

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ. А.Ф. ИОФФЕ РОССИЙСКОЙ
АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

БОБАКОВ АЛЕКСАНДР ВАСИЛЬЕВИЧ

**ОПТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ДВОЙНЫХ
ЗВЁЗДНЫХ СИСТЕМ С МИЛЛИСЕКУНДНЫМ
ПУЛЬСАРОМ.**

Специальность 1.3.1 —
«физика космоса, астрономия»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
д. ф.-м. н.
Шибанов Юрий Анатольевич

Санкт-Петербург — 2025

Содержание

Введение	4
Нейтронные звёзды	4
Цели работы	7
Научная новизна	8
Основные положения, выносимые на защиту	9
Личный вклад	11
Структура диссертации	12
1 Методы исследования	13
1.1 Оптические телескопы и инструменты	13
1.2 Методы обработки оптических данных	14
1.2.1 Астрометрия	15
1.2.2 Фотометрия	15
1.2.3 Спектроскопия	17
2 Оптические спектроскопические наблюдения трёх пульсаров в двойных системах	19
2.1 Введение	19
2.2 Наблюдения и обработка данных	22
2.3 Анализ данных	28
2.3.1 PSR J0621+2514	30
2.3.2 PSR J2302+4442 и PSR J2317+1439	33
2.4 Результаты	36
2.5 Заключение	41
3 Оптические исследования трёх “чёрных вдов”	42

3.1	Введение	42
3.2	Наблюдения и обработка данных	43
3.2.1	PSR J2017–1614	43
3.2.2	PSR J1513–2550	48
3.2.3	PSR J1627+3219	49
3.3	Анализ данных	52
3.4	Результаты	55
3.4.1	PSR J2017–1614	55
3.4.2	PSR J1513–2550	60
3.4.3	PSR J1627+3219	61
3.4.4	Рентгеновское излучение	61
3.5	Заключение	62
4	Оптические исследования транзientного источника	
	MASTER OT J072007.30+451611.6	63
4.1	Введение	63
4.2	Наблюдения и обработка данных	64
4.2.1	Архивные данных	64
4.2.2	Оптическая фотометрия и спектроскопия	64
4.3	Анализ полученных данных	65
4.3.1	Кривые блеска на больших и малых масштабах времени	65
4.3.2	Оптическая спектроскопия	71
4.3.3	Параметры системы	75
4.3.4	Доплеровская томография	79
4.3.5	Рентгеновские данные	80
4.4	Результаты	82
4.5	Заключение	85
	Заключение	89
	Литература	92

Введение

Актуальность темы диссертации

Нейтронные звезды (НЗ) – это класс компактных объектов с массами порядка $1,4 M_{\odot}$ и радиусами порядка 10 км. Существование таких объектов было предсказано в 1930-е годы [1]. Первая НЗ была открыта как радиопульсар в 1967 году в Маллардской обсерватории [2]. Пульсары – это источники периодического излучения, которое наблюдается в основном в радио-, рентгеновском и гамма-диапазонах. Они формируются в результате сжатия массивных звезд ($8 - 25 M_{\odot}$) во время взрывов сверхновых. Образующиеся в результате объекты обладают высокой скоростью вращения и мощным магнитным полем $10^8 - 10^{15}$ Гс. Такое поле приводит к формированию потоков высокоэнергетических заряженных частиц вблизи магнитных полюсов НЗ. Излучение от этих частиц является нетепловым и наблюдается на различных длинах волн от радио- до гамма-диапазона. При этом магнитная ось пульсара, как правило, не совпадает с его осью вращения, чем и объясняются наблюдаемые пульсации излучения.

В настоящее время известно около 4000 НЗ¹. Большая часть из них была открыта как радиопульсары. Анализ пульсаций НЗ, или хронометрирование, позволяет по задержке времени прихода импульсов на разных частотах измерять ряд важных параметров, например, период пульсаций и меру дисперсии. Мера дисперсии определяется концентрацией электронов на луче зрения и позволяет с помощью различных моделей распределения электронов в Галактике оценить расстояние до пульсаров. Ещё одним важным параметром является замедление вращения пульсара, вызванное потерями вращательной энергии на магнито-дипольное излучение и генерацию пульсарного ветра релятивистских частиц. С помощью измерений производной по времени перио-

¹<https://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/>

да вращения пульсара можно оценить возраст пульсара и величину дипольной компоненты магнитного поля НЗ.

Помимо нетепловой компоненты излучения также существует и тепловая излучаемая с поверхности НЗ, которая наблюдается чаще всего в рентгеновском, а также может проявляться в оптическом и ультрафиолетовом диапазонах[3]. Из анализа спектров этого излучения можно оценить температуру поверхности НЗ и горячих полярных шапок, подогреваемых обратным током релятивистских частиц из магнитосферы пульсара.

Среди всех пульсаров выделяют большую группу, порядка 13%, миллисекундных пульсаров (МСП). Эти объекты обладают периодом вращения меньше 30 мс и магнитным полем около 10^8 – 10^{10} Гс. Первый миллисекундный пульсар, PSR 1937+21, был открыт с помощью обсерватории Аресибо в 1982 году [4]. Он был зарегистрирован как радиоисточник, который впоследствии оказался пульсаром с очень коротким периодом пульсаций, равным 1,5 мс. Такой период в рамках стандартной теории образования НЗ мог бы говорить о том, что это очень молодая НЗ. Однако в окрестностях объекта не наблюдается остатка взрыва сверхновой. Для объяснения этого было выдвинуто предположение о том, что данный пульсар входит в двойную систему, прошедшую стадию аккреции вещества с нормальной звезды на нейтронную [5]. При аккреции звездного вещества со звезды-компаньона механический момент сохраняется, и частота обращения пульсара увеличивается. В результате этого процесса остаётся МСП с звездой-компаньоном БК. Открытие следующих двух МСП PSR B1953+29 [6] и PSR B1855+09 [7] с такими компаньонами, показало корректность, полученных ранее, оценок. С тех пор с увеличением разрешающей способности и чувствительности телескопов количество открытых объектов этого класса сильно увеличилось. Сейчас известно более 600 МСП, большинство из которых входят в двойные системы.

МСП имеют очень стабильный период пульсаций, поэтому они могут применяться в качестве стандартных эталонов времени. Это позволяет использовать их для уточнения скоростей движения и радиусов орбит объектов Солнечной системы, что, в свою очередь, полезно, например, для навигации космических аппаратов [8]. Наличие компаньонов у пульсаров позволяет

использовать их как своеобразную лабораторию для проведения релятивистских экспериментов.

МСП в двойных звездных системах могут быть использованы для определения масс НЗ, что является важной задачей современной астрофизики и необходимо для построения теории сверхплотного вещества, обладающего плотностями выше ядерной $2,8 \times 10^{-14}$ г см⁻³. Для наиболее точного определения массы пульсара в радиодиапазоне применяется эффект Шапиро [9], заключающийся в замедлении распространения электромагнитного сигнала в гравитационном поле звезды-компаньона. Однако для таких измерений необходимы определённые условия, например, малое наклонение плоскости орбиты к лучу зрения наблюдателя и большие экспозиции. Также стоит отметить, что этот эффект зависит от массы компаньона: чем меньше масса компаньона, тем сложнее измерение этого эффекта. Для МСП возможен и другой способ определения массы. Оптические наблюдения позволяют независимо оценивать массу компаньона и наклонение орбиты. Затем, используя функцию масс, достаточно точно определяемую из радионаблюдений, можно определить массу НЗ. Именно по этой причине важны исследования компаньонов МСП в оптическом диапазоне. Однако на данный момент это сделано лишь для небольшой части МСП.

Среди МСП выделяется особая группа ~ 130 объектов, так называемые “паучьи” пульсары. Они представляют из себя тесные двойные системы, в которых компаньон нагревается пульсарным ветром. В результате этого взаимодействия звезда-компаньон постепенно испаряется. Эти системы в свою очередь подразделяются на “чёрные вдовы” (black widow, BW) и “австралийские вдовы”(redback, RB) [10]. Системы типа RB определяются массами компаньонов $0,1 - 1 M_{\odot}$ и орбитальными периодами менее 1 дня. BW характеризуются схожими с RB орбитальными периодами, но значительно меньшими массами компаньонов $< 0,05 M_{\odot}$. Собственное вращение компаньона в таких системах синхронизировано с его орбитальным вращением, в результате чего нагрев пульсарным ветром происходит с одной стороны. Таким образом, компаньон поворачивается к наблюдателю то холодной, то горячей стороной. Из-за этого наблюдается сильное периодическое изменение яркости кривой блеска. Моделирование таких кривых блеска позволяет независимо оцени-

вать массы НЗ. Также стоит отметить, что теоретические модели предсказывают наличие наиболее тяжёлых НЗ (с массами $> 2M_{\odot}$) в таких системах [11]. И действительно, одни из самых тяжёлых НЗ были найдены в таких системах [12]. Поэтому поиск и исследование МСП в двойных системах является критически важным для установления наиболее жёстких ограничений теории сверхплотного вещества в их недрах.

Также стоит отметить, что эволюционные процессы для тесных двойных систем до сих пор не до конца изучены. Существуют предположения, что одиночные МСП формируются в результате полного испарения компаньона в системах типа BW, в то время как другие модели предсказывают, что продолжительность этого процесса может превысить Хаббловское время [13]. Кроме того, неясна связь между BW и RB: могут ли RB переходить в BW или они являются отдельным направлением эволюции тесных двойных систем с МСП [14]. Для подтверждения этих гипотез, необходимы оптические наблюдения звёзд-компаньонов. Этим определяется актуальность данной работы.

Цели работы

Целями данной работы являлись поиск и исследование новых МСП в двойных системах, перспективных для решения упомянутых фундаментальных задач, и определение их основных параметров.

Для достижения поставленных целей решались следующие задачи:

1. Подготовка заявок на проведение оптических фотометрических и спектроскопических наблюдений перспективных МСП на различных телескопах.
2. Обработка и анализ полученных данных с помощью современных методов.
3. Анализ спектральных данных с использованием современных моделей излучения атмосфер звёзд для определения спектрального класса компаньонов МСП и оценки их параметров.

4. Построение кривых лучевых скоростей компаньонов МСП и их моделирование для ограничения параметров систем.
5. Анализ оптических кривых блеска систем для оценок масс компонентов системы.

Научная новизна

Работа основана на оригинальных оптических наблюдениях компаньонов МСП, в том числе на крупнейших телескопах с использованием новейших инструментов. Также использовались данные обзоров неба.

Для компаньонов МСП PSR J2317+1439, PSR J0621+2514 и PSR J2302+4442 впервые проведена оптическая спектроскопия, по результатам которой подтверждена их принадлежность к классу БК, а также получены независимые оценки их эффективных температур. Для PSR J0621+2514 получены независимые оценки массы компаньона и расстояния до этой двойной системы. Также впервые была проведена многополосная фотометрия трёх оптических источников, находящихся в двойных системах с МСП PSR J1513–2550, PSR J2017–1614 и PSR J1627+3218. На основе фотометрии выполнена оценка масс компонент этих систем, а также ряда других параметров. Эти объекты были надёжно ассоциированы с пульсарами класса “чёрная вдова”. Кроме того, найдены необычные колебания яркости в кривой блеска для пульсара J1513–2550, что делает его уникальным объектом для дальнейшего изучения. Впервые проведены фазово-разрешенные спектроскопические и многополосные фотометрические исследования оптического транзиента MASTER OT J072007.30+451611.6. Анализ полученных данных позволил подтвердить что этот объект является поляраром с необычно большой орбитальной переменностью блеска. Также измерено отношение эквивалентных ширин эмиссионных линий.

Достоверность полученных результатов

Спектроскопические и фотометрические данные, использованные в работе, получены с помощью крупнейших телескопов и современных инструментов, установленных на них. Обработка и анализ наблюдательных данных проведены с использованием современных программных пакетов. Оценки параметров объектов получены на основе апробированных численных моделей. По возможности выполнено сравнение результатов с результатами предыдущих работ.

Научная и практическая значимость

1. Полученные оценки масс НЗ в дальнейшем могут использоваться для ограничения теоретических моделей сверхплотного вещества.
2. Найденные эффекты в кривых блеска важны для понимания и построения теоретических моделей распространения излучения тесных двойных систем, включающих НЗ.
3. Результаты исследований тесных двойных систем с компактными объектами могут помочь при разработке новых моделей их эволюции.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Компаньоны МСП PSR J2317+1439, PSR J0621+2514 и PSR J2302+4442 являются белыми карликами с водородными атмосферами. При этом компаньоны пульсаров J2317+1439 и J0621+2514 имеют гелиевые ядра, а время их остывания $\lesssim 2$ млрд лет. Оценка температуры для компаньона J0621+2514 составила 8600 ± 200 К, для компаньона J2317+1439 она лежит в диапазоне 7400–12500 К, а для компаньона J2302+4442 получен верхний предел $T_{eff} < 6000$ К. Независимая оценка расстояния до J0621+2514 составила $1,1 \pm 0,3$ кпк.

2. Три МСП пульсара PSR J1513–2550, PSR J2017–1614 и PSR J1627+3219 надежно идентифицированы в оптическом диапазоне и классифицированы как “черные вдовы”. Отношения масс компонент этих двойных систем составили 0.017(2), 0.012(1) и 0.017(2), соответственно. Выполнены оценки расстояний, наклонов орбит, степеней заполнения полостей Роша и эффективных температур поверхности компаньонов.
3. Оптическая кривая блеска компаньона пульсара J1513–2550 демонстрирует устойчивую асимметрию на масштабе трех лет и возможно показывает колебания малой амплитуды.
4. Установление принадлежности оптического источника MASTER OT J072007.30+451611.6 к классу полярных и верхнее ограничение эквивалентных ширин эмиссионных линий $H\beta$ и $HeII$ 4686 Å величиной $< 0,4$.

Апробация работы и публикации

Результаты, вошедшие в диссертацию, получены в период с 2021 по 2025 годы и опубликованы в 4 статьях в реферируемых журналах и в тезисах 5 конференций.

- A1 Bobakov A. V., Karpova A. V., et al., Optical spectral observations of three binary millisecond pulsars // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2023. – Vol. 524. – no. 3 – 3357-3365;
- A2 Bobakov A. V., Kirichenko A. Yu., et al., Two black widow pulsars in the optical and X-rays // Astronomy & Astrophysics. – 2024. – Vol. 690. – A173;
- A3 Bobakov A. V., Zharikov S. V., et al., MASTER OT J072007.30+451611.6: a polar with strong optical variability and suppressed HeII emission // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2025. – Vol. 541. – no. 4 – 3468-3478;

A4 Bobakov A. V., Kirichenko A., et al., Studying the black widow pulsars PSR J0312-0921 and PSR J1627+3219 in the optical and X-rays // Astronomy & Astrophysics. DOI:10.1051/0004-6361/202556620

Результаты докладывались на всероссийских и международных конференциях:

1. «Астрофизика высоких энергий» HEA2022, Москва, ИКИ РАН, 19–22.12.2022 (стендовый доклад);
2. «Физика нейтронных звёзд» PNS2023, Санкт-Петербург, ФТИ им. Иоффе, 10–14.07.2023 (стендовый доклад);
3. «Астрофизика высоких энергий» HEA2023, Москва, ИКИ РАН, 18–21.12.2023 (стендовый доклад);
4. «Современная астрономия: от ранней Вселенной до экзопланет и черных дыр» VAK2024, Нижний Архыз, CAO РАН, 25–31.08.2024 (стендовый доклад);
5. «Астрофизика высоких энергий» HEA2024, Москва, ИКИ РАН, 23–26.12.2024 (стендовый доклад);

и семинарах сектора теоретической астрофизики ФТИ им. А. Ф. Иоффе.

Личный вклад

Соискатель выполнил обработку оптических фотометрических и спектроскопических данных, полученных для каждого объекта. Кроме того, совместно с соавторами, он произвел анализ и моделирование полученных кривых блеска и спектров исследованных объектов. В положениях, выносимых на защиту, вклад автора является определяющим.

Структура диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Полный объём диссертации – 102 страницы текста с 30 изображениями, 11 таблицами. Список литературы содержит 134 наименования.

Во **введении** приведено краткое описание текущего состояния исследования миллисекундных пульсаров, рассматривается актуальность данной работы, а также поставленные задачи, обсуждается научная новизна задач и полученных результатов, оценивается научная значимость и применимость проведенных исследований. Также сформулированы основные результаты и положения, выносимые на защиту, и приведен список работ, в которых опубликованы основные результаты диссертации.

Глава 1 посвящена обзору использовавшихся в работе телескопов и инструментов, а также методов обработки и анализа данных.

В **главе 2** описывается исследование компаньонов трёх миллисекундных пульсаров. Также представлен анализ спектральных данных и приводятся результаты аппроксимации полученных спектров теоретическими моделями атмосфер белых карликов, а также приводятся выводы о свойствах компаньонов и пульсаров.

В **главе 3** рассматриваются наблюдения и анализ данных трёх МСП, классифицированных как “чёрные вдовы”. В главе описываются полученные кривые блеска, а также их моделирование моделью прямого нагрева, и делаются выводы о природе изучаемых объектов.

Глава 4 посвящена исследованию необычного поляра, который на основании своей амплитуды переменности блеска может быть отнесен к “чёрным вдовам”. Описываются многоволновые оптические наблюдения, построены доплеровские томограммы, а также делаются выводы о природе этого объекта.

Заключение содержит краткий обзор полученных в диссертации результатов.

Глава 1

Методы исследования

1.1 Оптические телескопы и инструменты

Для получения оптических фотометрических и спектроскопических данных использовался ряд различных мировых телескопов и обзоров неба.

Большой Канарский телескоп (GTC) представляет из себя 10,4-метровый телескоп с сегментированным зеркалом. На момент написания этой работы он являлся крупнейшим оптическим телескопом в мире. Он расположен на вершине (2400 м) потухшего вулкана Мучачос на Канарском острове Пальма. GTC принадлежит обсерватории Роке-де-лос-Мучачос. В настоящей работе для получения оптических спектров и фотометрических данных использовались инструменты OSIRIS и HiPERCAM.

OSIRIS – оптическая система для фотометрии и спектроскопии низкого разрешения. Этот прибор содержит 2 детектора размером 2048×2048 пикселей. Его поле зрения в режиме фотометра составляет $7,8 \times 7,8$ угл. мин.², что соответствует размеру пикселя 0,254 угл. сек. Этот инструмент позволяет получать изображения в пяти Слоуновских (SDSS) фильтрах u' , g' , r' , i' и z' . В режиме спектрографа OSIRIS позволяет получать оптические спектры в диапазоне длин $3650 - 10000 \text{ \AA}$ с разрешением R лежащим в диапазоне от 360 до 2503 для ширины щели 0,6 угл. сек. В работе также использовалась современная модификация этого инструмента OSIRIS+. Этот инструмент построен на базе одного ПЗС детектора размера 4096×4096 пикселей и обеспечивающего поле зрения $7,8 \times 7,8$ угл. мин.².

HiPERCAM – уникальный инструмент предназначенный для проведения фотометрических наблюдений одновременно в пяти супер-SDSS фильтрах u_s , g_s , r_s , i_s и z_s . Детектор каждой из камер состоит из четырёх ПЗС матриц раз-

мера 1024×512 пикселей или для телескопа GTC поле зрения соответствует $2,8 \times 1,4$ угл. мин.²

Магеллановы телескопы представляют из себя два широкопольных 6,5-метровых телескопа, расположенных в обсерватории Лас-Кампанас в Чили. Для получения оптических изображений на этом телескопе использовался инструмент IMACS. В камере этого инструмента используются 8 ПЗС матриц каждая размером 2048×4096 пикселей. Поле зрения телескопа составляет $15,4 \times 15,4$ угл. мин.².

OAN-SPM – Мексиканская национальная астрономическая обсерватория, расположенная на севере Мексики в районе Сьерра-де-Сан-Педро-Мартир. В этой работе использовались, расположенные там, 2,1-метровый и 1,5-метровые телескопы. На этом телескопе установлен набор из четырёх фильтров B, V, R и I фотометрической системы Вега.

МАО – Майданакская высокогорная обсерватория, расположенная в Узбекистане. В работе использовались данные, полученные 1,5-метровом телескопе АЗТ-22, расположенного там. На телескопе установлена ПЗС матрица размером 4000×4000 пикселей и полем зрения $18,2 \times 18,2$ угл. мин.². Для фотометрии на этом телескопе применяются фильтры Бесселя B, V и R.

В работе также использовались оптические кривые блеска, полученные на 1,5-метровом АЗТ-20 обсерватории Ассы-Тургень, расположенной в Казахстане. На нём установлена ПЗС камера, использующая фильтры u' , g' , r' , i' и z' .

1.2 Методы обработки оптических данных

Для обработки и анализа оптических данных применялся пакет прикладных программ Image Reduction and Analysis Facility (IRAF¹), а также набор скриптов, написанных на языке программирования Python.

Стандартная процедура подготовки оптических данных к анализу состоит из нескольких этапов, отличающихся для фотометрических и спектроскопических наблюдений. Первый, общий для всех оптических наблюдений – первичная редукция. Она, в свою очередь, состоит из коррекции электронного

¹<https://github.com/iraf-community/iraf>

смещения, вычитания плоского поля и удаления следов космических частиц и необходима для повышения качества изображений и уменьшения влияния физических процессов, возникающих в оптической системе телескопа и приёмнике излучения. В случае спектральных наблюдений дополнительно также осуществляется вычитание небесного фона, а также спектральных линий, образующихся в земной атмосфере. Подробно о первичной редукции написано в руководстве по обработке данных для пакета IRAF².

1.2.1 Астрометрия

Для точной идентификации исследуемого объекта наблюдений на изображениях необходимо провести их астрометрическую привязку к мировой системе координат. Для этого в наблюдаемом поле зрения телескопа выбирается набор ярких источников, пиксельные координаты которых сопоставляются с приведенными в каталогах их мировыми координатами. Для увеличения точности этой привязки выбираются источники с небольшими ошибками измерения положения и малыми собственными движениями.

1.2.2 Фотометрия

После проведения астрометрической привязки для измерения потоков излучения от звёзд выполняется фотометрия. Для всех источников применялся метод апертурной фотометрии. При таком подходе измеряемый сигнал от источника излучения (f) определяется как:

$$f = S - B \times A, \quad (1.1)$$

где S – сумма отсчётов накопленных ПЗС матрицей в пределах определенной области, называемой апертурой (A), за время экспозиции за вычетом вклада вносимого фоном ($B \times A$), где B – среднее значение фона на пиксель. Ошибка определяемого потока будет определяться как

$$\Delta f = \sqrt{\frac{f}{g} + A \times \sigma_{sky} + A^2 \times \frac{\sigma_{sky}^2}{n} + R \times n}, \quad (1.2)$$

²<https://iraf-community.github.io/doc/beguide.pdf>

где R – шум считывания, σ_{sky}^2 – стандартное отклонение значения пикселей шума, n – количество пикселей в апертуре.

Выбор размера апертуры при этом осуществляется таким образом, чтобы измеряемое соотношение сигнала к шуму, полученное для набора ярких звёзд в поле было максимальным.

Поток в таком случае измеряется в единицах аналого цифрового преобразователя, и для его перевода в реальный поток необходимо измерение так называемого нуль-пункта. Удобно для этого измерять потоки в звёздных величинах:

$$m_i = -2.5 \times \log f/t_{\text{exp}} \quad (1.3)$$

$$\Delta m_i = 1,0857 \times \frac{\Delta f}{f}, \quad (1.4)$$

где g – коэффициент усиления аналого-цифрового преобразователя, m_i – инструментальная звёздная величина, а t_{exp} – время экспозиции. В свою очередь истинный поток связан с инструментальным, как

$$m = m_i + m_0, \quad (1.5)$$

где m_0 – нуль-пункт. Для определения нуль-пункта могут использоваться стандарты, наблюдаемые тем же инструментом и в ту же ночь, что и исследуемый объект. При этом полученные для звёзд-стандартов инструментальные звёздные величины сравниваются с известными потоками в различных фильтрах для этих звёзд. Из-за того, что звёзды-стандарты снимаются в разное время с исследуемым источником, для корректного построения необходимо проведение апертурной поправки. Она заключается в вычислении разницы между потоком, определенной для используемой апертуры, и потоком, получаемым для бесконечной апертуры. Для этого строятся кривые роста для набора ярких звёзд в поле. После этого они аппроксимируются теоретической моделью излучения точечного источника. На основании полученных параметров модели и вычисляется апертурная поправка.

После определения нуль-пункта необходимо также учесть атмосферное поглощение, определяемого как $m_e = k_m \times \sec Z$, где Z – зенитное расстояние, а k_m – коэффициент поглощения в фильтре m .

