysical Journal, Letters. — 1975. — Окт. — Т. 201. — С. L61—L64.

103. *Landau L. D.*, *Lifshitz E. M.* CHAPTER VI - MOTION OF A RIGID BODY. — Oxford : Butterworth-Heinemann, 1976. — С. 96—130.

104. *Bisnovatyj-Kogan G. S.*, *Kahabka P.* Period variuariations and phase residuals in freely precessing stars. // Astronomy and Astrophysics. — 1993. — Янв. — Т. 267. — С. L43—L46.

105. LMFIT: Non-Linear Least-Square Minimization and Curve-Fitting for Python / M. Newville [и др.]. — Вер. 0.8.0. — 09.2014.

106. *Alexander T.* Is AGN Variability Correlated with Other AGN Properties? ZDCF Analysis of Small Samples of Sparse Light Curves // Astronomical Time Series. Т. 218. — 1997. — С. 163.

Приложение А

35-дневные циклы Her X-1

По наблюдениям эволюции профилей рентгеновских импульсов Her X-1, моменты нулевой фазы свободной прецессии нейтронной звезды имеют постоянную разницу во времени с моментом начала 35-дневного цикла [42]. Поэтому, для определения фазы прецессии нейтронной звезды в данной работе используется фаза 35-дневного цикла с постоянным сдвигом Δt. Для определения фазы 35-дневного цикла использованы измерения рентгеновского потока спутника *Swift*/BAT[1]

Распространённый способ для определения фазы 35-дневного цикла, использовавшийся разными авторами [28] заключается в вычислении кросс-корреляционной функции $F(t)$ между шаблоном $P(t)$, описывающим 35-цикл, и данными наблюдений рентгеновского потока $\{f_i, t_i\}$. Положение максимумов кросс-корреляционной функции указывают положение при котором данные и шаблон совпадают лучшим образом. Теоретический шаблон требует предположений о форме кривой 35-дневного цикла. От формы теоретического шаблона может зависеть вычисляемая фаза 35-дневного цикла. В данной работе вместо теоретического шаблона $P(t)$ используется измеренный поток в течении одного цикла в интервале времени MJD 57000–57036 $\{f_i, t_i\}, i \,:\, t_i \in$ MJD 57000–57036, для краткости дальше будем называть этот шаблон P. Выбор именно этого цикла был сделан произвольно. Выбор других циклов в качестве шаблона не влияет на вычисленную фазу 35-дневного цикла, если только в них не содержится гораздо меньше измерений, чем в среднем.

Для вычисления дискретной кросс-корреляционной функции использовался алгоритм ZCDF [106]. Преимущество данного алгоритма заключается в том, что он позволяет вычислить среднеквадратичную ошибку вычисления корреляционной функции $F(t)$. После вычисления кросс-корреляционной функции были найдены её максимумы, вручную отфильтрованы ложные.

[1] Данные со спутника *Swift*/BAT находятся в интернете в свободном доступе: `https://swift.gsfc.nasa.gov/results/transients/HerX-1/`

Положение максимума $F(t)$ указывает на положение наилучшего совпадения шаблона и данных, но не положение начала 35-дневного цикла, поскольку начало шаблона, вообще говоря, не совпадает с началом 35-дневного цикла. Для определения начала 35-дневного цикла по кросс-корреляционной функции необходимо измерить положение начала 35-дневного цикла на шаблоне P. Для этого все наблюдаемые измерения потока были расположены на фазе 35-дневного цикла, полученного по кросс-корреляционной функции. Все наблюдаемые точки были собраны в равномерно распределённые бины по 0.1 дня. Для каждого бина было вычислено среднее значение потока S и среднеквадратичное отклонение σ. За начало 35-дневного цикла был принят первый бин с отношением $S/\sigma > 3$. Таким образом, точность определения начала 35-дневного цикла равна ширине бина: 0.1 дня. В таблице А.1 приведены моменты начала 35-дневных циклов, рассчитанных методом дискретной кросс-корреляции. Также, в этой таблице приведены длительности 35-дневных циклов, рассчитанное значение момента инерции ΔI_3 в модели двухосной (столбец «2») и трёхосной (столбец «3») прецессии нейтронной звезды, см. раздел 3.3 и 3.4.