Полученную в результате светимость в звёздных величинах можно перевести в плотность потока F в единицах эрг см⁻² с⁻¹, используя соотношение

$$F = 10^{-0,4 \times (m + m_m^0)}, \quad (1.6)$$

где m_m^0 – нормирующая константа для фильтра m . Здесь также стоит отметить, что полученная величина является полным потоком от источника в фильтре и может быть представлена как

$$F = \int_{\Delta\lambda} f_m f_\lambda, \quad (1.7)$$

где $\Delta\lambda$ – полоса пропускания фильтра m , f_λ – спектр объекта, f_m – функция пропускания фильтра m .

1.2.3 Спектроскопия

При спектроскопических наблюдениях свет от источника распределяется по ПЗС матрице вдоль оси дисперсии спектрографа. При этом каждый пиксель вдоль оси дисперсии соответствует определенной длине волны. Поэтому для извлечения одномерных спектров сперва необходимо привязать пиксельные координаты к длинам волн. Для этого по заранее снятым в ночь наблюдений спектрам ламп строится дисперсионное уравнение. Для определения параметров дисперсионного уравнения в наблюдаемом спектре лампы выбирается набор спектральных линий, положения которых сравниваются с их теоретическими положениями. Эта процедура может быть выполнена с помощью программы *identify* из IRAF.

Далее для каждой длины волны находится положение и ширина апертуры исследуемого источника. После определения апертур, происходит суммирование значений пикселей в пределах каждой апертуры, схожим образом, что и в фотометрии. В результате получается одномерный спектр объекта (F_i) в единицах отсчётов ПЗС матрицы.

Для перехода F_i к F_λ плотности потока в единицах эрг см⁻² с⁻¹ Å⁻¹ необходимо определить функцию чувствительности ПЗС матрицы (f_{sens}). Чтобы получить функцию чувствительности используются спектрофотометрические стандарты спектры, которых снимаются той же ночью, что и спек-

тры исследуемого объекта и извлекаются с помощью процедуры, описанной выше. Полученные в результате этого спектр звезды-стандарта сравниваются с известным спектром высокого разрешения для этого объекта. В результате получается функция чувствительности f_{sens} в единицах отсчёты $\text{см}^{-2} \text{ с}^{-1}/\text{эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Итоговый спектр получается из следующего выражения:

$$F_{\lambda} = F_i / f_{sens} \times (\sec Z \times e_{\lambda}), \quad (1.8)$$

где e_{λ} – величина атмосферного поглощения.

Глава 2

Оптические спектроскопические наблюдения трёх пульсаров в двойных системах

2.1 Введение

В этом разделе представлены результаты анализа оптических наблюдений трех МСП в двойных системах: PSR J0621+2514, PSR J2302+4442 и PSR J2317+1439. Их компаньоны были идентифицированы в работах [15, 16, 17]. Параметры объектов, полученные из каталога ATNF, приведены в таблице 2.1. Минимальные массы компаньонов рассчитываются в предположении, что наклонение системы составляет $i = 90$ град., а масса пульсара $M_p = 1,4 M_\odot$. Оценки расстояния D_{MW} и D_{NE2001} определялись с использованием моделей, описанных в работах [18] и [19], соответственно. Расстояние D_p измерено на основании параллакса, измеренного в рамках хронометрирования. Фотометрические измерения для J0621 и J2317, указанные в таблице, получены из обзора неба SDSS, а для J2317 на телескопе GTC [17]. Рассмотрим каждый объект отдельно.

Радио- и гамма-пульсар PSR J0621+2514 (далее J0621) был открыт в радиодиапазоне на телескопе Грин-Бэнк в ходе поиска пульсаров среди неассоциированных гамма-источников телескопа Fermi Large Area Telescope (LAT) [20, 21]. Используя данные Слоановского цифрового обзора неба (SDSS) и Панорамного обзорного телескопа и системы быстрого реагирования (Pan-STARRS), в работе [16] обнаружили его возможного компаньона с $g' \approx 22^{\text{m}}$. Сравнив фотометрические данные с кривыми остывания БК, авторы пришли к выводу, что это БК с гелиевым ядром, температурой $T_{\text{eff}} = 10000 \pm 2000$ К

и массой $M \lesssim 0,5M_{\odot}$. Авторы предположили, что если у компаньона тонкая водородная атмосфера, то его возраст остывания $\lesssim 0,5$ млрд лет значительно меньше характеристического возраста J0621 (1,8 млрд лет). Это указывает на то, что реальный возраст пульсара может быть меньше. В противном случае возможны два варианта. Первый – это наличие у БК толстой водородной оболочки. Второй – образование компаньона из звезды с низкой металличностью [16].

PSR J2302+4442 (далее J2302) был открыт в ходе поиска периодических радиопульсаций от гамма-источника обсерватории Fermi с помощью Нансенского радиотелескопа [22]. Дальнейшие исследования также выявили пульсации в гамма-диапазоне. Рентгеновский источник на положении пульсара был обнаружен с помощью обсерватории XMM-Newton. Используя наблюдения на GTC, авторы в работе [17] обнаружили компаньон пульсара J2302 с яркостью в фильтре $r \approx 23^{\text{m}}3$. Этот объект предположительно является БК с гелиевым или углеродно-кислородным (CO) ядром. Сопоставление его звёздных величины с кривыми остывания даёт оценку температуры компаньона $T_{\text{eff}} = 6000_{-800}^{+1000}$ К, массы $M = 0,5M_{\odot}$ и возраста остывания 1–2 млрд лет. Используя оценку массы и параметры, полученные из временного анализа, можно получить оценку наклона системы 73_{-5}^{+6} град.

PSR J2317+1439 (далее J2317) был открыт в радиодиапазоне телескопом Аресибо [23]. Он был также обнаружен как гамма-пульсар в работе [24]. Поток его излучения в диапазоне 0,1 – 100 ГэВ составляет $(6,17 \pm 1,65) \times 10^{-13}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ [25]. Оптический компаньон с яркостью $g \approx 23^{\text{m}}$ был найден в работе [15] с помощью Канадо-Французско-Гавайского телескопа. Используя подход, аналогичный описанному выше для J0621 и J2302, они установили, что компаньон, скорее всего, является БК с температурой 8100 ± 500 К, массой $\approx 0,4M_{\odot}$, и возрастом ≈ 11 млрд лет.

Таблица 2.1: Параметры пульсаров, полученные на основании оптических и радио данных.

МСР	J0621	J2302	J2317
Прямое восхождение α (J2000)	06 ^h 21 ^m 10 ^s .8542(1)	23 ^h 02 ^m 46 ^s .978387(1)	23 ^h 17 ^m 09 ^s .236381(5)
Склонение δ (J2000)	+25°14'03".83(3)	+44°42'22".08051(2)	+14°39'31".26102(1)
Период пульсаций P (мс)	2,7217879391872(4)	5,19232464875420(3)	3,4452510723611(5)
Изменение периода пульсаций $\dot{P}$ (с с^{-1})	2,483(3) $\times 10^{-20}$	1,3868(1) $\times 10^{-20}$	0,24306(2) $\times 10^{-20}$
Мера дисперсии (пк см^{-3})	83,629(6)	13,788120(1)	21,8989(2)
Орбитальный период P_b (дней)	1,256356677(3)	125,93529692(3)	2,459331465164(2)
Время восходящего узла T_{asc} (MJD)	56185,7806471(4)	–	55643,088185856(1)
Функция масс f_M , $M_\odot$	0,001416077(9)	0,009210	0,002199
Минимальная оценка массы компаньона $M_{\text{c,min}}$ $M_\odot$	0,15	0,29	0,17
Характеристический возраст $\tau_c \equiv P/2\dot{P}$ (млрд лет)	1,8	5,93	22,5
Темп потери вращательной энергии $\dot{E}$ (эрг с^{-1})	4,71 $\times 10^{34}$	3,9 $\times 10^{33}$	2,33 $\times 10^{33}$
Расстояние D_{YMW} (кпк)	1,64	0,86	2,16
Расстояние D_{NE2001} (кпк)	2,33	1,18	0,83
Расстояние D_p (кпк)	–	>0,5	2,0 ^{+0,4} _{-0,3}
Оптическая звёздная величина компаньона	$u' = 23(1)$, $g' = 21,92(6)$, $r' = 21,76(8)$, $i' = 21,79(12)$	$r' = 23,33(2)$, $i' = 23,08(2)$	$u = 24,11(83)$, $g = 22,96(5)$, $r = 22,86(4)$, $i = 22,82(5)$
фильтр = значение (з.в.)			

2.2 Наблюдения и обработка данных

Спектроскопические наблюдения J0621 были проведены в сентябре и октябре 2019 года на GTC с помощью инструмента OSIRIS, которая в то время включала две ПЗС-матрицы. Мы использовали решетку R1000B, которая покрывает спектральный диапазон $3630 - 7500 \text{ \AA}$, в комбинации с щелью шириной $0,8$ секунд дуги. Полученное спектральное разрешение составило $5,4 \text{ \AA}$. Спектр исследуемого объекта располагался на ПЗС-2, в результате было получено три блока наблюдений (ОВ) с полным временем экспозиции 3210 с. Положение щели показано на рис. 2.1, а журнал наблюдений представлен в табл. 2.2. Нами была проведена первичная обработка данных с помощью набора программ GTCMOS [26], являющихся частью пакета прикладных программ IRAF. Мы извлекли одномерные спектры компаньонов из двумерных изображений с помощью процедуры APALL. Мы выполнили калибровку по длине волны, используя спектры HgAr и Ne ламп. Для этого мы сопоставили наблюдаемые и эталонные спектры ламп, после чего аппроксимировали полученную зависимость длин волн от положения линий полиномом третьей степени для получения дисперсионного уравнения вдоль оси дисперсии. Полученное дисперсионное уравнение было стабильно в течение разных ночей, в результате чего среднеквадратичное отклонение (RMS) находилось на уровне $0,045 \text{ \AA}$, что соответствует $2,5 \text{ км с}^{-1}$ на длине волны $\lambda = 5455 \text{ \AA}$. Для калибровки по потоку в каждом наблюдении снимался спектр стандартной звезды, а именно, Ross640 (ОВ 1) из [27], G24-9 (ОВ2) и G158-100 (ОВ3) из [28], для тех же решеток, но с шириной щели равной $2,52$ угл. сек. Стандарты были сняты на той же ПЗС-матрице, что и объект. Их спектры были обработаны тем же способом, что и спектры исследуемого объекта, в результате чего были получены одномерные спектры стандартов. Используя их совместно с кривой атмосферного поглощения, предоставленной командой GTC, мы нашли функции чувствительности ПЗС-матрицы для каждого из наблюдений. Последние были применены к спектрам J0620 для предварительной их калибровки по потоку. Поскольку ширина щели для объекта была значительно меньше, чем для стандартов, мы дополнительно скорректировали полученные спектры на потерю излучения в узкой щели. Для этого мы вычислили

потоки в широкополосных фильтрах из каталогов SDSS DR17 [29] и Pan-STARRS DR2 [30], которые перекрываются с наблюдаемым диапазоном длин волн, а также свернули предварительно откалиброванные спектры с кривыми пропускания фильтров. Затем мы подогнали рассчитанные потоки к табличным (табл. 2.1), используя относительный сдвиг в качестве единственного свободного параметра. В результате мы получили откалиброванные спектры компаньона с отношением сигнал/шум (ОСШ) для континуума ~ 10 для OB1, OB2 и ~ 3 для OB3. Низкое ОСШ в OB3 обусловлено погодными условиями, такими как облака и лунная засветка, поэтому мы исключили его из дальнейшего рассмотрения. Чтобы увеличить ОСШ, мы сдвинули спектры в OB1 и OB2 в положение нулевой скорости, используя оценки радиальной скорости $V_{OB1} = -89 \pm 19$ км с⁻¹ и $V_{OB2} = -326 \pm 24$ км с⁻¹, полученные в результате кросскорреляционного анализа спектральных линий. После усреднения сдвинутых спектров мы получили ОСШ ~ 15 в континууме.

Компаньоны J2302 и J2317 наблюдались летом 2019 г. с помощью инструмента OSIRIS и установленной на него решетки R300B в диапазоне длин волн 3600 – 7200 Å с шириной щели 0,8 секунды дуги. Полученное спектральное разрешение составило 15 Å для длины волны 5400 Å. Низкое по сравнению с J0621 разрешение было выбрано для получения приемлемого ОСШ, поскольку эти два объекта на 1^m тусклее, чем J0621 (табл. 2.1). Спектры компаньонов снимались на ПЗС-матрице 2. Положения щелей представлены на рис. 2.2 и 2.3, а журнал наблюдений – в табл. 2.2. Для каждого из объектов наблюдения проводились в течение пяти ночей с пятью экспозициями длительностью около 10 мин каждая. Во время всех наблюдений небо было чистым. Стандартная обработка данных, а также калибровки по длине волны и потоку выполнялись согласно методике, описанной ранее для J0621. В качестве звезды-стандарта в этих наблюдениях использовалась Feige 110 [28]. ОСШ полученных спектров для различных ночей варьировалось от 2,5 до 3,0 и от 6,5 до 7,0 для J2302 и J2317, соответственно. Низкое спектральное разрешение и ОСШ, а также плохие профили линий в случае J2302 и J2317 не позволяют уверенно измерить радиальные скорости в разных OB. Однако разницей между скоростями можно пренебречь, поскольку их орбитальные периоды значительно превышают продолжительность наблюдений (см. табл.

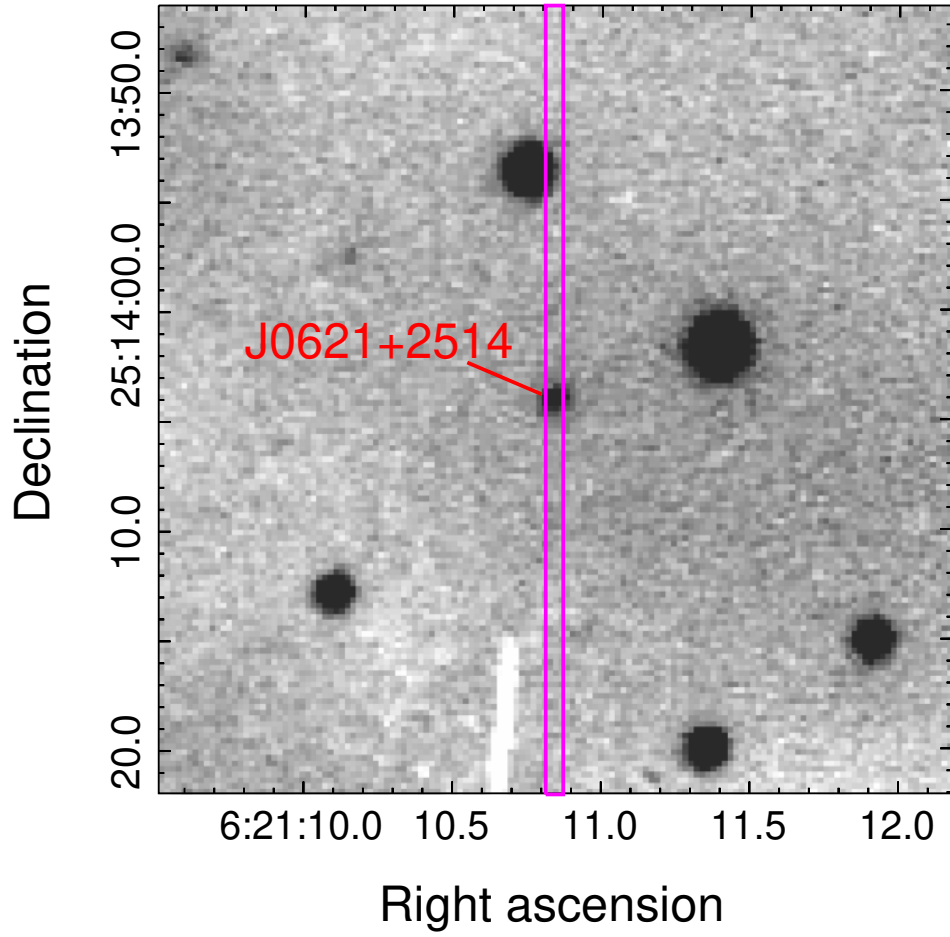


Рисунок 2.1: Поле зрения пульсара J0621 размером $0,6 \times 0,6$ минут дуги², полученное на телескопе GTC в фильтре g' . Положение щели шириной 0,8 секунд дуги показано пурпурным прямоугольником.

2.3 и 2.1). Поэтому для увеличения ОСШ мы усреднили спектры в соответствующих ОВ и получили спектры с результирующими ОСШ ~ 5 и ~ 11 для J2302 и J2317, соответственно.

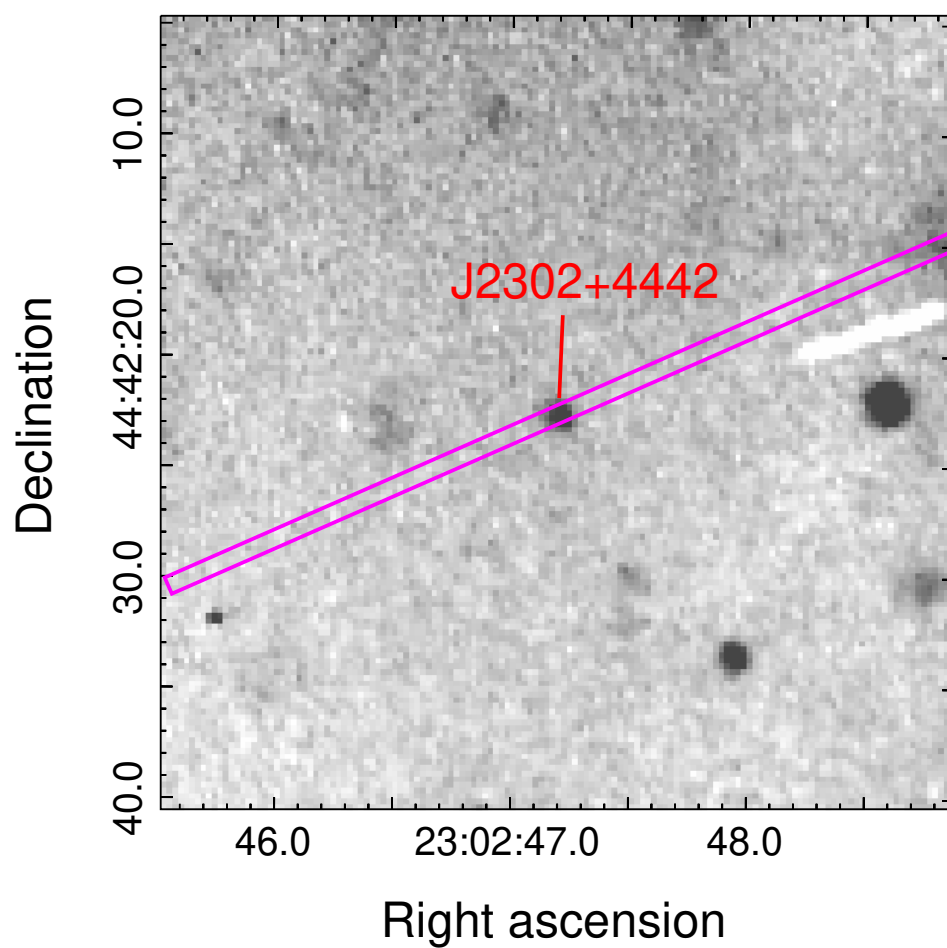


Рисунок 2.2: Поле зрения пульсара J2302 размером $0,6 \times 0,6$ минут дуги², полученное на телескопе ГТС в фильтре r' . Положение щели шириной 0,8 секунд дуги показано пурпурным прямоугольником.

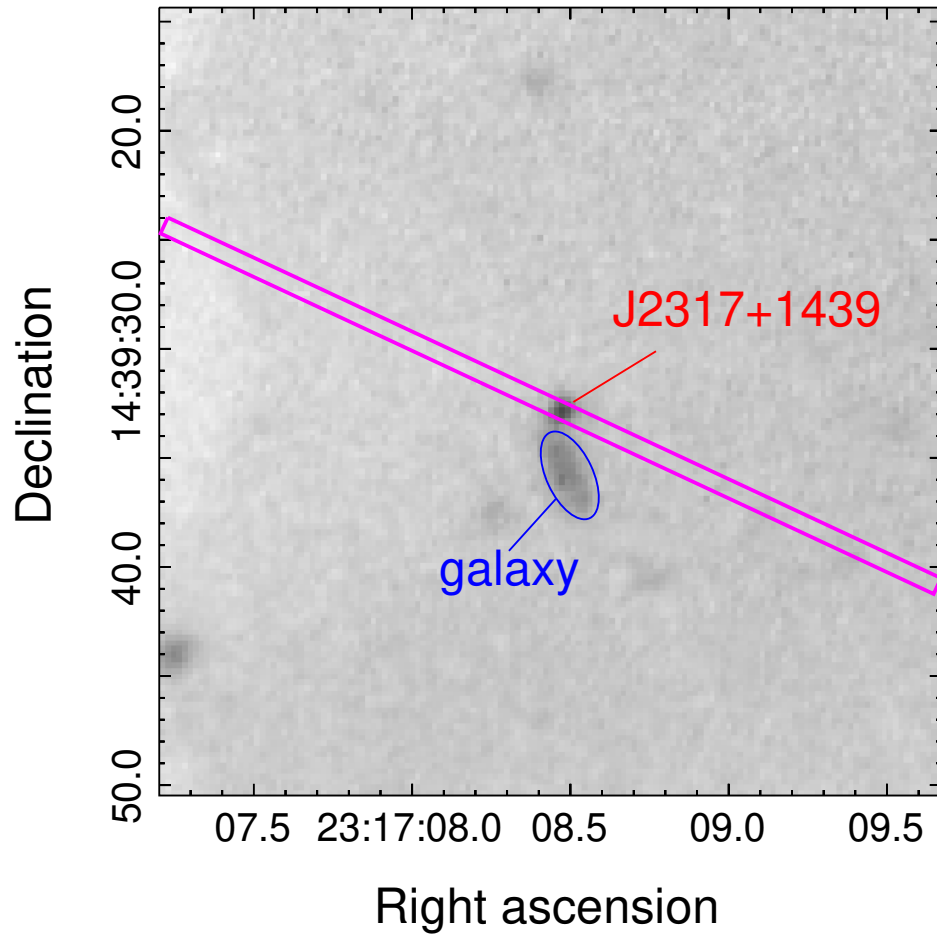


Рисунок 2.3: Поле зрения пульсара J2317 размером $0,6 \times 0,6$ минут дуги², полученное на телескопе GTC в фильтре r' . Положение щели шириной 0,8 секунд дуги показано пурпурным прямоугольником. Положение щели выбиралось так, чтобы минимизировать вклад от галактики, расположенной рядом и обозначенной синим овалом.

Таблица 2.2: Журнал наблюдений.

ОВ	Дата	Время наблюдения (с)	MJD _{mid} ^a	Фаза ϕ^a	Радиальная скорость ^a (км с ⁻¹)	Масса воздуха	Качество изобр. (секунды дуги)	Решетка
J0621								
1	2019-09-26	3×1070	58766,16	0,75	-89±19	1,13-1,23	0,8	
2	2019-10-10	3×1070	58752,20	0,87	-326±24	1,12-1,21	1,0	R1000B
3	2019-11-20	3×1070	58807,21	0,54	-	1,05-1,11	0,9	
J2302								
1	2019-07-29	5×600	58693,55	-	-	1,04-1,05	0,9	
2	2019-07-29	5×600	58693,59	-	-	1,04-1,07	0,9	R300B
3	2019-08-29	5×600	58725,45	-	-	1,04-1,07	0,8	
4	2019-08-29	5×600	58725,49	-	-	1,04-1,05	0,9	
J2317								
1	2019-07-26	5×545	58691,49	0,52	-	1,15-1,26	0,9	
2	2019-07-27	5×545	58691,54	0,54	-	1,05-1,09	0,9	R300B
3	2019-07-27	5×545	58691,6	0,56	-	1,03-1,05	0,9	
4	2019-08-02	5×545	58697,65	0,03	-	1,07-1,14	0,7	

^a MJD_{mid} – время, соответствующее середине наблюдения, и ϕ – орбитальная фаза, вычисленная относительно времени восходящего угла (см. табл. 2.1). Приведенные радиальные скорости поправлены на барицентр Солнечной системы.