Таблица А.1 — Параметры 35-дневных циклов и моменты инерции нейтронной звезды Her X-1

			«3»	«2»
Номер цикла, j	Начало цикла, MJD	Длительность цикла, дней	$\Delta I_3, \times 10^{-7}$	$\Delta I_3, \times 10^{-7}$
0	54650.9	34.7	7.424	6.422
1	54685.6	34.0	7.541	6.549
2	54719.6	35.3	7.317	6.306
3	54755.0	34.1	7.536	6.543
4	54789.1	35.6	7.271	6.257
5	54824.7	34.3	7.498	6.503
6	54858.9	35.6	7.275	6.262
7	54894.5	35.4	7.315	6.304
8	54929.9	35.6	7.274	6.26
9	54965.5	34.6	7.438	6.437
10	55000.1	35.6	7.267	6.253
11	55035.8	35.6	7.274	6.259
12	55071.4	34.3	7.499	6.503
13	55105.6	35.5	7.295	6.282
14	55141.1	35.3	7.316	6.305
15	55176.5	35.4	7.307	6.296
16	55211.9	33.9	7.572	6.581
17	55245.7	35.7	7.262	6.247
18	55281.4	34.6	7.438	6.437
19	55316.0	35.2	7.334	6.325
20	55351.3	36.0	7.21	6.19
21	55387.3	35.1	7.349	6.341
22	55422.4	34.9	7.388	6.383
23	55457.3	33.3	7.671	6.688

продолжение следует

продолжение

			«3»	«2»
Номер цикла, j	Начало цикла, MJD	Длительность цикла, дней	$\Delta I_3, \times 10^{-7}$	$\Delta I_3, \times 10^{-7}$
24	55490.6	35.4	7.305	6.294
25	55526.0	34.7	7.42	6.418
26	55560.8	34.3	7.489	6.492
27	55595.1	35.2	7.332	6.322
28	55630.4	34.5	7.455	6.456
29	55664.9	35.2	7.334	6.325
30	55700.1	34.9	7.382	6.377
31	55735.1	35.9	7.224	6.206
32	55771.0	34.7	7.424	6.422
33	55805.7	34.1	7.528	6.535
34	55839.8	34.9	7.386	6.381
35	55874.7	36.0	7.216	6.197
36	55910.7	34.6	7.436	6.435
37	55945.3	34.2	7.517	6.522
38	55979.5	35.0	7.381	6.376
39	56014.4	34.2	7.508	6.513
40	56048.6	34.9	7.383	6.378
41	56083.6	34.6	7.441	6.44
42	56118.2	34.4	7.482	6.485
43	56152.6	35.3	7.323	6.313
44	56187.9	34.6	7.439	6.438
45	56222.5	35.8	7.248	6.232
46	56258.2	34.7	7.428	6.426
47	56292.9	34.4	7.482	6.484
48	56327.3	34.6	7.438	6.437
49	56361.9	35.1	7.351	6.343
50	56397.0	35.2	7.339	6.33
51	56432.3	34.4	7.468	6.47
52	56466.7	35.6	7.282	6.269
53	56502.3	33.0	7.727	6.748
54	56535.3	34.1	7.524	6.53
55	56569.4	34.0	7.539	6.546
56	56603.5	35.9	7.219	6.2
57	56639.4	33.7	7.593	6.605
58	56673.1	35.5	7.284	6.271
59	56708.7	35.7	7.265	6.25
60	56744.3	35.8	7.238	6.221
61	56780.2	35.3	7.323	6.314
62	56815.5	35.0	7.369	6.362
63	56850.5	33.5	7.646	6.661
64	56884.0	35.6	7.276	6.262
65	56919.5	33.7	7.61	6.622
66	56953.2	34.6	7.444	6.444
67	56987.8	36.2	7.178	6.156
68	57024.0	34.6	7.447	6.447
69	57058.6	34.2	7.519	6.525
70	57092.7	35.5	7.293	6.281
71	57128.2	35.3	7.33	6.321
72	57163.5	34.5	7.458	6.459
73	57198.0	32.8	7.769	6.794
74	57230.8	33.7	7.604	6.616
75	57264.4	35.0	7.377	6.371
76	57299.4	33.6	7.611	6.624
77	57333.1	35.9	7.228	6.21
78	57369.0	35.0	7.368	6.362
79	57404.0	35.8	7.249	6.233
80	57439.7	35.2	7.348	6.34