2.3 Анализ данных

Как видно из рис. 2.5, Бальмеровские линии поглощения хорошо видны в спектре J0621 и слабо разрешены для J2317. Это указывает на то, что они являются БК с водородной атмосферой. Для J2302 линий не видно, что, вероятно, связано с низкой эффективной температурой. Мы оценили параметры компаньонов, аппроксимировав полученные спектры теоретическими моделями излучения БК с водородной атмосферой (DA), рассчитанными для сетки значений эффективной температуры T_{eff} и поверхностной гравитации g [31]. Модельный спектр приводился к наблюдаемому согласно нормировочному коэффициенту, определяемому как

$$F_{\lambda}^m = \pi \left(\frac{R}{D} \right) \times f_{\lambda}^m, \quad (2.1)$$

где R – радиус компаньона, D – расстояние до источника, а f_{λ}^m – теоретический поток, рассчитанный в работе [32] для $5500 \text{ K} \leq T_{eff} \leq 80000 \text{ K}$ и $6,5 \leq \log(g) \leq 9,5$. Для получения f_{λ}^m мы использовали линейную интерполяцию значений в узлах сетки $T_{eff} - \log(g)$. Для уменьшения разрешения модельных спектров мы свернули их с функцией Гаусса с $\sigma = 5 \text{ \AA}$. Чтобы учесть межзвёздное поглощение, мы использовали эмпирическое соотношение между поглощением и расстоянием, взятым из трёхмерной карты пыли Галактики [33]. Расстояние в этих соотношениях было связано с выражением для F_{λ}^m , представленным выше, а для вычисления зависимости поглощения от длины волны была применена модель из работы [34]. В результате свободными параметрами в модели были T_{eff} , $\log(g)$, R , D и избыток цвета $E(B - V)$. Рассмотрим результаты моделирования для каждого из объектов.

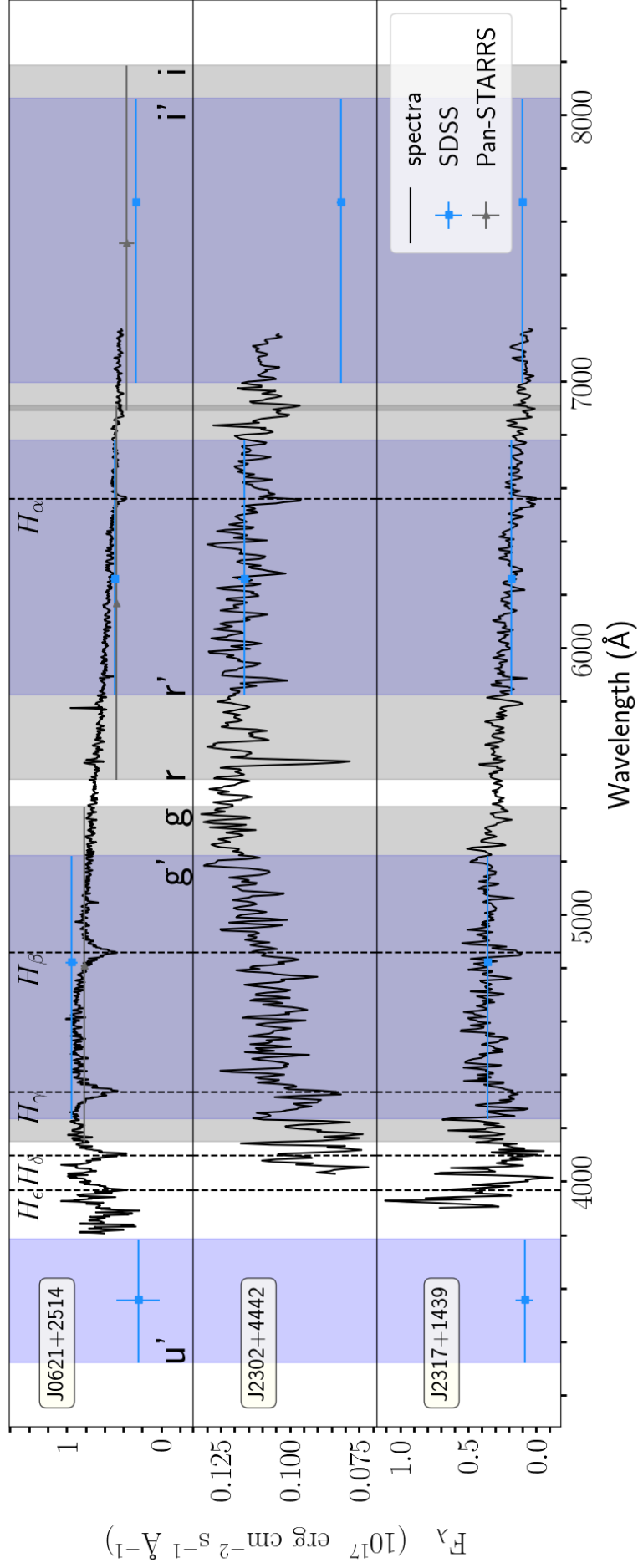


Рисунок 2.4: Полученные после калибровки спектры J0621, J2302 и J2317. Положение линий Бальмера показаны пунктирными линиями. Синими и светло-серыми полосами показаны полосы пропускания фильтров SDSS и Pan-STARRS, соответственно, точками с усами показаны фотометрические потоки в различных фильтрах.

2.3.1 PSR J0621+2514

Для начала мы произвели нормировку спектра полиномом низкого порядка. Нормированные спектры зависят только от T_{eff} и $\log(g)$. Такая нормировка позволила уменьшить количество параметров в модели и произвести оценку $T_{eff} = 8600 \pm 200$ К и $\log(g) = 6,5 \pm 0,8$, при этом $\chi^2 = 0,41$ для 1379 степеней свободы (*d.o.f.*). Значения T_{eff} и $\log(g)$ находятся в хорошем согласии с оценками, полученными из фотометрических данных в работе [16]. Их большие неопределенности связаны с низкими ОСШ в наблюдаемых спектральных линиях. Результаты представлены на рис. 2.5. Далее мы оценили радиус на основании найденной поверхностной гравитации и соотношения масса – радиус для БК из работы [35]. Поверхностная гравитация определяется формулой

$$g = \frac{GM}{R^2}, \quad (2.2)$$

где G – гравитационная постоянная, M – масса и R – радиус. В результате мы определили значение радиуса компаньона $R_{J0621} = 13_{-6}^{+9} \times 10^3$ км, или $0,028_{-0,012}^{+0,010} R_{\odot}$. Значения массы компаньона лежит в диапазоне $0,03 - 0,26 M_{\odot}$. Такой широкий диапазон значений возникает из-за большой погрешности при определении поверхностной гравитации при аппроксимации данных моделью. Формальное значение массы компаньона для наилучших параметров аппроксимации составило $M_{J0621} = 0,09 M_{\odot}$.

Используя полученные параметры, мы оценили расстояние до системы. Для этого в нашей модели мы зафиксировали T_{eff} , $\log(g)$ и R_{J0621} , оставив свободным параметром только D , учитывая при этом связанное с ним изменение цвета $E(B - V)$. В результате наши оценки составили $D = 1100 \pm 300$ пк и $E(B - V) = 0,19 \pm 0,02$, что соответствует $\chi^2 = 0,4$ для 1380 *dof* (см. рис. 2.5).

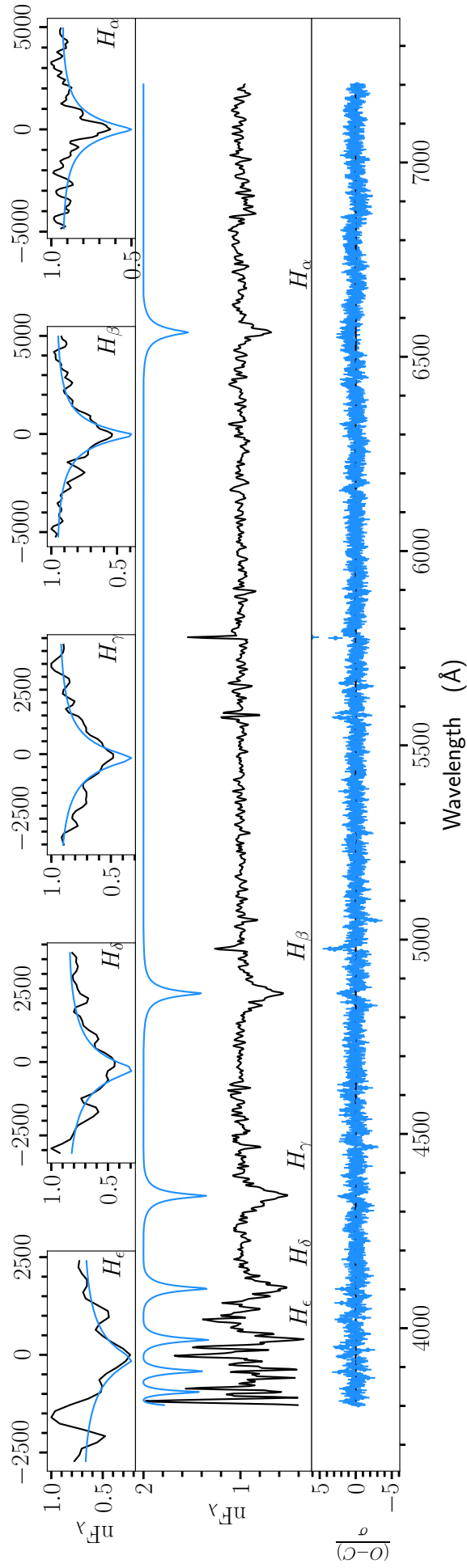


Рисунок 2.5: На верхних и средней панелях нормированный спектр компаньона J0621 показан черной линией, а синими – нормированная модель излучения с параметрами $\log(g) = 6.5$, $T_{\text{eff}} = 8600$ K, сдвинутая на 1.0. Невязка в единицах σ представлена на нижнем изображении. На верхних панелях представлены выделенные регионы Бальмеровских спектральных линий.

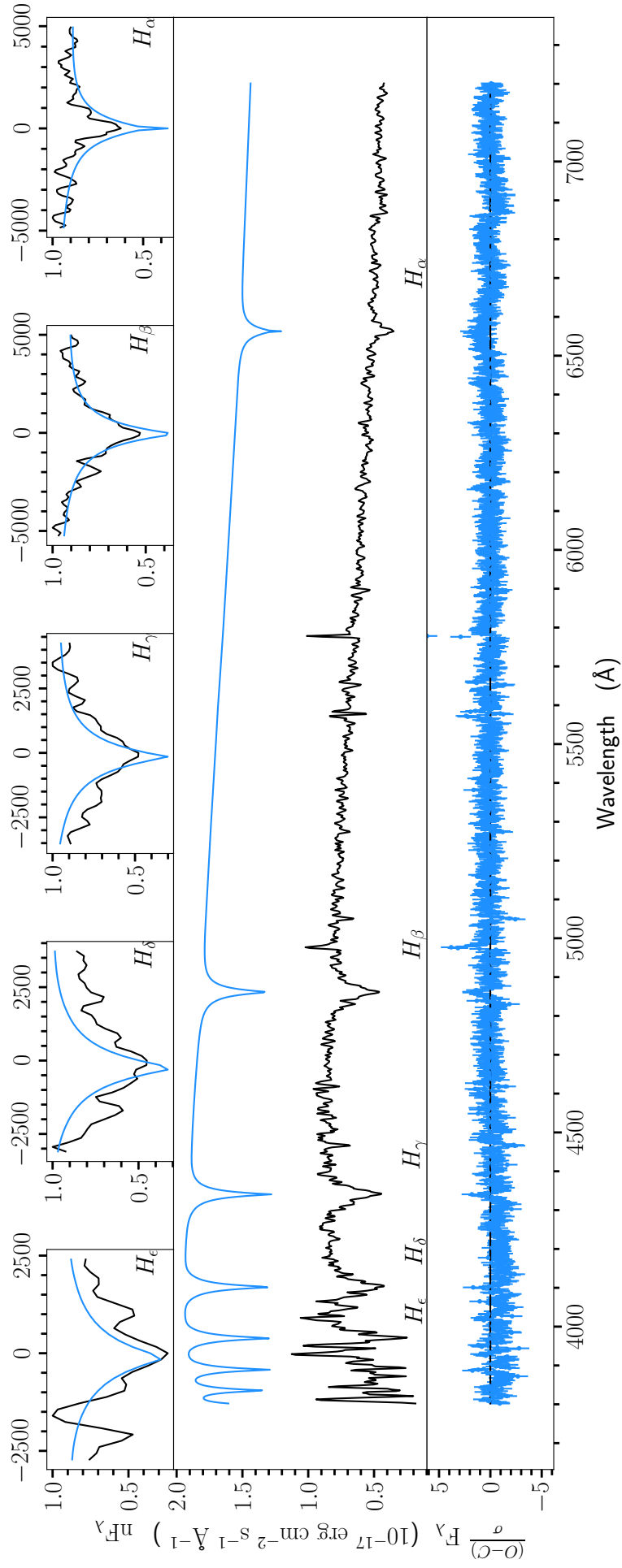


Рисунок 2.6: Изображение повторяет рис. 2.5, но для случая ненормированного спектра. Модель на центральной панели сдвинута относительно спектра компаньона на 10^{-17} эрг см⁻² с⁻¹ Å⁻¹. Нормировочный множитель для модели соответствует $D = 1100$ пк и $E(B - V) = 0,19$.

Таблица 2.3: Параметры компаньонов пульсара, полученные в результате аппроксимации моделью излучения БК. Для J2317 и J2302 параметры найдены при фиксированных возможных расстояниях.

D (кпк)	$E(B - V)$	T_{eff} (K)	$\log(g)$	M_c ($M_\odot$)	R_c ($R_\odot$)
J0621					
$1,1 \pm 0,3$	$0,19 \pm 0,02$	8600 ± 200	$6,5 \pm 0,8$	$0,09^{+0,26}_{-0,06}$	$0,028^{+0,010}_{-0,012}$
J2302					
0,5	$0,12 \pm 0,04$	< 5500	$8,1 \pm 1,0$	$0,64^{+0,60}_{-0,44}$	$0,012^{+0,009}_{-0,006}$
0,9	$0,13 \pm 0,02$	< 5500	$6,8 \pm 1,0$	$0,16^{+0,37}_{-0,12}$	$0,024^{+0,020}_{-0,010}$
1,2	$0,18 \pm 0,02$	< 6000	$< 6,5$	$< 0,09$	$> 0,028$
J2317					
0,8	$0,05 \pm 0,02$	10500 ± 2000	$8,6 \pm 1$	$0,53^{+0,60}_{-0,37}$	$0,012^{+0,009}_{-0,006}$
2,0	$0,05 \pm 0,02$	9600 ± 2000	$7,0 \pm 1$	$0,14^{+0,33}_{-0,10}$	$0,022^{+0,014}_{-0,009}$
2,2	$0,05 \pm 0,02$	9400 ± 2000	$6,8 \pm 1$	$0,11^{+0,27}_{-0,08}$	$0,025^{+0,015}_{-0,010}$

2.3.2 PSR J2302+4442 и PSR J2317+1439

В спектрах J2302 и J2317 из-за низкого ОСШ Бальмеровские линии слабые и плохо разрешаются. Из-за этого нельзя получить убедительные оценки T_{eff} и $\log(g)$. Поэтому для аппроксимации спектров этих объектов мы зафиксировали D в нормировочном множителе модели $(R/D)^2$ на значениях, полученных из радиоданных и представленных в табл. 2.1. Значения $E(B - V)$ были взяты из соотношения избыток цвета – расстояние для принятых D . Далее, учитывая соотношение масса – радиус для БК, мы связали радиус с $\log(g)$. В результате для каждого из объектов мы нашли температуру и поверхностную гравитацию для трех возможных значений расстояния (табл. 2.3). Используя результаты подгонки, мы можем ограничить массы БК. Для диапазона расстояний J2317 $M_{\text{J2317}} = 0,11 - 0,53 M_\odot$. Для J2317 значение температуры достигает минимального допустимого значения для моделей атмосферы, поэтому мы определили только верхние пределы для разных расстояний.

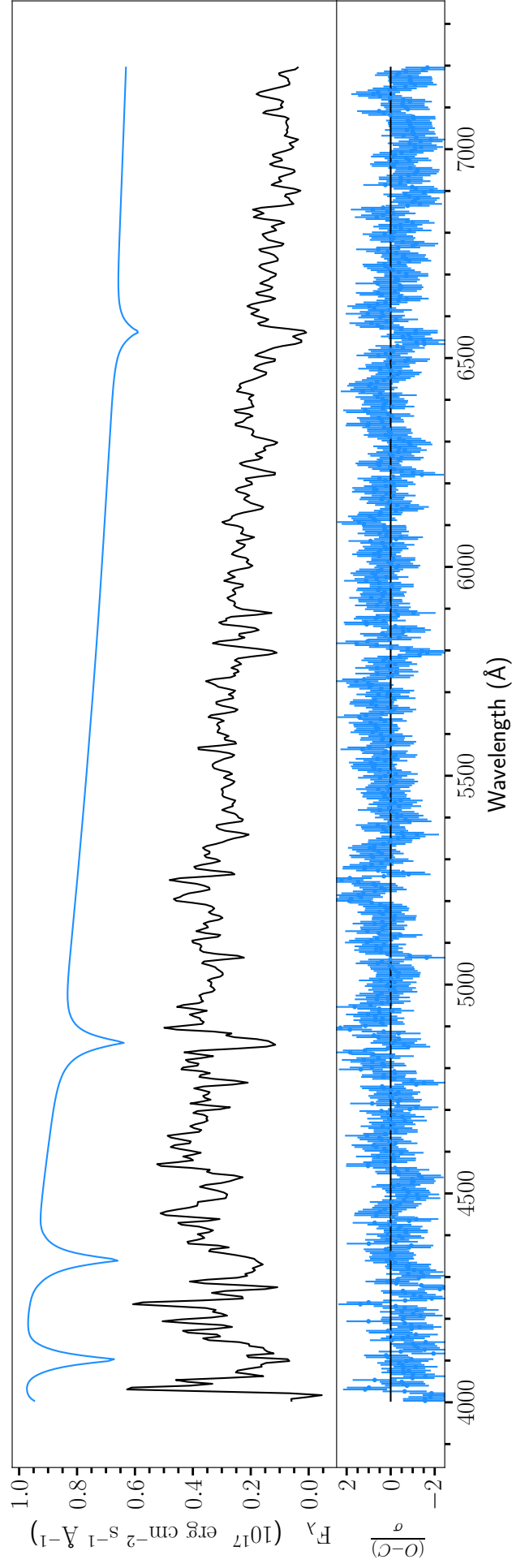


Рисунок 2.7: Итоговый спектр компаньона J2317 и наилучшая модель для фиксированного расстояния $D = 830$ пк, показанные на верхней панели черной и голубой линией, соответственно. Модель для наглядности сдвинута на $0,5 \times 10^{-17} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ Å}^{-1}$. Невязка в единицах σ представлена на нижнем изображении.

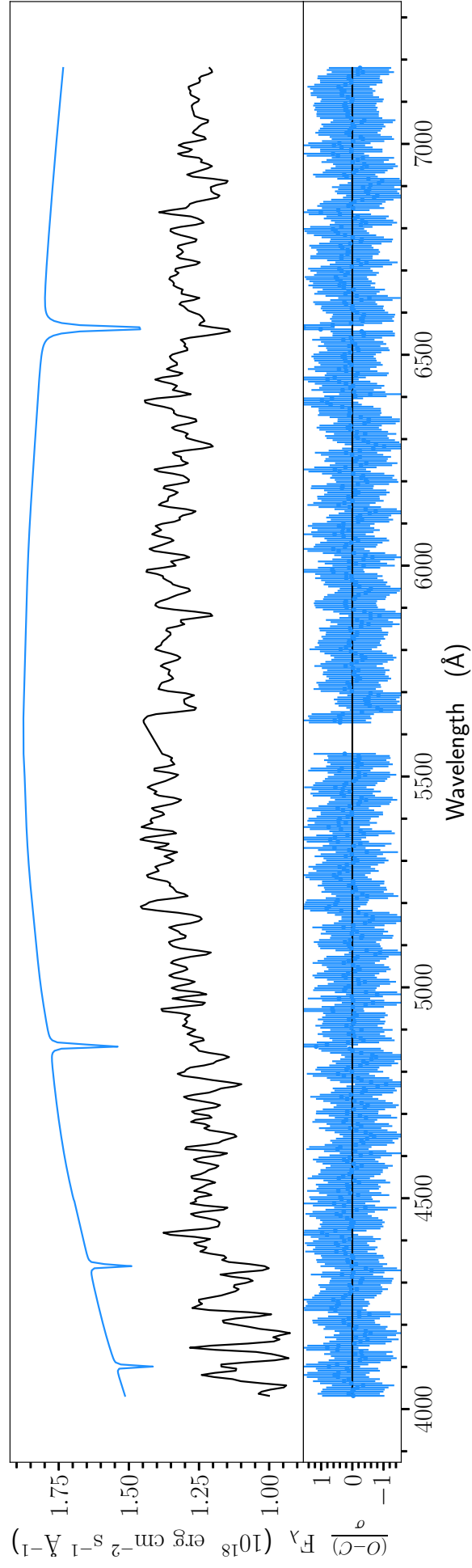


Рисунок 2.8: Итоговый спектр компаньона J2317 и наилучшая модель для фиксированного расстояния $D = 900$ пк. Показаны на верхней панели черной и голубой линией соответственно. Модель для наглядности сдвинута на $0,5 \times 10^{-18} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ Å}^{-1}$. Невязка в единицах σ представлена на нижнем изображении.

2.4 Результаты

Линии поглощения Бальмера, обнаруженные в спектрах компаньонов J0621 и J2317, ясно показывают, что они являются БК с водородной атмосферой. В спектре компаньона J2302 спектральные линии не наблюдаются, тем не менее, он может быть описан самой холодной из имеющихся теоретических моделей водородных атмосфер, поэтому можно сделать вывод, что он также может быть отнесен к семейству БК с водородными атмосферами.

Компаньоны J0621 и J2317 относительно горячие и обладают температурами T_{eff} в диапазонах 8400–8800 и 7400–12500 K, соответственно, в то время как компаньон J2302 значительно холоднее ($T_{eff} < 6000$ K). Температура J0621 согласуется с грубыми оценками, полученными в работе [16] по фотометрическим данным, однако её неопределенность значительно меньше. Спектральные данные для компаньона J2302 полностью исключают температуры выше 6000 K, которые допускались в оценках, основанных на фотометрии [17]. Спектральная температура J2317 согласуется с фотометрической [15], хотя её неопределенность остается довольно большой.

Качество спектра компаньона J0621 позволило нам независимо оценить расстояние до него $D_{J0621} = 1,1 \pm 0,3$ кпк. Это значение согласуется на уровне $\sim 2\sigma$ с значением $\approx 1,6$ кпк, полученным на основании радиоданных и модели распределения Галактической электронной плотности [36], и не согласуется с $\approx 2,3$ кпк [37]. На основании найденного нами расстояния и соответствующего ему значения $E(B - V)$, а также звёздной величины мы поместили этот объект на диаграмму цвет–звездная величина. Это позволило сравнить полученную величину с теоретическими кривыми остывания для БК. Значение на диаграмме 2.9 соответствует БК с гелиевым ядром и массой, лежащей в диапазоне $0,16 - 0,44 M_{\odot}$. Из спектральных данных мы определили массу компаньона для J0621 с большой неопределенностью, тем не менее верхняя граница нашей оценки $\approx 0,35 M_{\odot}$ лежит в диапазоне значений, полученном на основании кривых остывания для БК с гелиевым ядром. Также, используя кривые остывания, мы определили возраст остывания $\lesssim 2$ млрд лет.