продолжение следует

продолжение

			«3»	«2»
Номер цикла, j	Начало цикла, MJD	Длительность цикла, дней	$\Delta I_3, \times 10^{-7}$	$\Delta I_3, \times 10^{-7}$
81	57474.9	34.7	7.417	6.415
82	57509.6	35.1	7.348	6.341
83	57544.8	36.2	7.18	6.158
84	57581.0	34.4	7.477	6.48
85	57615.4	36.8	7.09	6.06
86	57652.2	35.5	7.298	6.286
87	57687.6	35.1	7.348	6.341
88	57722.8	35.2	7.341	6.333
89	57758.0	34.7	7.416	6.414
90	57792.7	33.0	7.723	6.744
91	57825.7	32.8	7.772	6.796
92	57858.5	36.4	7.151	6.127
93	57894.9	33.9	7.564	6.573
94	57928.8	35.5	7.287	6.274
95	57964.3	32.6	7.817	6.844
96	57996.9	34.7	7.423	6.421
97	58031.6	33.7	7.61	6.623
98	58065.3	35.7	7.262	6.246
99	58100.9	34.1	7.526	6.532
100	58135.1	34.1	7.532	6.539
101	58169.1	32.8	7.771	6.796
102	58201.9	33.9	7.562	6.572
103	58235.9	36.8	7.089	6.059
104	58272.6	33.8	7.58	6.59
105	58306.4	35.1	7.364	6.357
106	58341.5	32.4	7.857	6.887
107	58373.9	36.4	7.141	6.116
108	58410.3	35.6	7.269	6.254
109	58445.9	34.4	7.468	6.47
110	58480.4	35.9	7.219	6.2
111	58516.3	33.4	7.658	6.675
112	58549.7	32.3	7.86	6.891
113	58582.1	35.0	7.379	6.374
114	58617.0	35.1	7.358	6.351
115	58652.1	34.6	7.442	6.442
116	58686.7	34.1	7.521	6.527
117	58720.9	35.7	7.258	6.242
118	58756.6	35.1	7.355	6.348
119	58791.7	35.5	7.292	6.279
120	58827.2	35.3	7.328	6.318
121	58862.4	34.4	7.476	6.478
122	58896.9	36.6	7.124	6.097
123	58933.4	33.5	7.638	6.653
124	58966.9	33.7	7.598	6.61
125	59000.6	35.2	7.341	6.332
126	59035.8	35.1	7.351	6.344
127	59070.9	34.3	7.49	6.493
128	59105.3	33.0	7.733	6.754
129	59138.3	35.6	7.269	6.254
130	59173.9	34.3	7.487	6.49
131	59208.2	35.1	7.365	6.358
132	59243.3	35.1	7.358	6.351
133	59278.4	34.1	7.524	6.53
134	59312.5	35.6	7.271	6.257
135	59348.1	34.8	7.404	6.4
136	59382.9	34.7	7.422	6.42