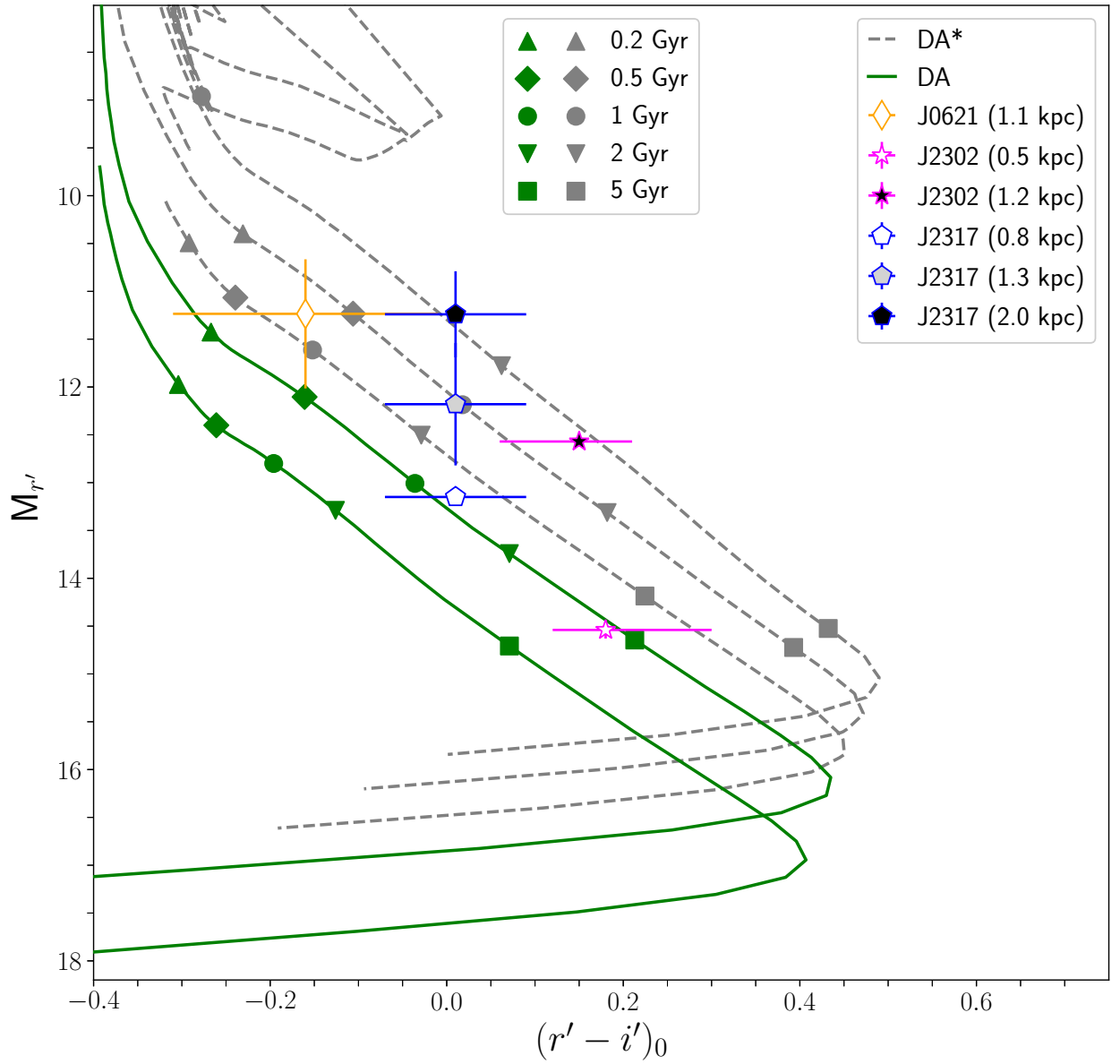


Рисунок 2.9: Диаграмма цвет–звёздная величина с теоретическими кривыми остывания БК с водородными атмосферами. Для БК с гелиевыми ядрами и масса 0,1821, 0,2724 и 0,4352 $M_{\odot}$ [38] они показаны серыми штриховыми линиями, а для БК с СО ядрами и массами 0,6 и 1 $M_{\odot}$ [39, 40, 41] – сплошными зелёными линиями. Массы увеличиваются от верхней до нижней кривой. Положения компаньонов показаны различными символами, согласно легенде на изображении. Также указаны времена остывания.

Для двух других объектов определение параметров по кривым остывания невозможно ввиду большой неопределённости расстояния до них, поэтому нельзя сделать однозначного вывода о составе ядер этих компаньонов.

Тем не менее, для компаньона J2317 теоретическое соотношение массы и орбитального периода [42] предсказывает массу компаньона $M_{J2317} \approx 0,2 M_{\odot}$, которая лежит в диапазоне, полученном нами из спектроскопии. Это значение также согласуется с положением на диаграмме цвет–звёздная величина для расстояния 2 кпк и случая БК с гелиевым ядром. Возраст в таком случае можно определить как $\lesssim 2$ млрд лет. А значит, в два раза меньшая оценка расстояния для этого объекта, полученная в работе [15] из фотометрических данных $D = 1,3_{-0,3}^{+0,4}$ кпк не согласуется с теоретическими предсказаниями, а потому большая оценка расстояния может быть более релевантна. Стоит также отметить, что для этого расстояния консервативная оценка возраста остывания $0,5 \text{ млрд лет} \lesssim t_{cool} \lesssim 2,5 \text{ млрд лет}$, в то время как оценка из работы [15] $t_{cool} \sim 11 \text{ млрд лет}$. Такое значение кажется слишком большим для температуры БК $T_{eff} \sim 10000 \text{ К}$. Это расхождение, вероятно, связано с тем, что возраст в моделях [43] отсчитывается от нулевого возраста главной последовательности, и для получения реальных возрастов остывания необходимо сделать поправки.

Большая неопределенность массы компаньона J2302, полученная с помощью спектроскопии, не позволяет нам определить химический состав его ядра. На данном этапе для этого БК допускается наличие как гелиевого, так и СО ядра.

В случае J0621 мы также определили радиальные скорости для двух спектров на разных орбитальных фазах. Чтобы оценить потенциальный разброс амплитуды радиальных скоростей, мы аппроксимировали полученные точки скорости синусоидальной функцией

$$V = K_c \cos(2\pi\phi) + \gamma, \quad (2.3)$$

где V – радиальная скорость, K_c – полуамплитуда кривой радиальных скоростей, ϕ – фаза, а γ – системная скорость. В результате 2σ диапазон для K_c и γ составил $175\text{--}536 \text{ км с}^{-1}$ и $27\text{--}148 \text{ км с}^{-1}$, соответственно. Такие большие неопределенности в основном обусловлены наличием только двух точек

наблюдений. Тем не менее, диапазон γ согласуется с наблюдаемым распределением скоростей для пульсаров в двойных системах [44]. Учитывая период P_b и функцию масс f_M , полученную из радионаблюдений (табл. 2.1), полуамплитуда кривой радиальных скоростей пульсара K_p может быть оценена как

$$K_p = P_b \sqrt[3]{2\pi G f_M} = 22 \text{ км с}^{-1}, \quad (2.4)$$

где G – гравитационная постоянная. Отсюда отношение масс компонент двойной системы

$$\frac{M_p}{M_c} \equiv \frac{K_p}{K_c} \in (7,9, 24,2). \quad (2.5)$$

С другой стороны, можно воспользоваться выражением, связывающим K_c и K_p , f_M и M_c

$$K_c = K_p \sqrt{M_c \sin^3(i) f_M^{-1} - 1}, \quad (2.6)$$

где i – наклонение системы. Основываясь на оценке массы, полученной из спектроскопии $M_c = 0,09_{-0,06}^{+0,26} M_\odot$, можно установить верхний предел на $K_c \leq 260 \text{ км с}^{-1}$ при наклонении $i \leq 90$ град. Кривая лучевой скорости, соответствующая этой верхней границе, показана пунктирной линией на рис. 2.10. Как видно, эта линия согласуется с модельной лучевой скоростью в пределах 2σ . Однако соответствующая верхняя граница отношения масс равна 11,7, что примерно в два раза ниже, чем полученная в результате аппроксимации. Для наших оценок M_c более высокие значения отношения масс не согласуются с f_M для любого i . Это сильно ограничивает ожидаемую кривую лучевых скоростей и приводит к консервативному верхнему пределу массы нейтронной звезды в системе $\lesssim 3M_\odot$.

Неопределенности этих оценок, основанных только на двух измерениях, велики, но, тем не менее, могут быть полезны для будущих определений масс компаньона и пульсара. Наши наблюдения показали, что измерения кривой радиальных скоростей для J0621 возможны с помощью большого телескопа и спектроскопии среднего разрешения. Такие данные могут значительно улучшить наши знания о параметрах системы, включая надежные ограничения на массы компаньона и нейтронной звезды. Более глубокая фотометрия помогла бы лучше определить его эволюционную стадию, а более точные измерения расстояния были бы также полезны для этого и двух других компаньонов,

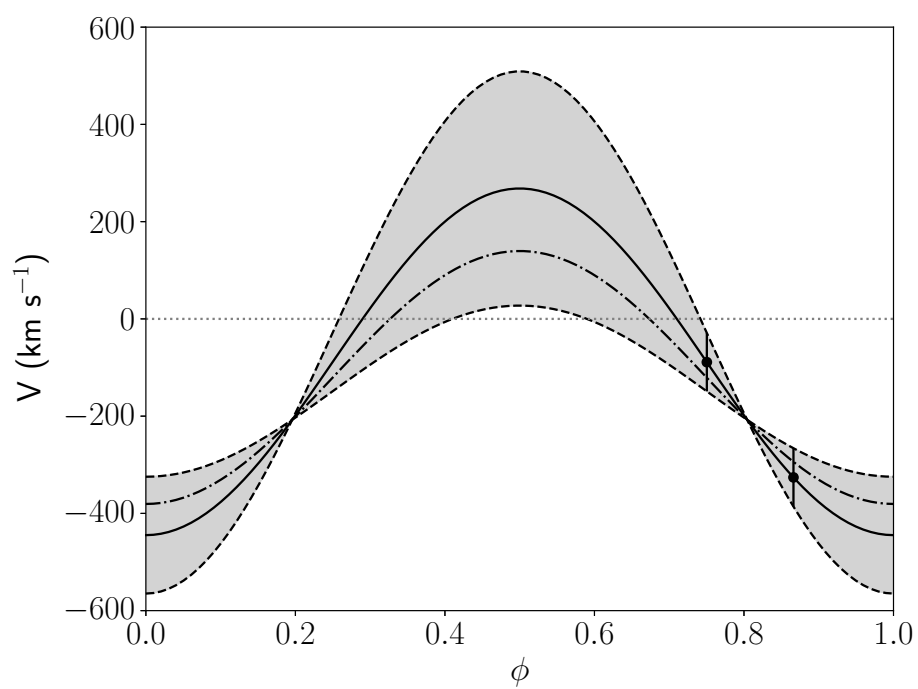


Рисунок 2.10: Радиальные скорости, измеренные для компаньона J0621, – черные точки с усами 2σ , сплошная черная линия соответствует модели проведенной через центральные значения скоростей, а пунктирные – через 2σ пределы.

для которых необходима спектроскопия более высокого разрешения, чтобы получить более убедительные ограничения на их параметры.

2.5 Заключение

В этой главе были рассмотрены оптические спектроскопические исследования компаньонов трёх миллисекундных пульсаров PSR J0621+2514, PSR J2302+4442 и PSR J2317+1439. Показано, что рассмотренные объекты являются БК с водородными атмосферами. Были получены оценки на температуру исследуемых объектов. J0621 и J2317 – относительно горячие, с эффективными температурами $T_{eff} = 8600 \pm 200$ и 9600 ± 2000 К соответственно, в то время как J2302 значительно холоднее, $T_{eff} < 6000$ К. В работе также получена оценка расстояния до системы J0621+2514, которая составила $D_{J0621} = 1,1 \pm 0,3$ кпк.

Результаты работы, представленной в этом разделе, опубликованы в работе A1.

Глава 3

Оптические исследования трёх “чёрных вдов”

3.1 Введение

Пульсары J2017–1614 (J2017) и J1513–2550 (J1513) были обнаружены с помощью радиотелескопа обсерватории Грин-Бэнк, а пульсар J1627+3219 (J1627) с помощью сферического телескопа с пятисотметровой апертурой (FAST) в рамках поиска пульсаций от неассоциированных источников из каталога обсерватории Fermi [45, 46, 47]. Их параметры приведены в таблицах 3.2, 3.1 и 3.3. После обнаружения в радиодиапазоне пульсаций с периодом собственного вращения они также были найдены и в гамма-диапазоне [45, 48]. Также для J2017 и J1513 в ряде наблюдений в радиодиапазоне были видны затмения.

Оптический компаньон пульсара J2017 был впервые обнаружен в рамках фотометрического исследования на 2,4-метровом телескопе обсерватории Китт-Пик (MDM)[45]. Полученная кривая блеска в фильтре R показала сильную переменность с амплитудой $\sim 3^m$ в диапазоне от $R \approx 21,^m8$ до $R \gtrsim 24^m$ и периодом $\approx 2,3$ часа, который согласуется с орбитальным периодом, полученным из радиоданных. Возможный компаньон пульсара J1513 может быть ассоциирован с источником PSO J228.3472–25,8420 из второй версии каталога (DR2) обзора неба Pan-STARRS. Его яркость в фильтре i составляет 22^m . Оптический компаньон пульсара J1627 ранее не был обнаружен.

Детальные оптические исследования J1513, J2017 и J1627 до сих пор не проводились. В этой главе рассматриваются многополосные фотометрические наблюдения с целью определения параметров объектов.

Таблица 3.1: Параметры пульсара J1513 из работы Sanra-arsa [21], каталога ATNF и третьего пульсарного каталога Fermi LAT [49].

МСП	J1513
Прямое восхождение α (J2000)	15 ^h 13 ^m 23 ^s .32059(6)
Склонение δ (J2000)	−25°50′31″.285(3)
Галактическая широта l (град)	338,820
Галактическая долгота b (град)	26,964
Период обращения P (мс)	2,1190675651177(1)
Производная периода $\dot{P}$ (с с ^{−1})	21,61(2) × 10 ^{−21}
Орбитальный период P_b (дней)	0,1786354505(8)
Время восходящего узла T_{asc} (MJD)	56728,4539340(6)
Функция масс f_M , (M _⊙)	2,2874(1) × 10 ^{−6}
Мера дисперсии DM (пк см ^{−3})	46,86(7)
Расстояние D_{YMW16} (кпк)	4,0
Расстояние D_{NE2001} (кпк)	2,0
Характеристический возраст	
$\tau_c \equiv P/2\dot{P}$ (млрд лет)	1,55
Темп потери энергии вращения	
$\dot{E}$, (эрг с ^{−1})	9,0 × 10 ³⁴
Минимальная масса компаньона $M_{\text{c, min}}$ (M _⊙)	0,02
Собственные движения (мсд год ^{−1}):	
по прямому восхождению $\mu_\alpha \cos \delta$	−6,3(1)
по склонению μ_δ	−3,5(4)

3.2 Наблюдения и обработка данных

3.2.1 PSR J2017–1614

Фазово-разрешенные фотометрические наблюдения поля J2017 были выполнены 7 сентября 2021 года с помощью прибора HiPERCAM [50, 51, 52] на 10,4-метровом телескопе GTC.

Для каждого из фильтров было получено 79 изображений с индивидуальным временем экспозиции 140 с. Поле зрения (FoV) составляло 2,8 × 1,4

Таблица 3.2: Параметры пульсара J2017 из работы Sanra-arsa [21], и каталога ATNF и третьего пульсарного каталога Ferimi LAT [49].

МСП	J2017
Прямое восхождение α (J2000)	20 ^h 17 ^m 46 ^s .1478(8)
Склонение δ (J2000)	−16°14′15″51(5)
Галактическая широта l (град)	27,314
Галактическая долгота b (град)	−26,220
Период обращения P (мс)	2,3142872649224(4)
Производная периода $\dot{P}$ (с с ^{−1})	2,45(5) × 10 ^{−21}
Орбитальный период P_b (дней)	0,0978252578(4)
Время восходящего узла T_{asc} (MJD)	56704,756314(2)
Функция масс f_M (M _⊙)	9,334(3) × 10 ^{−6}
Мера дисперсии DM (пк см ^{−3})	25,4380(4)
Расстояние D_{YMW16} (кпк)	1,4
Расстояние D_{NE2001} (кпк)	1,1
Характеристический возраст	
$\tau_c \equiv P/2\dot{P}$ (млрд лет)	15,0
Темп потери энергии вращения	
$\dot{E}$ (эрг с ^{−1})	7,8 × 10 ³³
Минимальная масса компаньона $M_{\text{c, min}}$ (M _⊙)	0,03
Собственные движения (мсд год ^{−1}):	
по прямому восхождению $\mu_\alpha \cos \delta$	—
по склонению μ_δ	—

угл. мин.² размер пикселя получаемого изображения соответствует 0,081 угл. сек. Погодные условия во время наблюдения объекта были фотометрическими. Журнал наблюдений приведён в таблице 3.4. Мы провели первичную обработку данных согласно процедуре, описанной в работе [50], которая включает в себя вычитание темновых кадров и коррекцию плоского поля. Также, используя файлы, полученные с сайта HiPERCAM, мы произвели вычитание “плохих” пикселей на изображениях. Кроме того, мы проделали процедуру коррекции искажений, вызванных интерференцией на ПЗС-матрице для

Таблица 3.3: Параметры пульсара J1627 из каталога ATNF и третьего пульсарного каталога Ferimi LAT [49].

МСП	J1627
Прямое восхождение α (J2000)	16 ^h 27 ^m 52 ^s .9985(5)
Склонение δ (J2000)	+32°18'26".643(8)
Галактическая широта l (град)	52,970
Галактическая долгота b (град)	43,209
Период обращения P (мс)	2,1828338203418(5)
Производная периода $\dot{P}$ (с с ⁻¹)	5,478(4) $\times 10^{-21}$
Орбитальный период P_b (дней)	0,165880827(4)
Функция масс f_M (M _⊙)	6 $\times 10^{-6}$
Мера дисперсии DM (пк см ⁻³)	—
Расстояние D_{YMW16} (кпк)	4,47
Характеристический возраст	
$\tau_c \equiv P/2\dot{P}$ (млрд лет)	6,3
Темп потери энергии вращения	
$\dot{E}$ (эрг с ⁻¹)	2,1 $\times 10^{34}$
Минимальная масса компаньона $M_{\text{c, min}}$ (M _⊙)	0,022
Собственные движения (мсд год ⁻¹):	
по прямому восхождению $\mu_\alpha \cos \delta$	1,6(1,4)
по склонению μ_δ	-2,8(1,5)

изображений в полосах i_s и z_s , где они проявляются сильнее всего. Пример изображения в фильтре r_s представлен на рис. 3.1.

Используя алгоритм оптимальной фотометрии [53], мы измерили инструментальные звёздные величины компаньона J2017 и десятка ярких звёзд в поле зрения телескопа, чьи величины доступны в каталоге Pan-STARRS [30]. Чтобы избежать проблем с определением центра компаньона при снижении соотношения сигнала к шуму ниже 5, его положение определялось относительно близкой звезды. Для поправки полученных величин на атмосферное поглощение мы использовали коэффициенты поглощения, измеренные для GTC: $k_{u_s} = 0,^m48$, $k_{g_s} = 0,^m17$, $k_{r_s} = 0,^m1$, $k_{i_s} = 0,^m05$ и $k_{z_s} = 0,^m05$. Калибровка по потоку проводилась с помощью спектрофотометрических стандартов

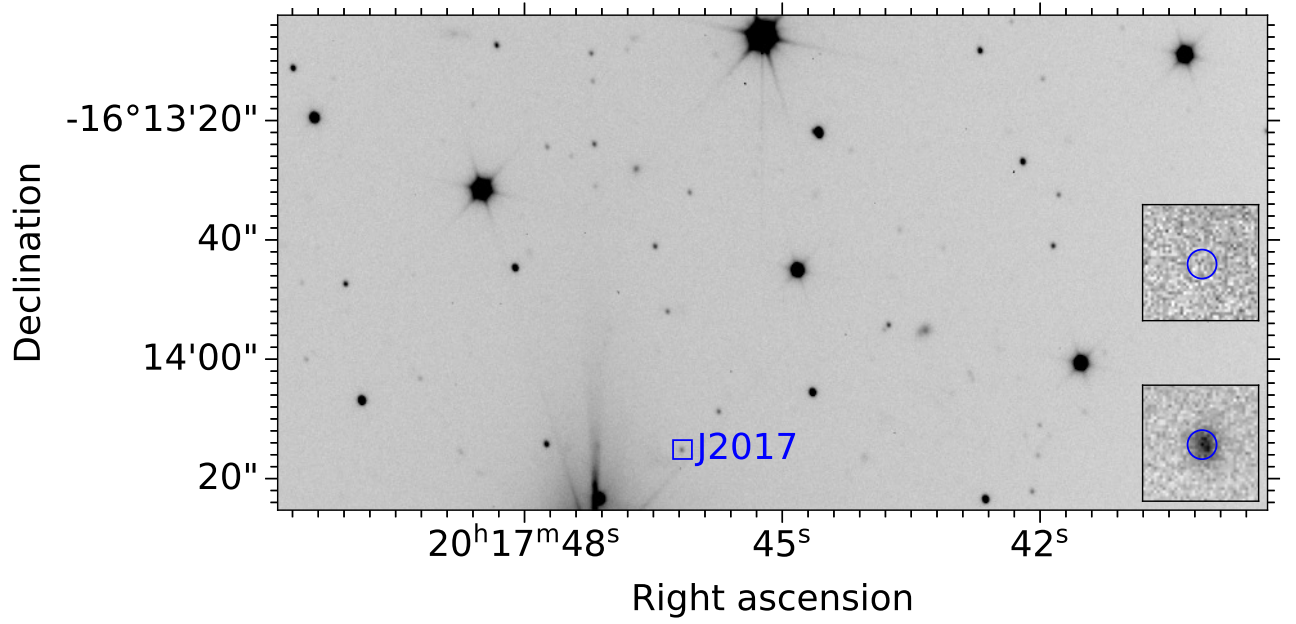


Рисунок 3.1: Поле пульсара J2017 размером $2,8 \times 1,4$ минут дуги², полученное с помощью HiPERCAM в фильтре r_s . Во врезках приведены окрестности пульсара в минимуме и максимуме яркости компаньона

WD1606+422 и WD2047+3725 [52], наблюдавшихся в ту же ночь и с теми же установками телескопа, что и объект. Для устранения возможных систематических ошибок и учёта вариаций нуль-пункта во время наблюдений мы использовали методику, описанную в работе [54], и упомянутые выше звёзды из каталога Pan-STARRS, средние величины которых сравнивались с каталожными, приведёнными к фильтрам SDSS с помощью фотометрического уравнения из работы [55]. В результате значения нуль-пункта для каждого из фильтров составили $z_{u_s} = 27,^m30(5)$, $z_{g_s} = 27,^m80(5)$, $z_{r_s} = 27,^m65(5)$, $z_{i_s} = 27,^m41(5)$ и $z_{z_s} = 27,^m06(5)$. Мы также оценили 3σ пределы чувствительности для каждого из фильтров, которые менялись в диапазонах: $u_s = 24,^m9-25,^m2$, $g_s = 23,^m5-25,^m0$, $r_s = 23,^m3-24,^m5$, $i_s = 22,^m7-24,^m2$ и $z_s = 23,^m0-24,^m3$.

На всех изображениях в фильтре u_s яркость источника находилась ниже предела чувствительности. В результате мы получили четыре кривые блеска в фильтрах g_s , r_s , i_s и z_s .

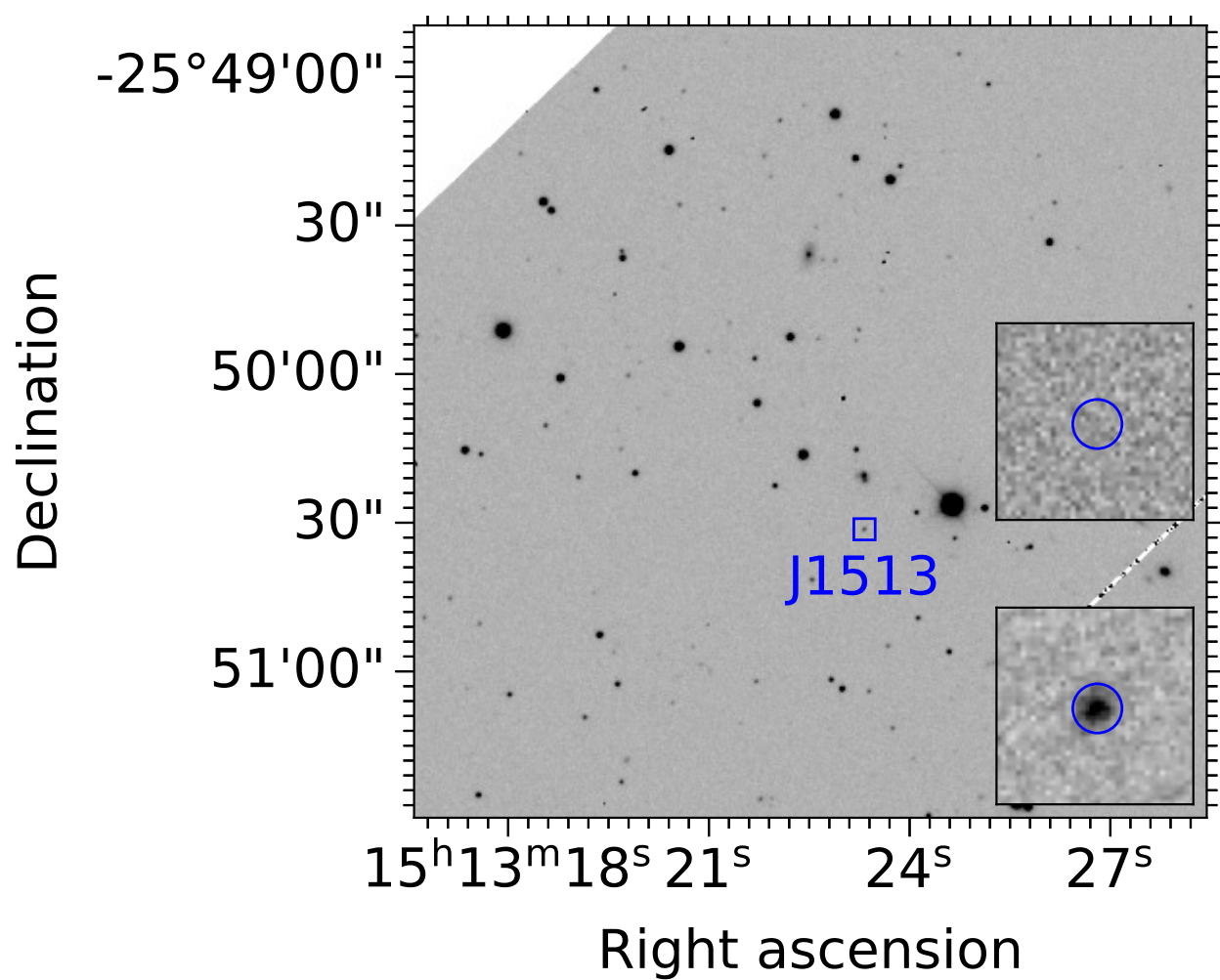


Рисунок 3.2: Поле пульсара J1513 размером $2,7 \times 2,7$ минут дуги², полученное с помощью Magellan-1 в фильтре r' . Во врезках приведены окрестности пульсара в минимуме и максимуме яркости компаньона

3.2.2 PSR J1513–2550

Фотометрические наблюдения поля пульсара J1513 проходили с использованием 2,1-метрового телескопа Мексиканской национальной астрономической обсерватории Сан-Педро-Мартин (OAN-SPM) и на 6,5-метровом телескопе Magellan-1.

Наблюдения OAN-SPM проводились в фильтрах B , V , R и I фотометрической системы Джонсона с помощью прибора “Rueda Italiana” в течение трёх ночей в мае 2019 года. Поле зрения детектора составляло 6×6 угл. мин.². Масштаб пикселя при этом 0,34 угловых секунды в режиме бинирования пикселей ПЗС-матрицы 2×2 . Наблюдения на Magellan-1 проводились в фильтре r' системы SDSS с помощью прибора IMACS в рамках одной ночи в апреле 2022 года. Масштаб пикселя составлял 0,111 угловых секунд. Объект располагался на третьей ПЗС-матрице с полем зрения $3,8 \times 7,5$ угл. мин.². Во время наблюдений погодные условия были фотометрическими. Журнал всех наблюдений приведён в таблице 3.4.

Для каждого набора данных с помощью пакета прикладных программ IRAF была проведена стандартная обработка, включающая коррекцию теневого тока, коррекцию плоского поля и удаление космических лучей. Процедура учета искажений, вызванных интерференцией на ПЗС-матрице, была применена к изображениям OAN-SPM в фильтре I , где этот эффект наиболее заметен.

Астрометрическая калибровка была проведена с помощью 12 звёзд из астрометрического каталога Gaia DR2 [56]. В результате формальная точность астрометрической привязки составила $\Delta\alpha \lesssim 0,08$ угл. сек. и $\Delta\beta \lesssim 0,08$ угл. сек. для Magellan-1 и $\Delta\alpha \lesssim 0,04$ угл. сек. и $\Delta\beta \lesssim 0,04$ для OAN-SPM.

Пример изображения поля пульсара J1513, полученного на Magellan-1 в фильтре r' , представлен на рис. 3.2. Координаты предположительного компаньона пульсара совпадают с положением, полученным в радиодиапазоне, что подтверждает их связь.

Фотометрические калибровки проводились с использованием спектрофотометрических стандартов, наблюдавшихся в те же ночи, что и исследуемый объект. Для этого в данных с телескопа Magellan-1 в качестве стандартов

использовались три звезды из поля PG 1525-071 [57], а также коэффициент поглощения атмосферы $k_{r'} = 0^{\text{m}}1$, измеренный командой IMACS. В результате нуль-пункт оказался равен $r' = 28^{\text{m}}15(1)$, а 3σ предел чувствительности соответствовал $\approx 24^{\text{m}}8$. Для данных OAN-SPM использовался стандарт PG1323 и коэффициенты поглощения $k_B = 0^{\text{m}}25$, $k_V = 0^{\text{m}}14$, $k_R = 0^{\text{m}}07$ и $k_I = 0^{\text{m}}06$ взятые с сайта телескопа. В результате нуль-пункты составили $z_R = 24^{\text{m}}96(2)$, $z_B = 24^{\text{m}}91(3)$, $z_V = 25^{\text{m}}16(2)$, и $z_I = 24^{\text{m}}15(2)$, а 3σ пределы чувствительности составили $\approx 23^{\text{m}}6$, $\approx 24^{\text{m}}1$, $\approx 23^{\text{m}}8$ и $\approx 22^{\text{m}}0$, соответственно.

Для полученных данных мы провели стандартную апертурную фотометрию исследуемого источника, а также нескольких звёзд в поле. Значения апертур для извлечения потока мы выбирали согласно алгоритму оптимальной фотометрии [53]. Для учёта возможных статистических ошибок кривые блеска звёзд из поля сравнивались с их каталожными значениями.

3.2.3 PSR J1627+3219

Наблюдения J1627, как и J2017, проводились на телескопе GTC с использованием фотометра HiPERCAM 29 июля 2024 года одновременно в пяти фильтрах (u_s , g_s , r_s , i_s и z_s) в режиме бинирования пикселей камеры 2×2 . Журнал наблюдений приведен в таблице 3.4. Пример поля пульсара J1627, полученное в фильтре g_s приведено, на рис. 3.3

Используя процедуру, описанную ранее для J2017, и спектрофотометрические стандарты Feige110 и WD1606+422 [28, 58], наблюдавшиеся в ту же ночь, мы извлекли и откалибровали кривые блеска в каждом из фильтров. При этом нуль-пункты оказались равны $Z_{u_s} = 27^{\text{m}}62 \pm 0^{\text{m}}05$, $Z_{g_s} = 28^{\text{m}}87 \pm 0^{\text{m}}01$, $Z_{r_s} = 28^{\text{m}}46 \pm 0^{\text{m}}02$, $Z_{i_s} = 28^{\text{m}}00 \pm 0^{\text{m}}02$, $Z_{z_s} = 27^{\text{m}}67 \pm 0^{\text{m}}02$, а 3σ пределы чувствительности вблизи фаз минимального блеска менялись в течение наблюдений как $u_s \approx 24^{\text{m}}6$ – $25^{\text{m}}6$, $g_s \approx 24^{\text{m}}9$ – $25^{\text{m}}7$, $r_s \approx 24^{\text{m}}3$ – $25^{\text{m}}2$, $i_s \approx 23^{\text{m}}9$ – $24^{\text{m}}7$, и $z_s \approx 23^{\text{m}}6$ – $24^{\text{m}}4$. В результате были получены 4 кривых блеска в фильтрах g_s , r_s , i_s и z_s , тогда как в фильтре u_s объект на протяжении всех наблюдений находился ниже предела чувствительности HiPERCAM.

Таблица 3.4: Журнал наблюдения J2017, J1513 и J1627.

MJD	Дата	Фильтр	Время наблюдения, с	Воздушная масса	Качество изображения, угл. сек.
J2017 / GTC					
59464,91	2021-09-07	u_s	79×140	1,41–1,83	0,6 – 1,3
		g_s	79×140		
		r_s	79×140		
		i_s	79×140		
		z_s	79×140		
J1513 / OAN-SPM 2,1-m					
58604,81	2019-05-01	R	17×600	1,9–2,2	1,9 – 2,4
58605,78	2019-05-02	R	22×600	2,0–2,4	1,7 – 1,8
58606,78	2019-05-03	B	5×600	2,0–2,4	1,9 – 2,6
		V	5×600		
		R	5×600		
		I	5×600		
J1513 / Magellan-1					
59692,23	2022-04-23	r'	64×50	1,0–1,2	0,4 – 0,6
59692,34	2022-04-23	r'	57×50	1,2–1,7	0,4 – 0,5
J1627 / GTC					
60520,89	2024-07-29	u_s	121,6×126	1,0–2,2	0,7 – 2,5
		g_s	60,8×252		
		r_s	60,8×252		
		i_s	60,8×252		
		z_s	121,6×126		

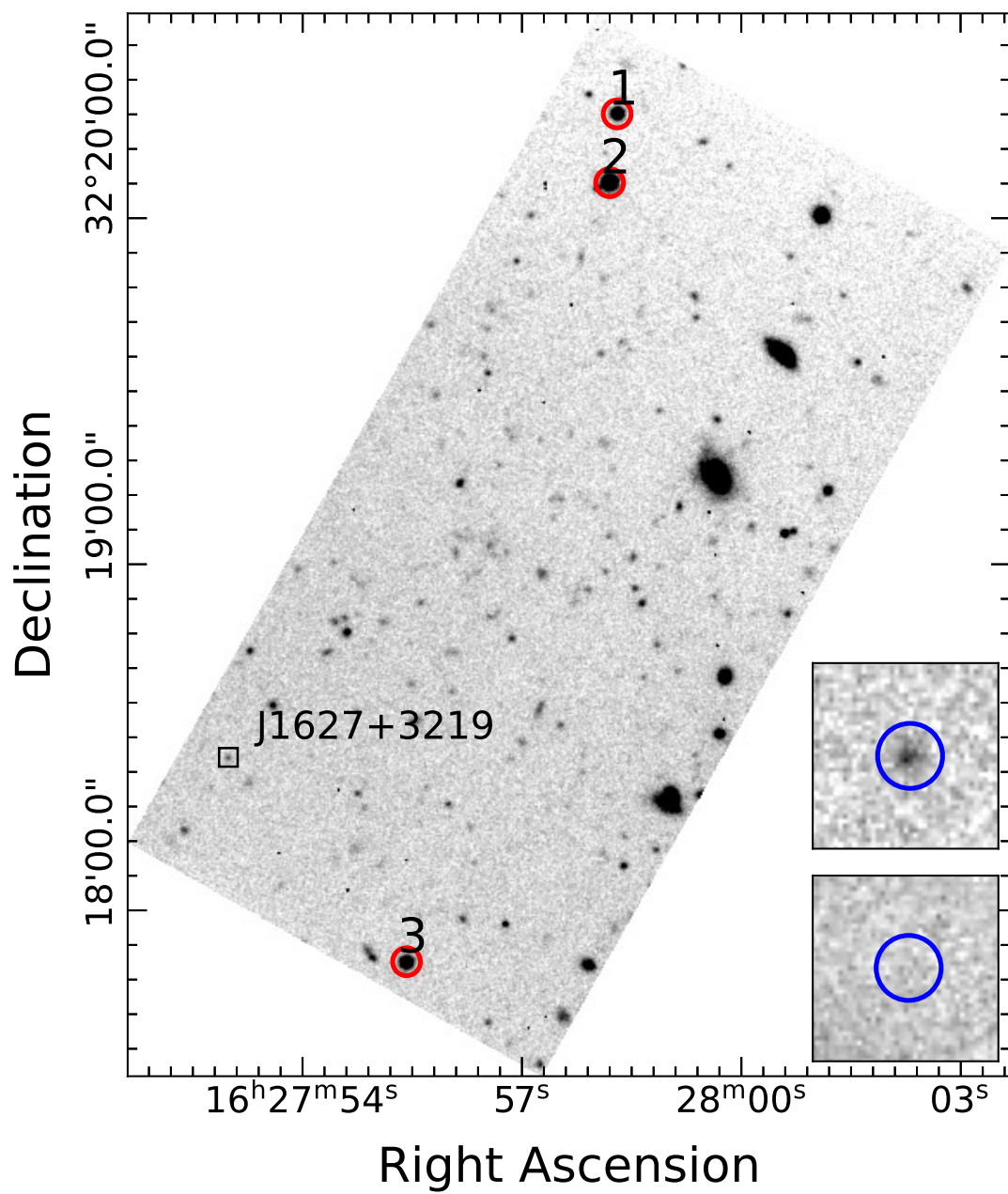


Рисунок 3.3: Поле пульсара J1627 размером $2,8 \times 1,4$ минут дуги², полученное с помощью HiPERCAM в фильтре g_s . Во врезках приведены окрестности пульсара в минимуме и максимуме яркости компаньона

3.3 Анализ данных

Полученные в результате оптические кривые блеска, поправленные на барицентр Солнечной системы и свёрнутые с орбитальным периодом, представлены на рис. 3.4, 3.5 и 3.6. Кривые блеска демонстрируют сильную переменность $\gtrsim 2^m$ с одним пиком за период. Такое поведение характерно для чёрных вдов [59, 60], нагреваемых пульсарным ветром, что также подтверждает связь этих объектов с рассматриваемыми миллисекундными пульсарами.

Кривые блеска J2017 и J1627 довольно симметричны относительно максимума яркости. Цветовые индексы для этих объектов в максимуме яркости составляют $g_s - r_s = 0,^m7$, $r_s - i_s = 0,^m4$ и $i_s - z_s = 0,^m2$ для J2017 и $g_s - r_s = 0,^m8$, $r_s - i_s = 0,^m4$ и $i_s - z_s = 0,^m3$ для J1627. Цвета смещаются в красную сторону по мере движения системы к минимуму блеска, что показывает разницу между температурами “дневной” и “ночной” сторон компаньона пульсара. В минимуме кривой блеска яркость компаньона падает ниже определенного нами предела чувствительности, что не позволяет проводить фотометрические измерения.

Кривые блеска J1513 более сложные. Они демонстрируют значительную асимметрию с быстрым ростом яркости и последующим более плавным спадом. Мы также отмечаем наличие слабых колебаний яркости на коротком временном интервале с амплитудой $\sim 0,^m1$, которые наблюдаются в фильтре r' на восходящей части кривой блеска в диапазоне $0,1 - 0,6$ орбитальных фаз. Они также присутствуют в кривой блеска в фильтре R , хотя и с меньшей значимостью из-за меньшего временного разрешения и более низкой чувствительности. Этот эффект не наблюдается в оставшемся диапазоне $0,6 - 1,0$ фаз для обоих фильтров. Чтобы проверить, не вызваны ли они атмосферными эффектами, мы построили кривые блеска нескольких изолированных звезд с величинами в пределах $r = 17,^m8 - 20,^m0$ в поле J1513. В них подобное изменение яркости отсутствует. По этой причине мы пришли к выводу, что рассматриваемые колебания вызваны физико-химическими процессами, протекающими в двойной системе.

Для получения параметров системы мы произвели аппроксимацию кривых блеска моделью прямого нагрева, состоящей из пульсара и нагретого

пульсарным ветром компаньона. Подробно модель и метод аппроксимации описаны в работах [61, 62]. В этой модели предполагается, что каждый элемент поверхности излучает планковский спектр с температурой, меняющейся от элемента к элементу. Такая модель позволяет воспроизводить симметричные кривые блеска, однако не позволяет описывать отклонения от симметрии.

В случае J2017 и J1627 мы использовали только кривые блеска в фильтрах g_s , r_s и i_s , поскольку приближение чёрного тела плохо описывает наблюдаемое распределение спектральной энергии в широком спектральном диапазоне от фильтра g_s до z_s . Используемая модель не включает компоненты, которые могли бы описать асимметрию и мелкомасштабные вариации кривой блеска, поэтому для предварительного ограничения параметров системы J1513 мы проводили аппроксимацию только гладкой части кривой блеска в r' фильтре и диапазоне орбитальных фаз $\phi \in [0,6; 1,0]$. В процессе мы не учитывали другие диапазоны, так как их соответствующие кривые блеска содержат слишком мало фотометрических точек, а некоторые из них лежат в диапазоне фаз с вариациями. Для обоих объектов мы исключили из моделирования точки, лежащие ниже 3σ предела чувствительности прибора.

Параметрами аппроксимации были избыток цвета $E(B - V)$, расстояние D , масса пульсара M_p , угол наклона орбиты i , коэффициент поглощения $K_{\text{ит}}$, определяющий нагрев компаньона, степень заполнения полости Роша компаньона f и температура “ночной” стороны компаньона T_n . Масса компаньона M_c , или отношение масс $q = M_c/M_p$, определялась функцией масс (табл. 3.1, 3.2, 3.3), которая связывает M_p , M_c и i . Мы также предполагали, что массы пульсаров лежат в диапазоне от $1,4 M_\odot$ до $3,0 M_\odot$. В качестве нулевой гипотезы для параметров бралось случайное значение в пределах естественных физических ограничений. Для поиска минимума функции χ^2 использовался метод градиентного спуска. Полученные параметры для трёх пульсаров представлены в табл. 3.5, а наилучшие модели показаны сплошными линиями на рис. 3.4, 3.6, 3.5.

Кривые блеска J2017 прекрасно описываются моделью с $\chi^2/\text{dof} = 59.6/99$. Отклонения данных от модели находятся в пределах 2σ (рис. 3.4, сверху). В случае J1627 качество подгонки соответствует $\chi^2/\text{dof} = 570/448$, а отклонение модели от полученных данных не превышает 3σ (рис. 3.6, сверху). Параметры

подгонки для обоих пульсаров согласуются с ожидаемыми значениями для чёрных вдов.

Напротив, J1513 демонстрирует кривые блеска, не характерные для большинства компаньонов “пауков” (см. обсуждение ниже). Формально подгонка части кривой блеска приемлема, с $\chi^2/\text{dof} = 69,4/44$. Однако, как видно из нижней панели рис. 3.5, наблюдаемая кривая блеска находится сильно выше относительно симметричной модели в диапазоне $\phi \sim 0,1-0,35$, что указывает на наличие какого-то дополнительного источника излучения в этом диапазоне. Кроме того, существуют упомянутые выше мелкомасштабные вариации яркости, которые заслуживают отдельного анализа.

Для изучения вариаций мы нормировали кривую блеска на крупномасштабные колебания, связанные с орбитальным движением. Для этого мы описали кривую блеска в диапазоне фаз $\phi \in [0,1; 0,6]$ для фильтра r' полиномом Чебышева низкого порядка [63] и вычли эту аппроксимацию из кривой блеска. Результат представлен на верхней панели рис. 3.7. Нормированная кривая блеска показывает периодическое изменение яркости в течение примерно 75 минут между орбитальными фазами $\sim 0,15$ и $0,45$. Для поиска этой периодичности мы провели анализ методом Ломба-Скаргла [64, 65], предоставляемый пакетом **astropy**. Самый большой пик в спектре мощности соответствует периоду $P_V \approx 15,3$ мин (рис. 3.7, средняя панель). Для оценки погрешности спектра мощности мы использовали эквивалент метода бутстреп. Мы смоделировали 10000 кривых блеска, случайным образом разбросанных в пределах $\pm 1\sigma$ погрешности, предполагая нормальное распределение вероятности. В результате мы получили периодограммы для каждой из смоделированных кривых. Затем распределение периодограммы для каждого частотного бина было аппроксимировано функцией Гаусса, максимальное положение и ширина которой были отнесены к наиболее вероятному значению спектра мощности и его ошибке в бине, соответственно.

Рассчитанная вероятность ложного определения пика 15,3 мин составляет $\approx 0,46$, что делает его сомнительным. Однако мы построили спектры мощности с постоянным блеском и оконной прямоугольной функции для того же временного диапазона, что и для J1513. При этом мы не обнаружили там никаких признаков 15,3-минутного периода. Это указывает на то, что 15,3-

минутный пик в кривой блеска не возникает из-за систематической ошибки метода.

Кроме того, мы аппроксимировали данные константой, а затем синусоидальной функцией с 15,3-минутным периодом, сдвинутой на постоянную величину. В результате последней мы получили $\chi^2/dof = 24,1/30$ и среднюю амплитуду $\approx 0,^m08$ (см. рис. 3.7, верхняя панель). С постоянной моделью мы получили немного худшее, но тоже приемлемое соответствие с $\chi^2/dof = 33,3/32$.

F -тест, примененный для сравнения двух моделей, дал вероятность $\approx 8 \times 10^{-3}$ случайного улучшения синусоидальной модели по сравнению с прямой, что указывает на недостаточность описания данных с помощью константы. Кривая блеска, свёрнутая с полученным периодом, показана на нижней панели рис. 3.7, вместе с синусоидальной моделью с наилучшими параметрами. Оставшаяся часть нормированной кривой блеска показывает только стохастические колебания той же амплитуды и никаких признаков периодичности. Тем не менее, можно сделать вывод, что хотя мелкомасштабная переменность выделяется в рассматриваемом фазовом интервале, её кажущаяся периодичность имеет низкую статистическую значимость $\approx 2,5\sigma$ и для её подтверждения необходимы новые наблюдения.

3.4 Результаты

3.4.1 PSR J2017–1614

J2017 принадлежит к классу короткопериодичных систем и демонстрирует оптические кривые блеска, типичные для “пульсаров-пауков”. Моделирование оптических данных показало, что масса компаньона мала ($\approx 0,04 M_{\odot}$), что подтверждает природу J2017 как “черной вдовы”. Оценка массы нейтронной звезды в системе оказалась больше канонической массы $1,4 M_{\odot}$. Отношение температур “ночной” стороны и “дневной” стороны $T_n/T_d \sim 2$, что является типичным для “черных вдов” (например [60]). Расстояние, $D = 2,40^{+0,10}_{-0,05}$ кпк, больше, чем оценки расстояния по мере дисперсии (Таблица 3.2). Это согласуется с результатами исследований, показывающими, что оценки расстояния по мере дисперсии до “пульсаров-пауков” систематически меньше,

Таблица 3.5: Результаты аппроксимации кривых блеска J2017, J1513 и J1627. Здесь R_x и R_y – радиусы компаньона, имеющего вытянутую форму. R_y определяется вдоль линии, соединяющей центры масс компонентов двойной системы.

	J2017	J1513	J1627
$E(B - V)$, з.в.	$0,09^{+0,03}_{-0,01}$	$0,07^{+0,03}_{-0,04}$	0,051(25)
Расстояние D , кпк	$2,40^{+0,10}_{-0,05}$	1,95(5)	4,6(2)
Масса пульсара M_p , $M_\odot$	2,4(6)	$1,7^{+1,0}_{-0,6}$	$2,7^{+0,3}_{-1,0}$
Отношение масс $q = M_c/M_p$	0,017(2)	0,012(1)	0,017(2)
Температура “ночной” стороны T_n , 10^3 К	$3,0^{+0,2}_{-0,1}$	3,2(1)	2,7(3)
Наклонение i , град.	67^{+10}_{-7}	70^{+20}_{-15}	54^{+10}_{-4}
Степень заполнения полости Роша f	0,84(6)	$1,0^{+0,0}_{-0,1}$	0,71(7)
Коэффициент облучения K_{irr} , 10^{20} эрг см $^{-2}$ с $^{-1}$ ср $^{-1}$	0,7(1)	0,6(1)	2,4(2)
Вычисляемые параметры			
Масса компаньона M_c , $M_\odot$	0,041	0,020	0,04
Радиус компаньона R_c^x , $R_\odot$	0,122	0,114	0,21
Радиус компаньона R_c^y , $R_\odot$	0,169	0,151	0,15
Минимальная “дневная” температура T_d^{min} , 10^3 К	3,3	3,2	3,3
Максимальная “дневная” температура T_d^{max} , 10^3 К	5,9	5,4	5,6
Эффективность облучения η	0,6	0,05	0,64

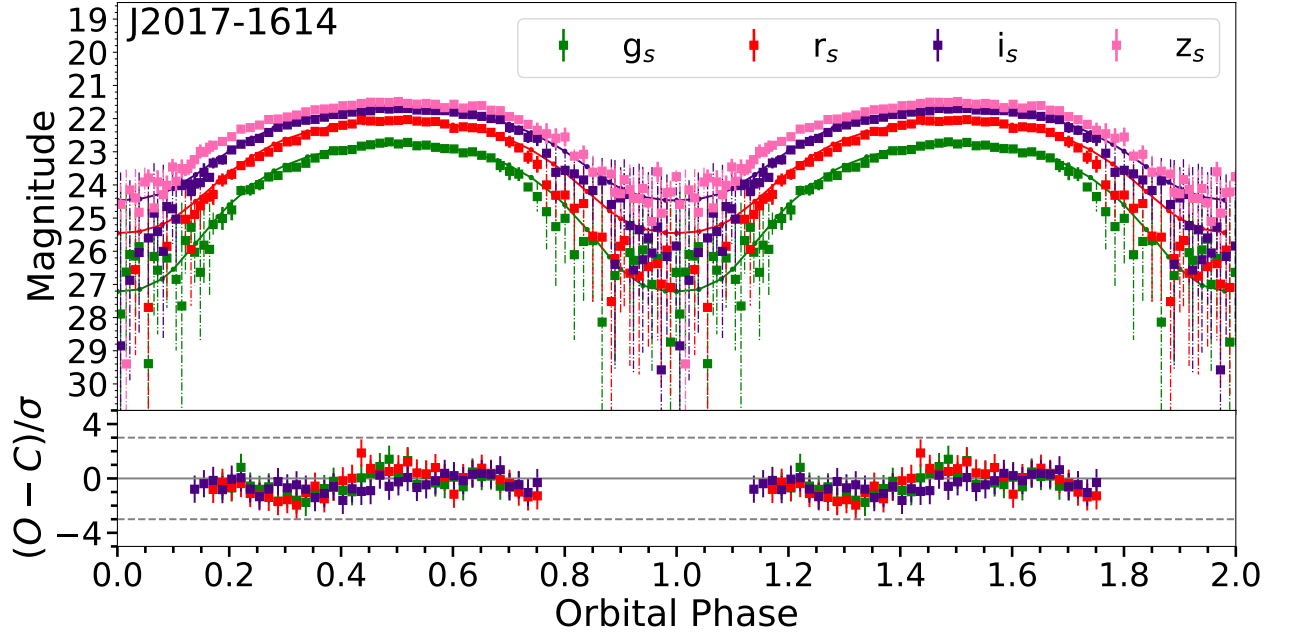


Рисунок 3.4: Модельные и наблюдаемые кривые блеска компаньона пульсара J2017, свёрнутые с орбитальным периодом. На нижней панели представлена невязка в единицах σ . Штриховыми линиями показаны 3σ уровни.