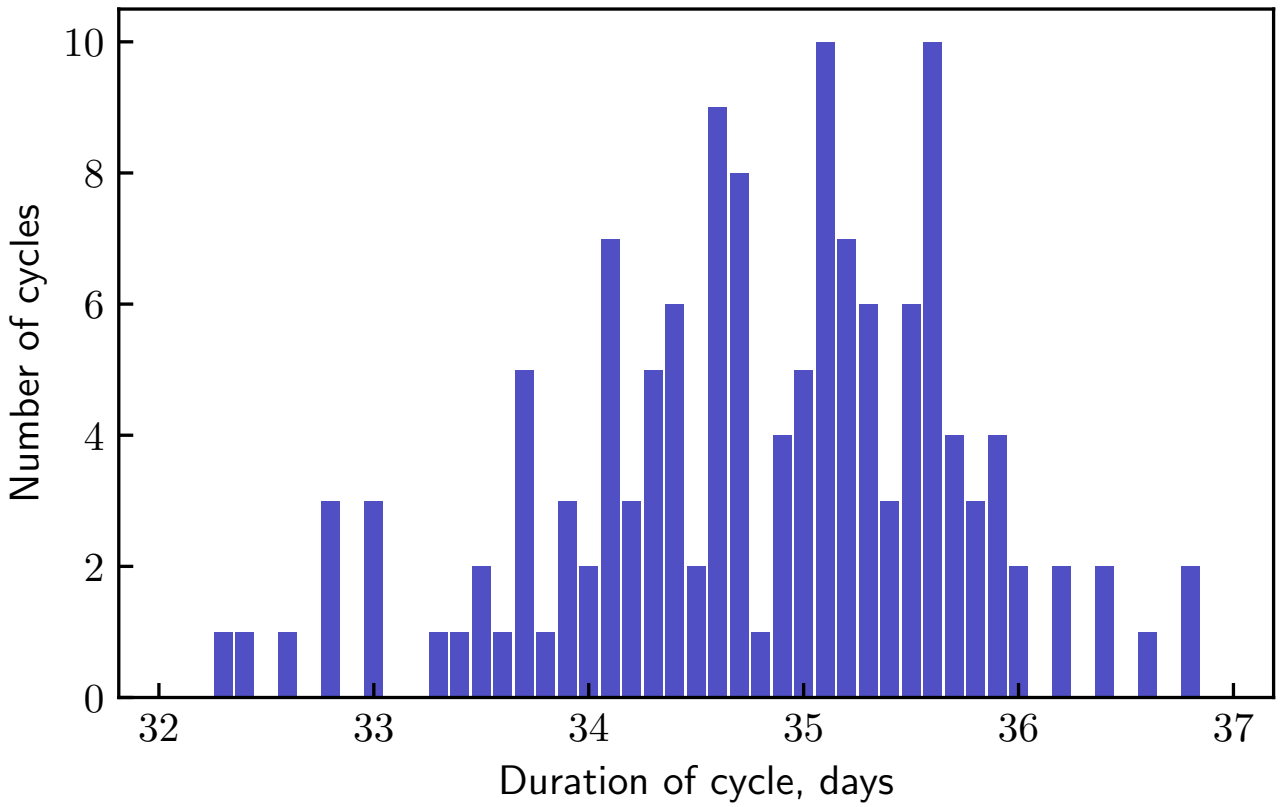

Рисунок А.1 — Распределение длительностей 35-дневных циклов Her X-1 по данным спутника *Swift*/BAT за период MJD 54650–59382 (137 циклов). Ширина бина 0.1 дня.