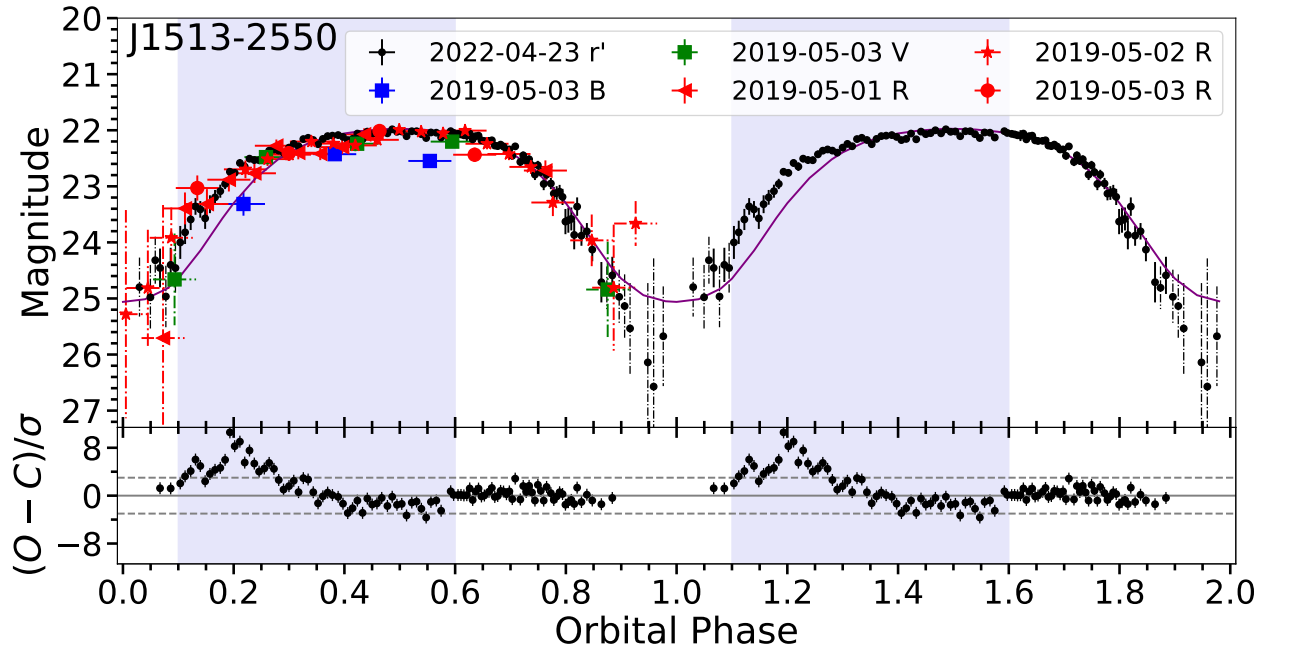


Рисунок 3.5: Кривые блеска J1513, свёрнутые с орбитальным периодом и приведенные к АВ фотометрической системе. Сиреневой сплошной линией показана модельная кривая блеска закрашенными полосами показаны области, где наблюдаются колебания яркости. На нижней панели представлена невязка в единицах σ . Штриховыми линиями показаны 3σ уровни.

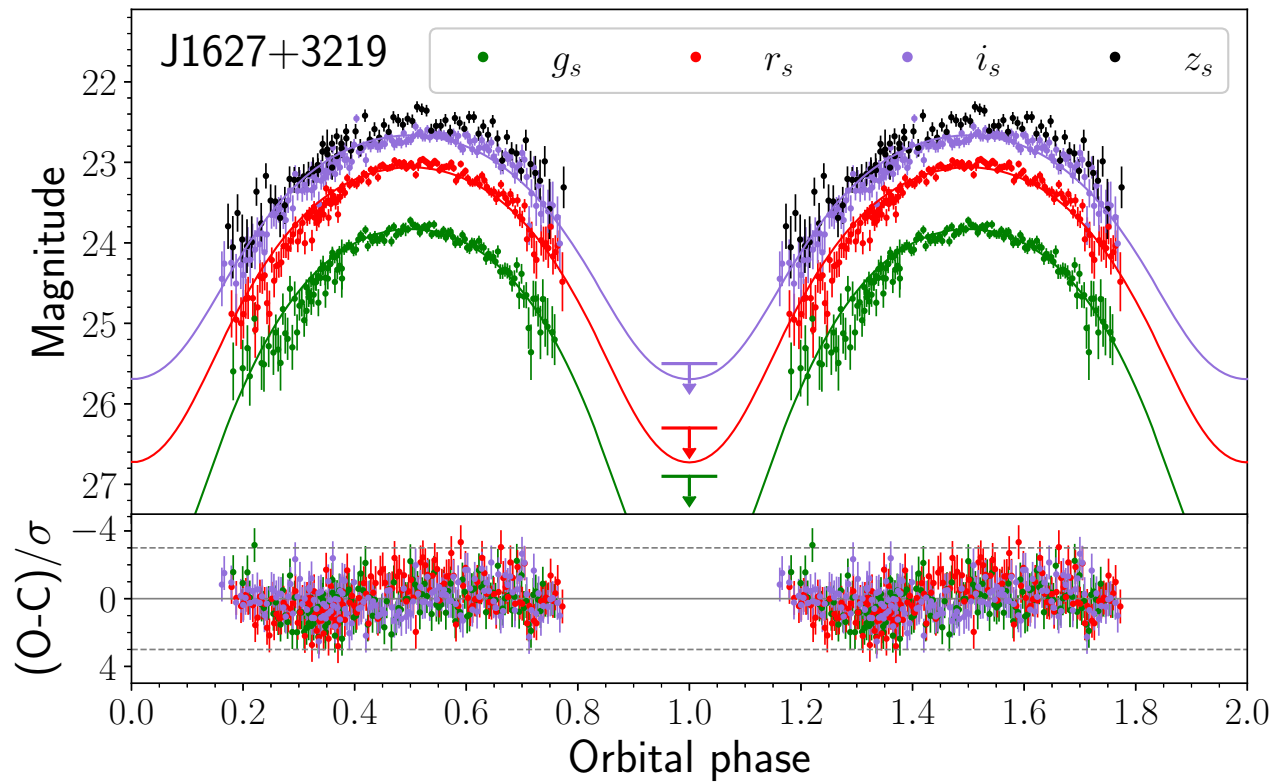


Рисунок 3.6: Модельные и наблюдаемые кривые блеска компаньона пульсара J1627, свёрнутые с орбитальным периодом. На нижней панели представлена невязка в единицах σ . Штриховыми линиями показаны 3σ уровни.

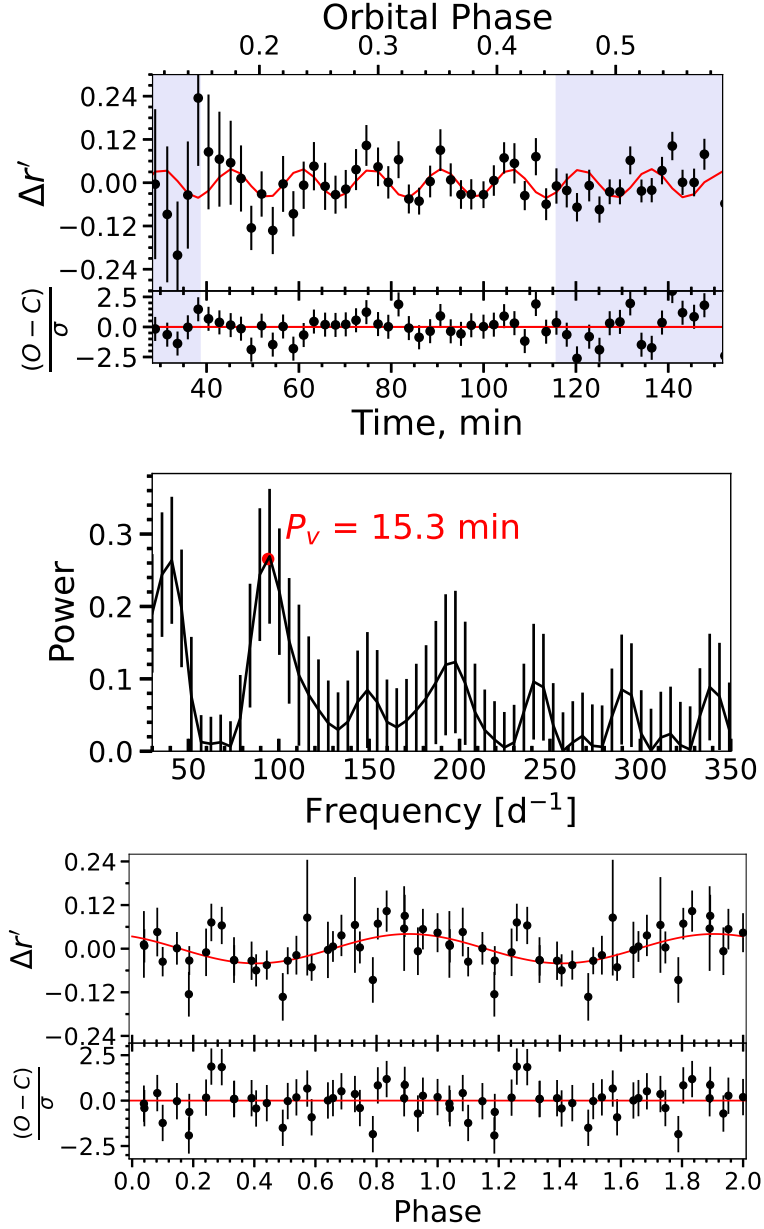


Рисунок 3.7: Результаты анализа мелкомасштабных колебаний кривой блеска J1513. *Верхняя панель:* Нормированная на колебания, вызванные орбитальным движением, кривая блеска J1513 показана черными точками с усами. Сплошная линия соответствует синусоидальной функции с периодом 15,3 мин. Синими полосами показаны области, исключенные при поиске периодичности. *Средняя панель:* черными точками с вертикальными усами показан спектр мощности нормированной кривой блеска. Красной точкой отмечен наибольший пик соответствующий периоду 15,3 минут. *Нижняя панель:* Нормированная кривая блеска, свернутая с периодом 15,3 минут.

чем расстояния, полученные другими методами [66]. Значение $E(B - V)$ согласуется с ожидаемым значением $0,^{m}_{-0,^{m}_{02}}11^{+0,^{m}_{01}}$, полученным для пульсара и его расстояния с помощью 3D карты галактической пыли [67].

3.4.2 PSR J1513–2550

J1513 также является “паучьим” пульсаром, но с асимметричной оптической кривой блеска. Эта особенность проявляется как в наблюдениях OAN-SPM, так и в данных Магеллана-1, проведённых с разницей примерно в три года, т.е. свойство сохраняется в течении длительного периода. Простая модель прямого нагрева компаньона не может воспроизвести асимметрию. Существует ряд других паучьих систем, демонстрирующих подобное поведение, например, BW J1311–3430 [68], BW J1653–0158 [69], BW J1810+1744 [70], RB J2039–5617 [71] и RB J2339–0533 [72]. Для объяснения асимметрии были предложены различные модели: холодные пятна на поверхности звезды-компаньона, вызванные её магнитной активностью [71], асимметричный нагрев от ударной волны, образованной взаимодействием ветров пульсара и компаньона (IBS [73]), а также перераспределение тепла по поверхности компаньона за счёт конвекции и диффузии [74, 75]. Неясно, какая из этих идей действительно применима для описания J1513. Возможное присутствие загадочных периодических колебаний яркости с амплитудой $\sim 0,1$ з. в. и периодичностью ~ 15 мин на кривой блеска в диапазоне $\sim 0,15$ – $0,45$ орбитальных фаз (рис. 3.7), также усложняет теоретическое описание кривой блеска. Для других подобных систем таких вариаций пока не обнаружено.

Отмеченные ранее колебания могут быть объяснены вспышечной активностью J1513, которая наблюдается в некоторых других “паучьих” системах (например [68, 76, 77, 78]). Однако наблюдаемая периодичность ставит это предположение под сомнение, поскольку вспышечная активность является стохастическим процессом. В случае с нашими данными неясно, всегда ли эти вариации проявляются в одних и тех же орбитальных фазах.

С другой стороны, если эти вариации будут доказаны в будущем, то их можно будет объяснить колебаниями горячего пятна компаньона, подобными колебаниям, наблюдающимся в солнечных пятнах [79, 80]). Горячее пятно мо-

жет также образовываться за счет частиц ударной волны, перенаправленных к полюсам компаньона его магнитным полем (см. рис. 3 в [81]).

Стоит отметить, что хотя используемая симметричная модель не описывает кривые блеска J1513 во всем диапазоне орбитальных фаз, она дает предварительные ограничения на параметры системы. Температуры “ночной” и “дневной” сторон близки к полученным для J2017 и J1627 (табл. 3.5). Оценка расстояния до J1513 составляет около 2 кпк, что близко к значению, полученному с помощью модели NE2001. С учетом собственного движения пульсара, $\mu = 7,2(2)$ мсд в год, тангенциальная скорость составляет $v_t = 68 \text{ км с}^{-1}$, что согласуется с распределением скоростей для МСП [82]. Оценка межзвездного поглощения для пульсара меньше максимального значения в этом направлении, $0,^m12_{-0,01}^{+0,02}$, полученного из карты пыли [67].

3.4.3 PSR J1627+3219

Кривые блеска J1627 подобны J2017. Они довольно симметричны и имеют один пик за период с амплитудой $\approx 2^m$, что также позволяет идентифицировать эту систему как BW [77]. По результатам моделирования этих кривых моделью прямого нагрева была получена оценка массы компаньона ($M_c^{J1627} = 0,04 M_\odot$). Температура “ночной” стороны для компаньона также соответствует типичным значениям для “чёрных вдов”. Оценка расстояния (4,5 кпк.), полученная при моделировании, соответствует значению, измеренному по мере дисперсии. Значение $E(B - V)$ согласуется с ожидаемым значением $0,^m051(25)$, полученным для пульсара и его расстояния с помощью 3D карты галактической пыли [67].

3.4.4 Рентгеновское излучение

Следует также отметить, что исследуемые объекты были обнаружены в данных рентгеновского телескопа XMM-Newton. Каталог 4XMM-DR13 содержит источники 4XMM J201746.0–161416 и 4XMM J151323.3–255029 которые можно ассоциировать с J2017 и J1513, соответственно. Поля этих объектов наблюдались в октябре и сентябре 2016 года, соответственно. Поле пульсара

J1627 наблюдалось в феврале 2023 года. Рентгеновские спектры этих объектов могут быть описаны степенным законом.

Для J2017 фотонный индекс составил $\Gamma = 2,7 \pm 0,2$, а светимость в диапазоне 0,5 – 10 кэВ $L_X^{J2017} \approx 10^{31}$ эрг с⁻¹. Для J1513 $\Gamma = 2,0_{-0,4}^{+0,3}$ и $L_X^{J1513} \approx 3,0 \times 10^{30}$ эрг с⁻¹. Для J1627 $\Gamma = 3,3 \pm 0,5$ и $L_X^{J1627} \approx 1,1 \times 10^{31}$ эрг с⁻¹. Эти значения являются типичными для систем типа BW [77].

3.5 Заключение

В этой работе была впервые проведена многополосная фотометрия трёх “паучьих” пульсаров. Полученные кривые блеска позволяют определить эти пульсары как “чёрные вдовы”. Была проведена аппроксимация кривых блеска с использованием модели прямого нагрева компаньона пульсарным ветром и получены оценки параметров систем и их компонент. Эти параметры соответствуют типичным значениям для чёрных вдов.

Особый интерес представляет кривая блеска, полученная для J1513. В отличие от двух других объектов она демонстрирует сильную асимметрию, которая сохраняется на протяжении, как минимум, трёх лет, и плохо описывается моделью прямого нагрева. В ней также обнаруживаются малые колебания неизвестной природы. Подтверждение этих колебаний требует дальнейших наблюдений.

Результаты, полученные в этом разделе, опубликованы в работах А3 и А4.

Глава 4

Оптические исследования транзиентного источника MASTER OT J072007.30+451611.6

4.1 Введение

MASTER OT J072007.30+451611.6 (далее J0720) – необычная не затменная компактная двойная система, недавно обнаруженная автоматической системой поиска транзиентных источников MASTER-IAC [83, 84]. Оптические данные Каталинского обзора неба (CSS) [85] показывают сильную переменность интенсивности излучения ($\sim 3^m$) с периодом $P_b = 0,0627887$ д. = 1,50693 ч. [84]. Оптический спектр низкого разрешения J0720, полученный с помощью телескопа LAMOST [86]. Этот спектр демонстрирует относительно узкие эмиссионные Бальмеровские линии, которые могут быть указанием на наличие аккреции в системе. Также на положении J0720 обнаружен рентгеновский источник XMMSL2 J072007.4+451615 в каталоге XMM-Newton Slew Survey Clean Source Catalog (XMMSLEW-CLN) [87]. Его наблюдаемый поток в диапазоне 0,2–12 кэВ составляет $(2,9 \pm 1,0) \times 10^{-12}$ эрг с⁻¹ см⁻².

В своей работе Денисенко [84] классифицировал этот объект как поляр – катаклизмическую переменную (КП) типа AM Геркулеса. Поляры – класс двойных систем, в которых одной из компонент является БК с сильным магнитным полем $\sim 10 - 100$ МГц, которое препятствует формированию аккреционного диска [88]. В таком случае акционирующее вещество перетекает от звезды-донора вдоль линий магнитного поля БК к его магнитному полюсу (полюсам). Стоит отметить, что такая сильная переменность блеска J0720 в оптическом диапазоне не характерна для поляр, которые обычно

демонстрируют орбитальную переменность $\lesssim 2^m$. Кроме того, поляры могут переключаться между состояниями высокой и низкой аккреции, что сильно меняет их яркость. В работе [84] предположили, что большая амплитуда оптической кривой блеска J0720 обусловлена большим вкладом горячего пятна на поверхности БК.

Также стоит отметить, что такая высокая амплитуда переменности блеска в оптическом диапазоне характерна ($\approx 2^m - 4^m$) для рассмотренных ранее “паучьих” систем [59, 60, 89]. В оптических спектрах некоторых из них также наблюдаются сильные эмиссионные линии водорода и гелия, которые обычно связывают со звёздным ветром или ударной волной, образованной взаимодействием ветров пульсара и компаньона в двойной системе [77].

Для изучения природы J0720 мы провели её фазово-разрешенные оптические фотометрические и спектроскопические наблюдения. Мы также рассмотрели оптические данные из различных каталогов и рентгеновские данные телескопа eROZITA [90] на борту обсерватории Спектр-РГ (СРГ) [91].

4.2 Наблюдения и обработка данных

4.2.1 Архивные данных

Оптический источник J0720 обнаруживается в различных каталогах. Как отмечается в работе Денисенко [84], в каталоге CSS он соответствует объекту J072007.4+451615. Кроме того, он наблюдался космической обсерваторией Gaia, и соответствует объекту 974157681483861248 с координатами $\alpha=07^h20^m07^s3812(5)$, $\delta=+45^\circ16'11''.507(1)$ и блеском равным $G=20,^m9$ [92, 93]. Помимо этого, J0720 идентифицируется в каталогах обзоров Pan-STARRS [94] и ZTF [95], по данным которых подтверждается его сильная переменность.

4.2.2 Оптическая фотометрия и спектроскопия

Фазово-разрешенная фотометрия J0720 проводилась с использованием 1,5-метровых телескопов МАО, АТО и OAN-SPM. Для получения кривых блеска были применены стандартные методы обработки астрономических данных. В качестве фотометрических стандартов применялся набор звёзд

в поле объекта, величины которых были взяты из каталога Pan-STARRS. Журнал фотометрических наблюдений приведен в таблице 4.1.

Фазово-разрешенная спектроскопия проводилась с использованием GTC. Первые наблюдения были проведены в феврале 2024 года в рамках директорского времени с использованием спектрометра OSIRIS+. В результате были получены четыре последовательных спектра с временем экспозиции 400 с и решеткой R1000B с установленной щелью шириной 0,8 секунды дуги. Результирующее спектральное разрешение составило 5,4 Å. следующие наблюдения прошли в ноябре 2024 года используя тот же инструмент с решетками R2000B и R2500R. В результате орбита двойной системы была покрыта полностью десятью последовательными снимками для каждой решетки. Итоговое спектральное разрешение составило 4,4 Å (R2000B) и 3,4 Å (R2500R). Журнал наблюдений приведен в таблице 4.2.

Обработка данных проводилась с помощью пакетов программ PYRIT [96, 97] и IRAF. Калибровка по потоку проводилась с использованием спектрофотометрического стандарта Feige 110.

4.3 Анализ полученных данных

4.3.1 Кривые блеска на больших и малых масштабах времени

Фотометрические наблюдения J0720 охватывают временной интервал с 2005 по 2025 годы 4.1. Это позволяет проводить анализ долгопериодических изменений блеска в оптике. В частности, для этого объекта наблюдаются высокие ($\text{MJD} \approx 53400 - 56000$ и $58200 - 60500$) и низкое ($\text{MJD} \approx 56000 - 57000$) состояния. В высоком состоянии переменность кривой блеска на масштабах от нескольких дней до месяца составляет $\approx 3^{\text{m}} - 4^{\text{m}}$. Такие переходы между высоким и низким состоянием являются типичными для магнитных катаклизмических переменных [98], но еще не были зарегистрированы для систем типа BW.

Таблица 4.1: Журнал фотометрических наблюдений J2017

Дата	MJD	Фильтр	Время экспозиции
МАО			
2023-11-12	60260	V	120 с $\times$ 17
		V	180 с $\times$ 57
		R	180 с $\times$ 22
		I	180 с $\times$ 22
ОАН-SPM			
2023-11-26	60274	V	600 с $\times$ 11
			300 с $\times$ 5
			400 с $\times$ 1
		R	200 с $\times$ 6
			300 с $\times$ 11
		I	200 с $\times$ 1
2023-12-12	60290	V	150 с $\times$ 2
			90 с $\times$ 16
		R	300 с $\times$ 1
			60 с $\times$ 17
2023-12-13	60291	R	100 с $\times$ 3
			300 с $\times$ 27
		I	100 с $\times$ 28
			60 с $\times$ 28
2023-12-14	60292	V	300 с $\times$ 19
		R	100 с $\times$ 19
		I	60 с $\times$ 19
АТО			
2025-01-10	60685	r	20 с $\times$ 964
2025-01-13	60688	i	20 с $\times$ 402

Замечание. Наблюдения МАО и ОАН-SPM Производились с использованием фотометрической системы Джонсона-Козина, а АТО в фотометрической системе Слоуновских фильтров.

Таблица 4.2: Журнал спектроскопических наблюдений, проведенных на телескопе GTC.

Дата	MJD	Решётка	Диапазон длин волн, Å	Время экспозиции, с.
2024-02-03	60343,1001	R1000B	3630–7000	400×4
2024-11-03	60617,1329	R2000B	3950–5700	535×10
	60617,1986	R2500R	5575–7685	530×10

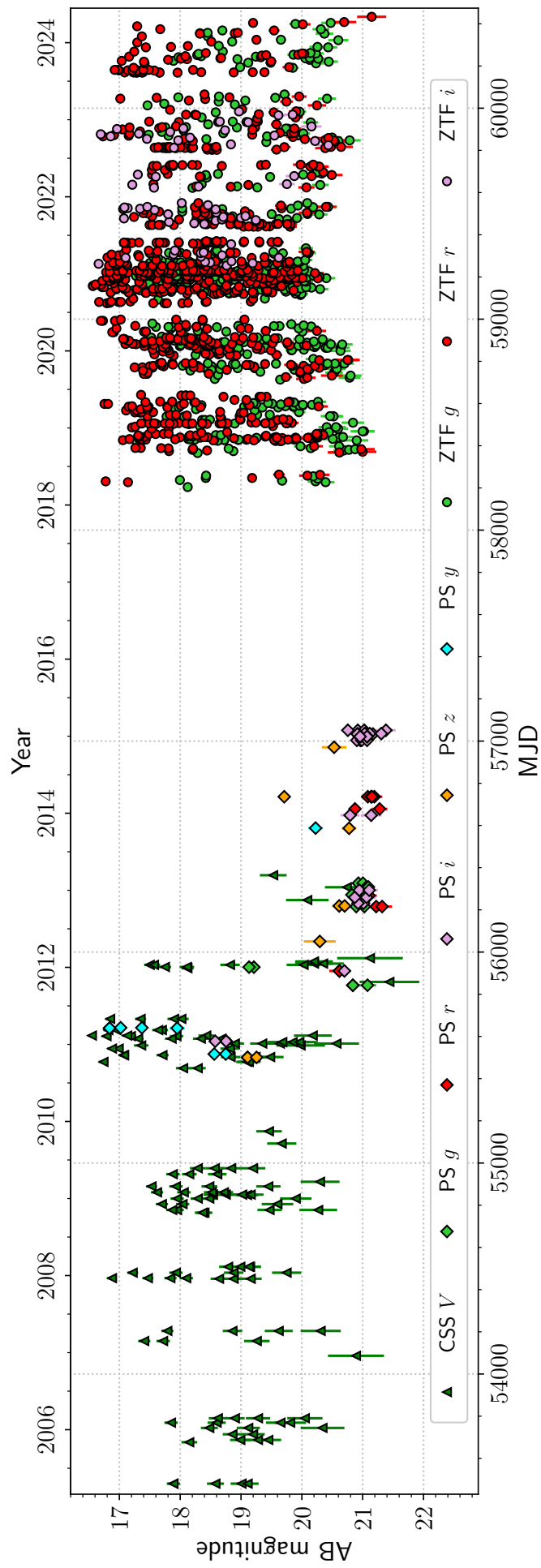


Рисунок 4.1: Кривые блеска J0720 полученные в рамках обзоров неба CSS, Pan-STARRS и ZTF. Данные, соответствующие различным обзорам, показаны точками разного цвета.

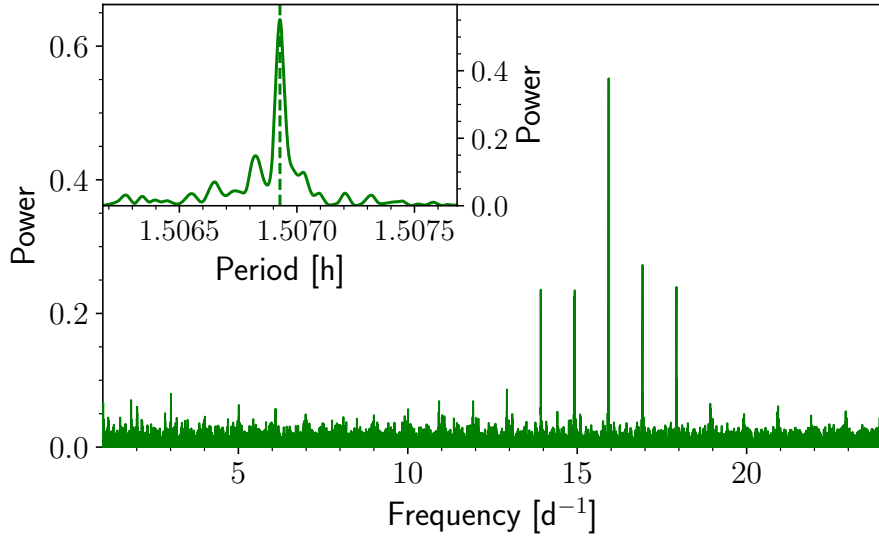


Рисунок 4.2: Периодограмма J0720, полученная методом Ломба-Скаргла для данных обзора ZTF в фильтре r . Орбитальный период соответствует наибольшему пику. Для наглядности этот пик показан во врезке, а его центр отмечен пунктирной линией.

Для поиска периодичности в данных обзора ZTF, который охватывает более 5 лет наблюдений и содержит около 800 измерений, использовался метод периодограм Ломба-Скаргла [64, 99]. Наибольший пик (см. рис. 4.2) в полученном спектре мощности соответствует орбитальному периоду $P_b = 1,506928(24)$ ч. Ошибка при этом определялась как полуширина пика на половине высоты в спектре мощности. Это значение согласуется с найденным в работе [84] и предложенным в качестве орбитального периода для этой системы. Свернутые с этим периодом кривые блеска, полученные по данным ZTF, MAO и OAN-SPM представлены на изображении 4.3. В качестве нулевой фазы было взято время $t_0 = 2460617,620472$ HJD, которое выбиралось на основании доплеровских томограмм, построенным по спектроскопическим данным. Полученные в результате кривые блеска имеют согласованную форму и демонстрируют сильную асимметрию с быстрым нарастанием яркости, выраженным плато с низкоамплитудным мерцанием в области максимальной яркости продолжительностью $\approx 0,3P_b$ и последующим плавным спадом, длящимся $\approx 0,4P_b$. Также есть намёк на промежуточный минимум, наиболее заметный в фильтре i .

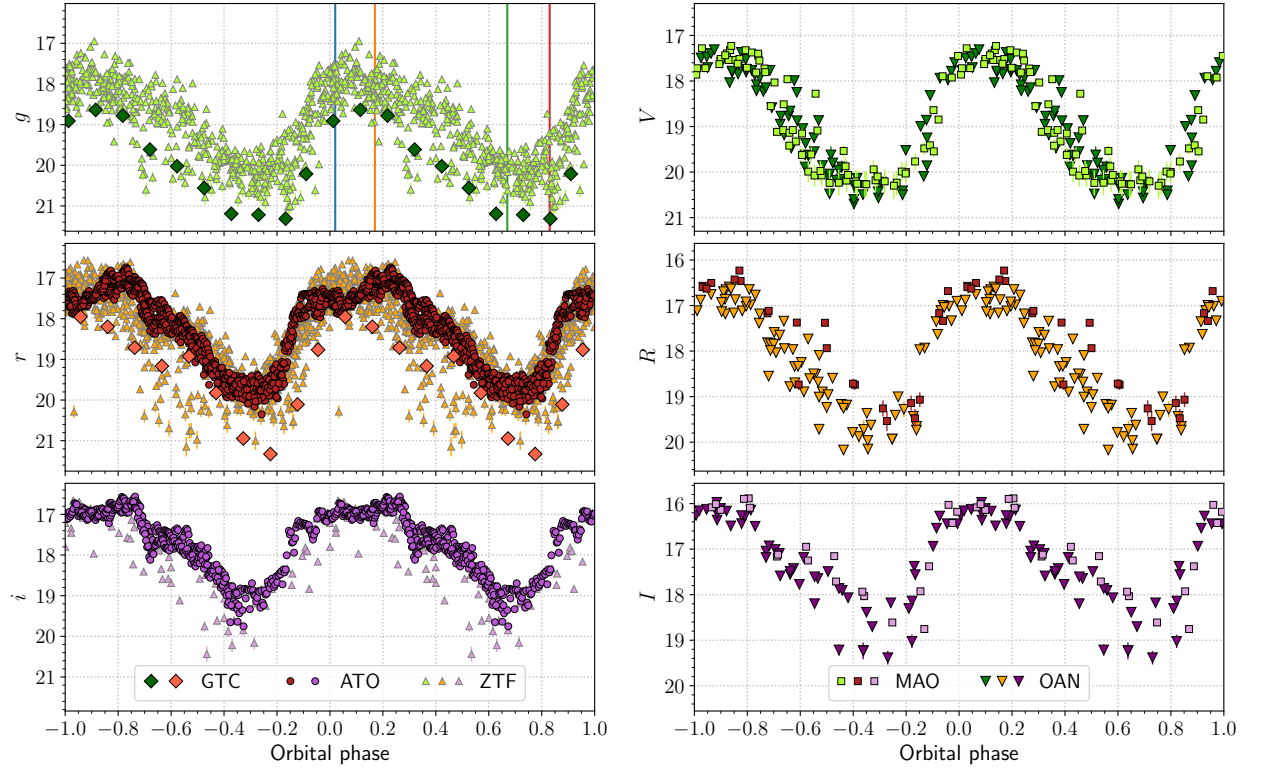


Рисунок 4.3: Кривые блеска J0720 свернутые с периодом $P_b = 1,506928$ ч. Данные, полученные на различных инструментах, представлены разными цветами, определенными в легендах графиков. Данные ZTF, GTC и ATO получены в АВ фотометрической системе и показаны на левой панели. Кривые блеска OAN-SPM и MAO представлены на правой панели и получены в фотометрической системе Веге. Для наглядности показаны два орбитальных периода. Вертикальными цветными линиями на левом верхнем изображении обозначены фазы, соответствующие спектрам на изображении 4.4.

4.3.2 Оптическая спектроскопия

На рис. 4.4 представлены оптические спектры J0720, соответствующие орбитальным фазам вблизи максимума и минимума яркости объекта, которые показаны вертикальными линиями на левой верхней панели рис. 4.3. Спектры демонстрируют сильные эмиссионные линии Бальмера, которые были также обнаружены в данных LAMOST. Кроме того, обнаружены более слабые эмиссионные линии HeI и HeII. Объект демонстрирует значительную переменность континуума с наибольшей амплитудой в диапазоне $5000 - 7000 \text{ \AA}$, которая уменьшается к более синей и более красной частям спектра и исчезает ниже $4000 \text{ \AA}$. Для проверки того, что объект находился в высоком состоянии во время спектроскопии, из одномерных спектров была получена кривая блеска путем сворачивания их с кривой пропускания фильтра g телескопа Pan-STARRS и с простым прямоугольным фильтром для диапазона длин волн равного $5600 - 7400 \text{ \AA}$, частично перекрывающегося с фильтром r . Результаты представлены на верхней и средней панелях рис. 4.3, слева. Полученные кривые блеска согласуются с фотометрическими, что свидетельствует о нахождении J0720 в состоянии максимума во время спектральных наблюдений. Четыре спектра, полученные в феврале 2024 года, согласуются с ноябрьскими для близких орбитальных фаз. На рис. 4.5 показаны динамические спектры, свернутые с орбитальным периодом для каждой решетки. Максимумы эмиссионных линий демонстрируют сильную синусоидальную зависимость от фазы. Эта зависимость выглядит одинаково для разных линий. Линии имеют сильно переменные асимметричные профили, указывающие на наличие как минимум двух эмиссионных компонентов (рис. 4.6). Такие профили с двумя или тремя компонентами характерны для полярных, что описано, например, в работе [100]. Учитывая ограниченное спектральное разрешение, мы попытались подобрать профили для каждого спектра с помощью комбинации двух гауссовых функций. Для этого мы использовали метод Монте-Карло с Марковскими цепями [101]. Мы обнаружили, что одна функция Гаусса более узкая и менее интенсивная (“узкая”), чем другая (“широкая”). Некоторые примеры результатов аппроксимации представлены на рис. 4.6. Как видно, лучше всего компоненты разрешаются вблизи орбитальной фазы $\sim 0,8$. За-

зависимость параметров аппроксимации от орбитальной фазы для линии $\text{H}\alpha$ показана на рис. 4.7. Мы также провели аппроксимацию отклонения максимума каждого компонента эмиссионных линий от лабораторной длины волны соответствующих атомных переходов (радиальной скорости) синусоидальной функцией:

$$v_i(t) = \gamma_i + K_i \sin \left(\frac{2\pi(t - t_0)}{P_{\text{orb}}} - \Delta\phi_i \right), \quad i \in \{\text{узкая, широкая}\}, \quad (4.1)$$

где t – время, γ_i – радиальная скорость (RV), K_i – полуамплитуда кривой RV, $\Delta\phi_i$ – сдвиг фазы относительно времени t_0 . Результаты этой аппроксимации для линий $\text{H}\alpha$ и $\text{H}\beta$ представлены на рис. 4.7, 4.8 и в табл. 4.3.

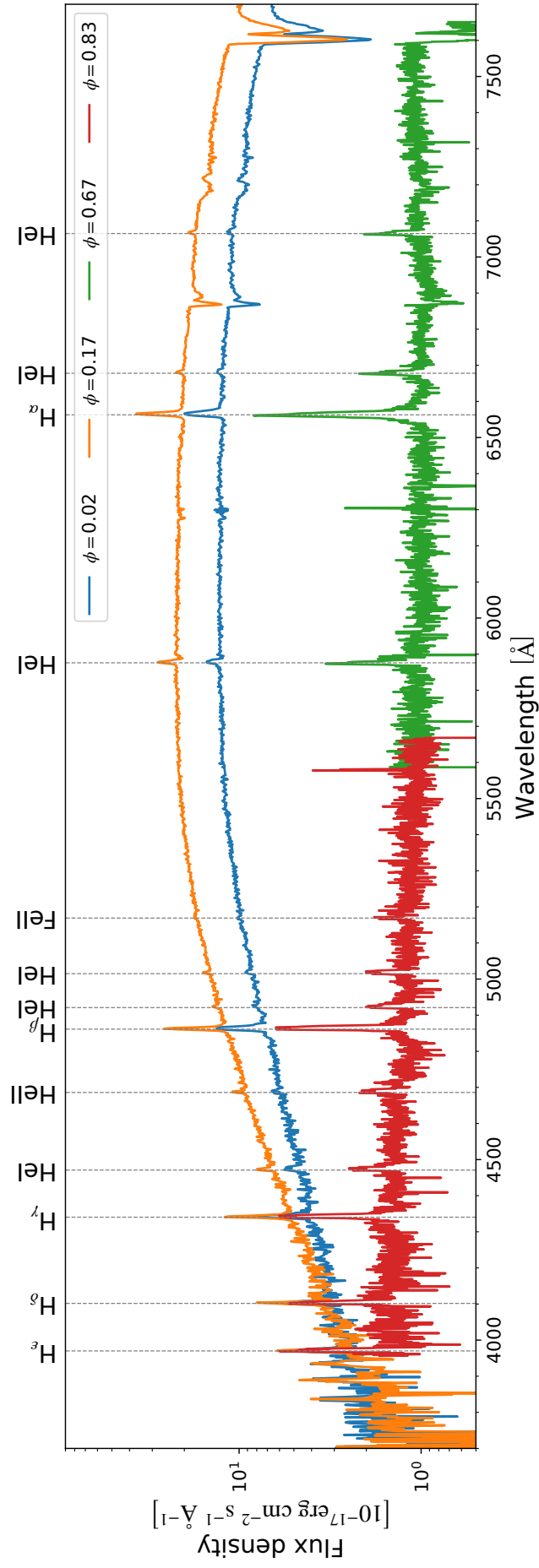


Рисунок 4.4: Оптические спектры J0720, полученные для различных фаз на телескопе GTC. Голубая и оранжевая линии соответствуют решетке R1000B, красная – решетке R2000B и зеленая – решетке R2500R.

Таблица 4.3: Параметры подгонки синусоидальной функции 4.1 к кривым радиальных скоростей с 1σ ошибками для разных компонент спектральных линий.

Линия	Компонента	γ , км с ⁻¹	K , км с ⁻¹	$\Delta\phi$
H α	широкая	141 ± 25	221 ± 36	$0,25 \pm 0,02$
	узкая	100 ± 32	190 ± 41	$0,01 \pm 0,02$
H β	широкая	140^{+31}_{-30}	184^{+43}_{-42}	$0,26 \pm 0,04$
	узкая	100 ± 25	173^{+112}_{-98}	$0,04 \pm 0,05$

Полученные амплитуды кривых радиальных скоростей для обеих компонент имеют близкие значения, в то время как широкая компонента сдвинута примерно на 0,25 орбитальной фазы. При этом интенсивности компонент и их ширины на полувысоте (FWHM) незначительно (на уровне 1σ) меняются с орбитальным периодом. Высокая вырожденность этих параметров в двухкомпонентной модели также не позволяет провести анализ их изменения за орбитальный период. Стоит также отметить, что максимум полной интенсивности линий Бальмера совпадает с максимумом фотометрической яркости объекта и соответствует $\phi \approx 0,1$. Спектральные линии гелия значительно слабее линий Бальмера, а потому результаты их аппроксимации весьма неопределенные.

В полярных узкие компоненты спектральных линий возникают вблизи точки Лагранжа $L1$ полости Роша звезды-донора и, возможно, из области истечения аккреционного потока, а широкие компоненты соответствуют излучению аккреционного потока вблизи магнитных полюсов БК [102]. Взаимное расположение компонент в двойной системе относительно луча зрения для разных фаз показано на верхних панелях рис. 4.7. Также стоит отметить, что звезда-донор нагревается излучением БК. В спектрах полярных это обычно приводит к формированию эмиссионного дублета линий NaI 8183, 8195, а также линий CaII 8498 и 8542. Они образуются ближе к центру масс звезды-донора. Эти линии лежат за пределами диапазона длин волн, используемых в работе инструментов. Схематическое изображение полярного J0720 на различных фазах показано на изображении 4.7. На $\phi = 0,0$ горячее пятно на поверхности звезды-донора находится на луче зрения.

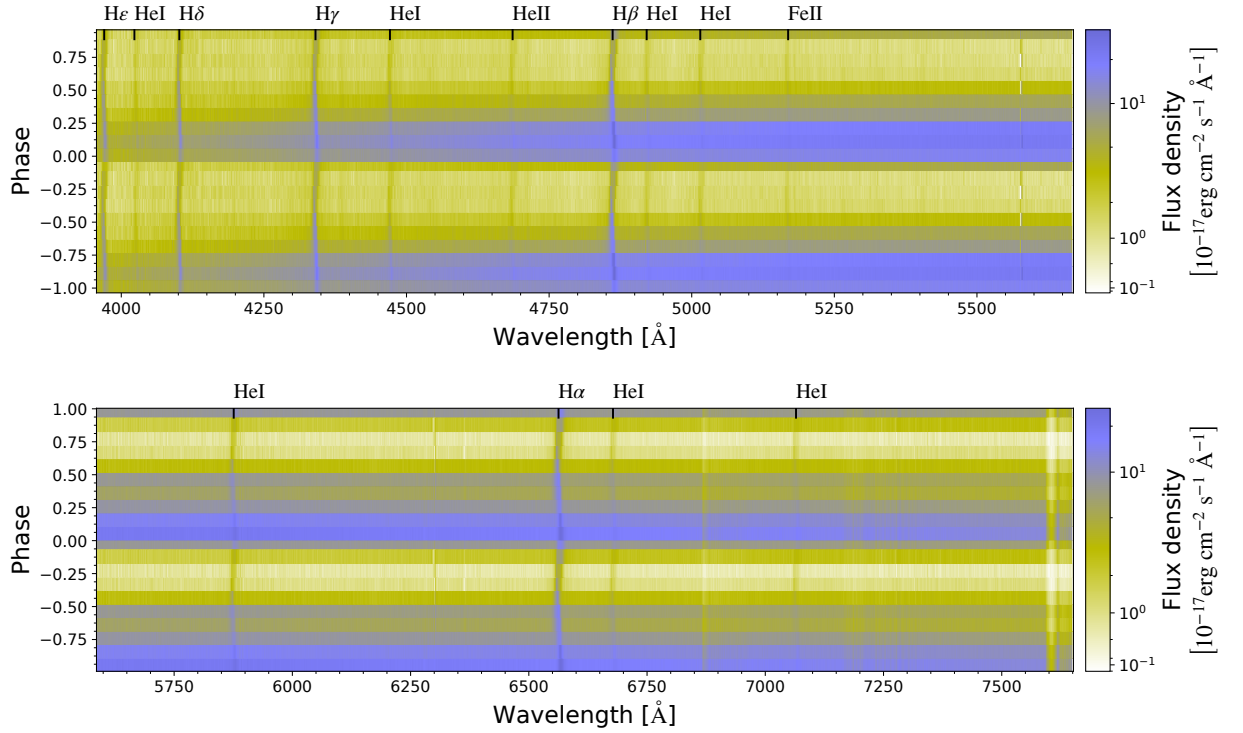


Рисунок 4.5: Динамические спектры J0720 полученные на ГТС с решеткой R2000B (верхняя панель) и R2500R (нижняя панель). Для наглядности представлено два орбитальных периода.

4.3.3 Параметры системы

Кривые блеска и спектральные свойства позволяют утверждать, что J0720, скорее всего, является поляр. Для оценки параметров системы мы использовали массу БК $M_1 = 0,8 M_\odot$, что является средним значением для магнитных КП [103]. Далее из зависимости массы компаньона от периода для поляр [104] мы получили:

$$\frac{M_2}{M_\odot} = (0,126 \pm 0,011)P_b - (0,110 \pm 0,040), \quad (4.2)$$

$$\frac{R_2}{R_\odot} = (0,117 \pm 0,004)P_b - (0,011 \pm 0,018). \quad (4.3)$$

Отсюда мы оценили массу звезды-компаньона $M_2 = 0,09 \pm 0,05 M_\odot$ и её радиус $R_2 = 0,17 \pm 0,02 R_\odot$. Это дает отношение масс $\frac{M_2}{M_1} = 0,1$. Если предположить, что узкая компонента $H\alpha$ формируется вблизи точки $L1$, тогда из измеренной амплитуды кривой радиальных скоростей (табл.4.3) и масс компонент можно оценить наклонение системы, составившее 48 ± 12 град. Как

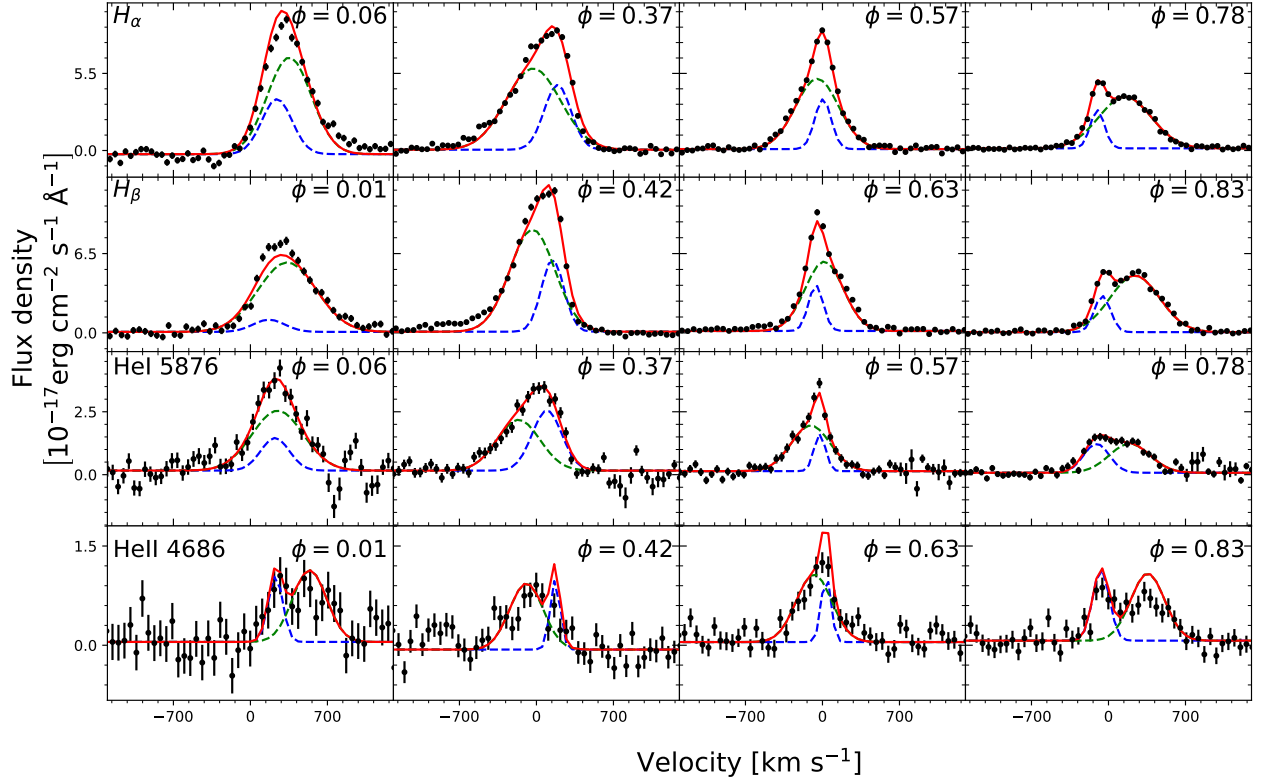


Рисунок 4.6: Профили спектральных линий для различных орбитальных фаз ϕ . Черными точками с усами показаны спектральные линии с вычтенным континуумом. На каждой панели красная сплошная линия показывает модельную функцию состоящую из двух функций Гаусса, а пунктирными зелёными и синими линиями её компоненты.