Таблица А.2 — Долговременная эволюция частоты пульсара Her X-1

Номер цикла, j	t_j, MJD	$\nu_j \times 10^{-5} + 0.8079$, Гц
2	54726.91	2.3476
3	54760.36	2.4355
4	54796.05	2.5070
5	54831.80	2.5380
6	54865.80	2.5659
7	54900.66	2.6082
8	54936.37	2.6978
9	54971.21	2.7340
10	55006.07	2.8031
11	55041.76	2.8834
12	55076.63	2.9694
13	55112.33	3.0662
14	55146.33	3.0910
15	55182.04	3.1806
16	55216.88	3.2679
17	55251.74	3.3362
18	55287.45	3.3517
19	55321.46	3.3598
20	55357.15	3.4129
21	55392.85	3.4379
22	55428.56	3.4796

продолжение следует

продолжение

Номер цикла, j	t_j, MJD	$\nu_j + 0.8079$, Гц
23	55464.27	3.5462
24	55498.27	3.4341
25	55531.43	3.2819
26	55567.13	3.4153
27	55601.13	3.3524
28	55635.97	3.4482
29	55670.85	3.4878
30	55705.68	3.4367
31	55741.39	3.4997
32	55777.10	3.5698
33	55810.62	3.6085
34	55845.94	3.4974
35	55880.79	3.5782
36	55916.50	3.6168
37	55951.36	3.6936
38	55986.21	3.7729
39	56019.37	3.5627
40	56053.36	3.5510
41	56089.08	3.5909
42	56123.93	3.6445
43	56157.93	3.7143
44	56193.66	3.8105
45	56229.34	3.8463
46	56264.19	3.8520
47	56299.04	3.7043
48	56333.04	3.7663
49	56368.75	3.8619
50	56403.61	3.9323
51	56438.46	3.9829
52	56473.31	3.9383
53	56508.17	3.9673
54	56541.32	3.7576
55	56575.32	3.7831
56	56609.32	3.7088
57	56645.02	3.8269
58	56679.87	3.9120
59	56714.75	3.9438
60	56750.44	3.9712
61	56785.31	3.9958
62	56821.00	4.0038
63	56856.69	4.0148
64	56891.56	3.9804
65	56924.70	3.7997
66	56959.57	3.9324
67	56994.40	3.9863
68	57030.10	4.0276
69	57064.13	4.0673
70	57099.84	4.1381
71	57133.83	4.2445
72	57169.52	4.3165
73	57204.38	4.2516
74	57236.69	3.9947
75	57269.85	3.8602
76	57305.56	3.8793
77	57339.56	3.6466
78	57375.24	3.7617
79	57410.11	3.8909
80	57444.96	3.9009

продолжение следует

продолжение		
Номер цикла, j	t_j, MJD	$\nu_j + 0.8079$, Гц
81	57480.66	3.9054
82	57516.37	3.9028
83	57551.23	3.8788
84	57586.08	3.9012
85	57621.77	3.9046
86	57657.47	3.9111
87	57693.46	3.9164
88	57728.89	3.9432
89	57762.88	3.9992
90	57798.58	3.9025
91	57832.60	3.9695
92	57865.75	3.7353
93	57900.60	3.7525
94	57935.46	3.8704
95	57969.45	3.8382
96	58003.45	3.6421
97	58036.61	3.6337
98	58070.63	3.7774
99	58105.48	3.8695
100	58141.17	3.9264
101	58175.18	3.7653
102	58208.36	3.5862
103	58243.18	3.6102
104	58277.18	3.6743
105	58312.04	3.6719
106	58346.89	3.7699
107	58380.89	3.8702
108	58416.61	3.9037
109	58450.59	3.8997
110	58486.31	3.9490
111	58521.13	3.9164
112	58556.02	3.8763
113	58589.17	3.8031
114	58624.88	3.8219
115	58658.09	3.7112
116	58692.78	3.7505
117	58726.88	3.8553
118	58762.58	3.9048
119	58797.45	3.9344
120	58832.30	3.9583
121	58868.00	3.9290
122	58902.00	3.9213
123	58937.69	3.9152
124	58973.42	3.9562
125	59006.56	3.7438
126	59041.41	3.7264
127	59075.41	3.8179
128	59110.27	3.8715
129	59144.27	3.9584
130	59179.14	4.0506
131	59213.98	4.0771
132	59248.84	4.1086
133	59283.68	4.1487
134	59318.54	4.2293
135	59352.54	4.2662
136	59389.16	4.3000