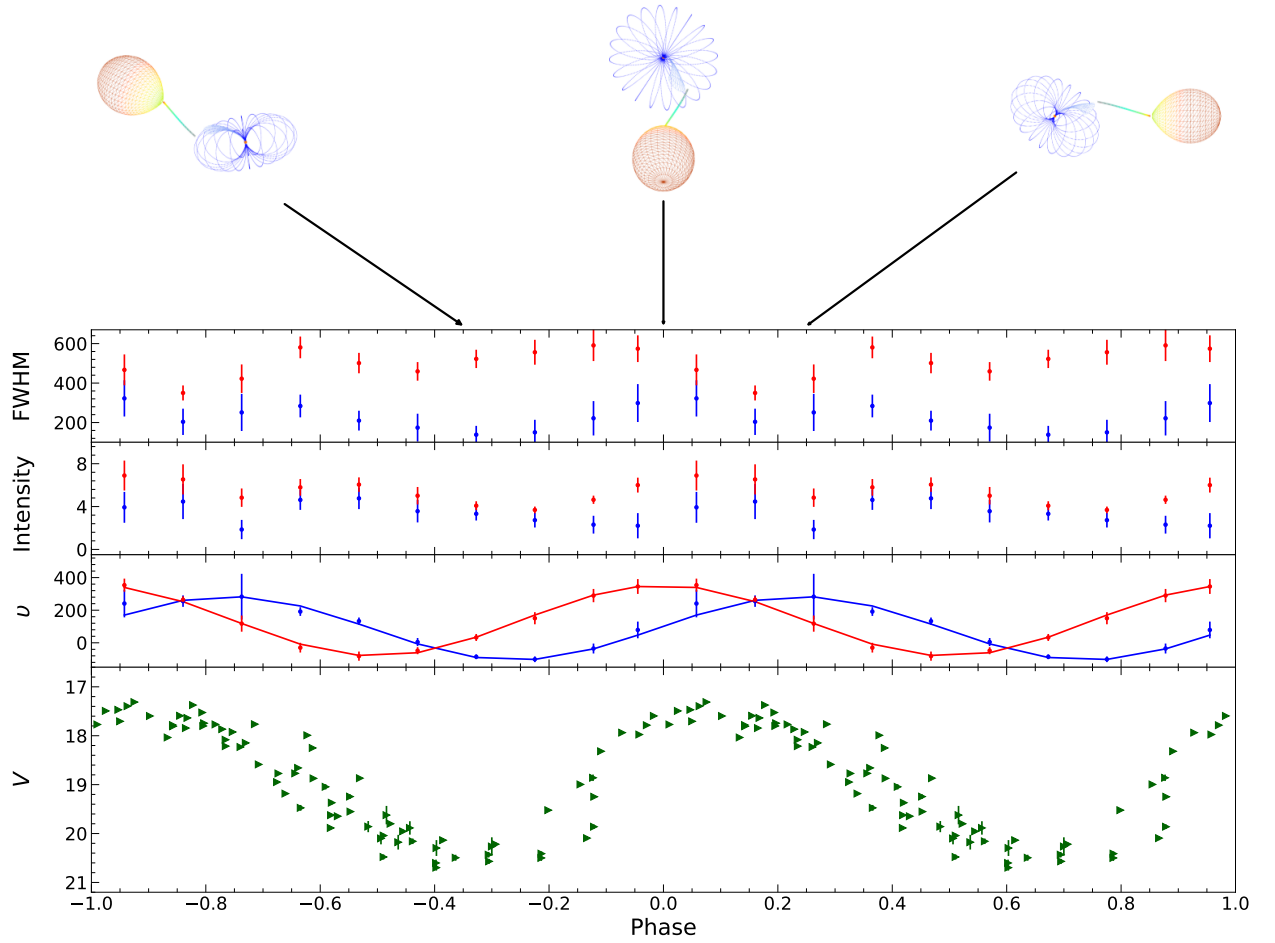


Рисунок 4.7: Изменение параметров аппроксимации линии $\text{H}\alpha$ в зависимости от орбитальной фазы. На трёх верхних панелях синие точки с усами соответствуют узкой компоненте, а красные широкой. На верхней панели представлено значение ширины на половине высоты (FWHM) компонент в единицах km s^{-1} . На средней интенсивность компоненты с вычтенным континуумом в единицах $10^{-17} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$. На третьей панели представлены радиальные скорости, измеренные как смещение центров компонент от лабораторной длины волны для $\text{H}\alpha$, сплошными линиями показаны результаты аппроксимации радиальных скоростей функцией 4.1. На нижней панели представлена кривая блеска полученная в V , полученная на телескопе МАО. Над верхней панелью показано художественное представление положения двойной системы относительно луча зрения. Синими линиями показано магнитное поле.

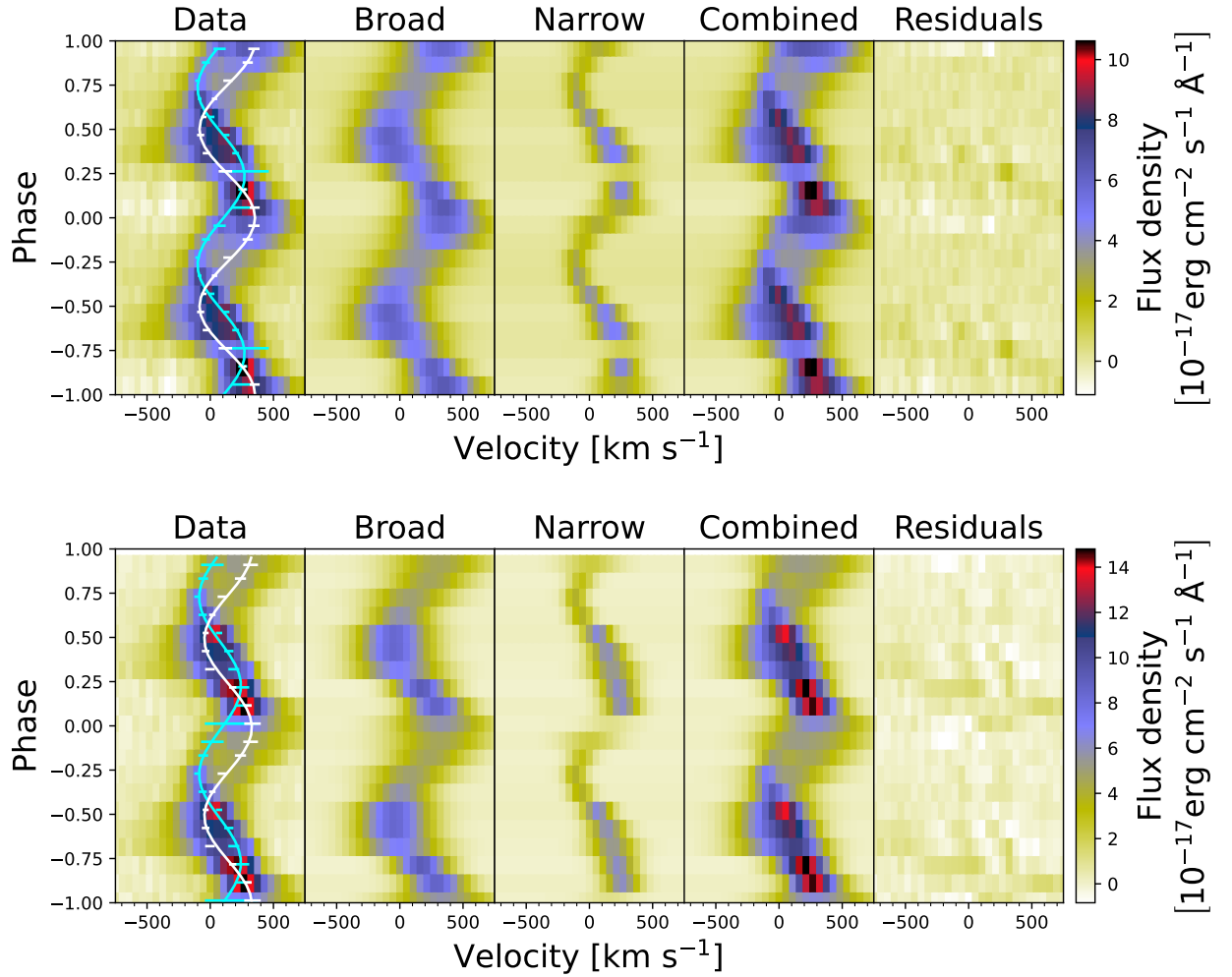


Рисунок 4.8: Динамический спектр эмиссионных линий $H\alpha$ (верхняя панель) и $H\beta$ (нижняя панель) и результат их аппроксимации. Для наглядности представлены два орбитальных периода. Справа налево: данные, широкая компонента, узкая компонента, двухкомпонентная модель, и разница между моделью и данными. Белые и голубые точки с усами показывают измеренные радиальные скорости для широкой и узкой компонент соответственно. Сплошными линиями показаны результаты аппроксимации компонент синусоидальной функцией 4.1.

уже отмечалось ранее, нагрев звезды-компаньона высокоэнергетическим излучением, испускаемым аккрецирующим магнитным белым карликом, приводит к образованию эмиссионных линий ближе к центру масс донора [105]. Предполагая, что скорость узкого компонента совпадает со скоростью центра масс компаньона, можно получить нижний предел наклона системы около 36 град.

Основываясь на полученных оценках наклона системы и продолжительности плато в кривой блеска при максимальной яркости $\Delta\phi \approx 0,3P_b$ кошироту аккреционного пятна на поверхности БК как

$$\beta = \arctan \left(-\frac{\cos(\pi\Delta\phi)}{\tan(i)} \right) = 28^\circ \pm 10^\circ. \quad (4.4)$$

Это значение согласуется с оценками для других полюсов, в которых широта лежит в диапазоне 20 – 50 град. [106]

4.3.4 Доплеровская томография

Для исследования аккреционного потока в системе J0720 был применён метод доплеровской томографии. Этот метод широко используется для построения карты распределения излучения газа в пространстве скоростей $(V; \theta)$, где V – значение скорости, измеренное для центра масс системы, а θ – угол между вектором скорости и линией, соединяющей центры масс компонентов системы. Для J0720 томограммы были построены по динамическим спектрам телескопа GTC с использованием метода максимальной энтропии, переложенного в статье [107] и реализованного в коде [108]. Из определённых в предыдущем разделе параметров системы были рассчитаны размеры полости Роша для каждой из компонент, положения их центров масс, а также баллистическая траектория аккрецирующего вещества. Полученная для Na томограмма представлена на рис. 4.9. На нижних панелях показаны стандартная и инвертированная по оси V томограммы. На них видны относительно яркие компактная и более протяжённая эмиссионные области. При построении томограмм начальная фаза является свободным параметром и выбиралась так, чтобы максимум компактной области находился в точке L_1 . Это соответствует началу баллистического потока и наблюдается у затменных полюсов, например, в работах [100, 109]. В результате нулевое время

$t_0 = 2460617,620472$ HJD. При этом протяжённая область излучения расположена между баллистической траекторией и границей полости Роша для белого карлика, а её максимум смещён на $\approx 0,25P_b$ относительно точки L_1 . Аналогичная картина получена и для других Бальмеровских линий и линий HeI.

Для определения природы происхождения каждой из областей, видимых на томограммах, были построены отдельные томограммы с использованием модельных профилей для узкой и широкой компонент для линии H α . В результате узкая компонента совпадает с компактной яркой областью в районе точки L_1 ($V \approx 200$ км с $^{-1}$, $\theta \approx 90$ град.). Широкая компонента вытянута вдоль границы полости Роша и сдвинута относительно баллистической траектории и имеет яркую часть с координатами $V \approx 250$ км с $^{-1}$, $\theta \approx 190$ град. Схожая картина наблюдается и для линий HeI.

В отличие от водородных линий Бальмера и линий HeI на томограмме линии HeII 4686 Å нет яркого пятна в районе точки L_1 . Это объясняется тем, что для формирования этой линии необходимы высокие энергии, достигаемые в области взаимодействия аккреционного потока и магнитного поля БК.

4.3.5 Рентгеновские данные

J0720 также был детектирован телескопом eROZITA. Его рентгеновский спектр может быть описан моделью нагретой оптически тонкой плазмы с температурой $T = 7_{-4}^{+25}$ кэВ. Исправленный за межзвездное поглощение поток в диапазоне 0,3–10 КэВ составил $F_X^{0,3-10 \text{ кэВ}} = 5,1_{-1,4}^{+2,1} \times 10^{-13}$ эрг с $^{-1}$ см $^{-2}$. Полученная температура является типичной для полярных [110]. На основании полученного потока в рентгеновском диапазоне и переменности блеска в оптическом диапазоне $V \approx 17,^m3 - 20,^m5$ можно оценить отношение оптического и рентгеновского потоков $\log(F_X/F_{\text{opt}}) \sim -0,3 - 1,8$. Полученные соотношения также являются типичными для полярных [111, 112].

Используя выражение

$$L_{X,\text{бол}} \sim \frac{GM_1\dot{M}}{R_1},$$

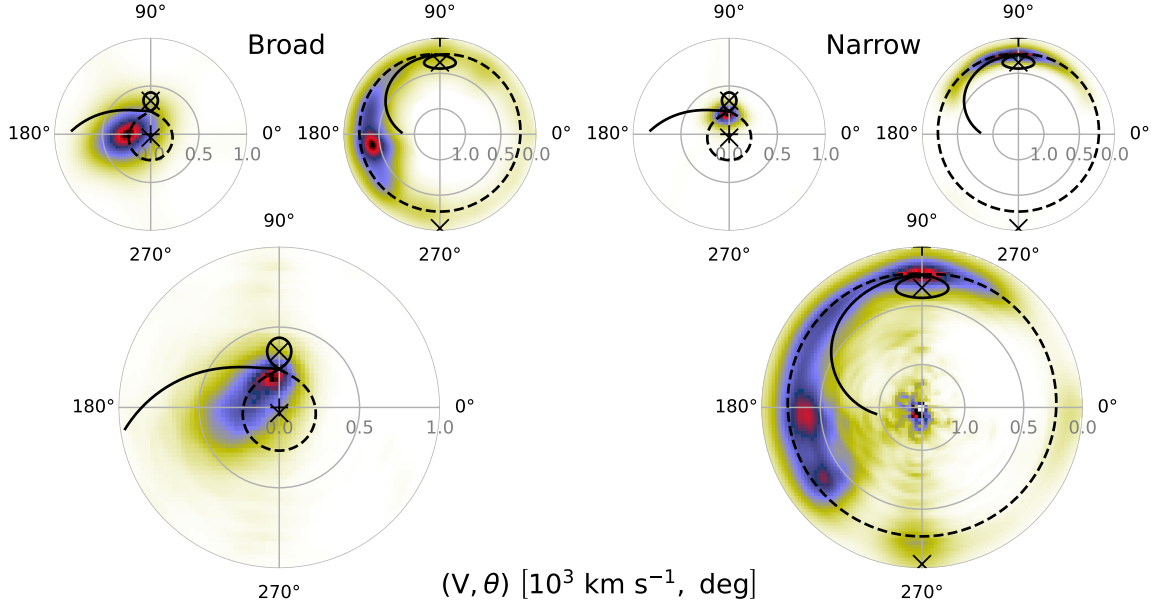


Рисунок 4.9: Доплеровские томограммы для линии $H\alpha$. На двух нижних панелях представлены томограммы спектральной линии прямая (справа) и инвертированная (слева). На верхних панелях показаны прямые и инвертированные томограммы, построенные для модельных узкой (справа) и широкой (слева) компонент. На всех изображениях замкнутыми линиями показаны полости Роша для БК (пунктирная) и звезды компаньона (сплошная), сплошной кривой обозначена баллистическая траектория. Центр масс обозначен символом $\times$. Модель двойной системы рассчитывалась для массы белого карлика M_1 равной $0,8M_{\odot}$, отношения масс $M_2/M_1 = 0,1$ и наклона $i = 48$ град.

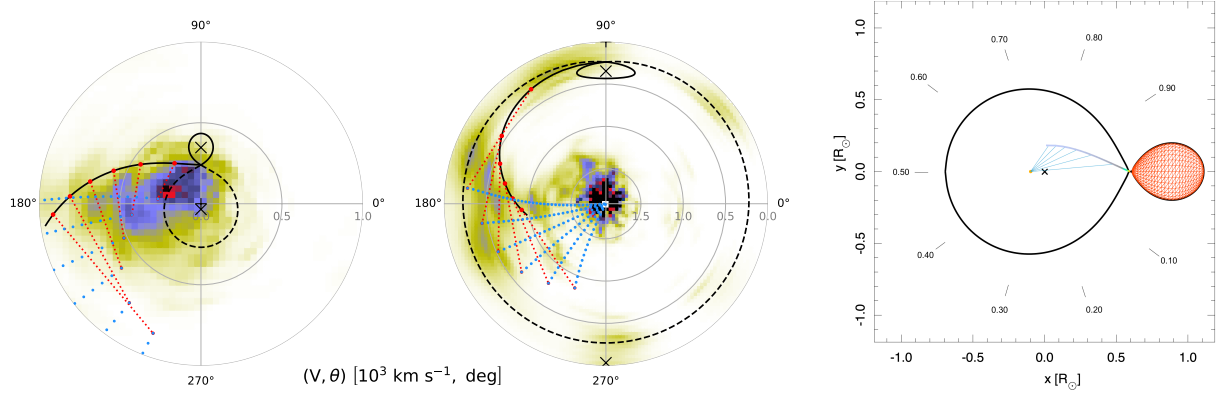


Рисунок 4.10: первом и втором изображении представлены доплеровские прямая и инвертированная томограммы для линии HeII. Все обозначения повторяют использованные на изображении 4.9. Красными пунктирными линиями показаны магнитные траектории, а синими силовые линии магнитного поля. На правом изображении представлено изображение системы в пространственных координатах. Для построения магнитного поля предполагалось, что азимут оси дипольного поля 27 град., а коширота 45 град. Наклонными штрихами на правом изображении отмечены соответствующие орбитальные фазы

можно определить темп аккреции $\dot{M}$, здесь $L_{X, \text{бол}}$ – болометрическая светимость в рентгеновском диапазоне, G – гравитационная постоянная, а M_1 и R_1 – масса и радиус БК.

4.4 Результаты

На основании оригинальных и архивных оптических данных были подтверждены значения орбитального периода и амплитуды переменности блеска, определенные ранее в работе [84]. В архивных фотометрических данных были найдены высокие и низкое состояния. Объект находился в высоком состоянии по крайней мере с 2018 г. до времени наших наблюдений.

Оптические спектры, полученные на телескопе GTC, демонстрируют эмиссионные линии Бальмера и HeI, а также слабые линии HeII. Построенные по этим спектрам доплеровские томограммы показывают наличие аккреционного потока и отсутствие аккреционного диска, что позволяет однозначно классифицировать исследуемый объект как поляр. Эмиссионные линии имеют сильно переменную несимметричную форму. Для описания этих профилей

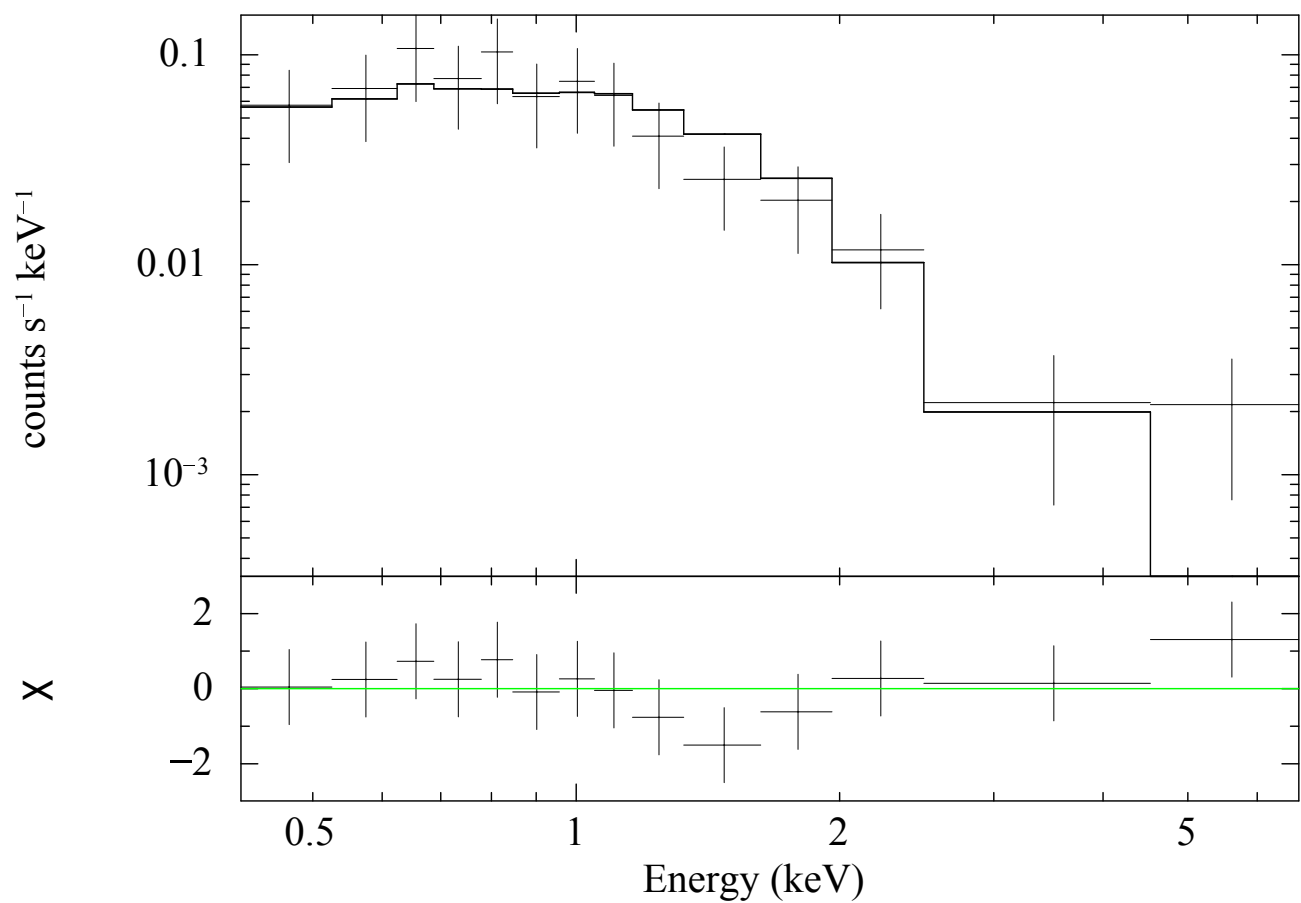


Рисунок 4.11: Рентгеновский спектр J0720. Сплошной линией обозначена модель наилучшей аппроксимации (модель нагретой оптически тонкой плазмы). Для наглядности спектр сгруппирован так, чтобы приходилось минимум по 6 отсчётов на спектральный канал. На нижней панели представлена невязка.

использовалась модель, представляющая из себя комбинацию двух функций Гаусса, одна из которых “широкая” и интенсивная, а другая “узкая” меньшей интенсивности. Такая картина характерна для полярных звезд, что описывается в работах [113, 114, 112]. Кривые скоростей, полученные для каждой из компонент, имеют близкие амплитуды и сдвинуты относительно друг друга на $0,25P_b$. Схожее поведение наблюдалось для CP Tuc, орбитальный период которого, близок к J0720 и составляет 0,061832 д [115]. В полученных спектрах звезда-донор не разрешается. В них также не наблюдается циклотронных горбов. Континуум гладкий и меняется с орбитальным периодом. Максимум этой вариации приходится на $6000 \text{ \AA}$. Это также позволяет сравнить J0720 с CP Tuc, хотя его переменность составляет примерно 2^m и приходится на $\sim 8000 \text{ \AA}$.

Для спектров полярных звезд обычно характерно наличие сильной эмиссионной линии HeII 4686 с эквивалентной шириной (EW) сравнимой с $H\beta$ [116]. На рис. 4.12 представлена зависимость эквивалентных ширин $H\beta$ и HeII и их отношения от фазы. По изображению видно, что EW меняются в противофазе с изменением яркости объекта, в то время как их отношение меняется синфазно. Это может указывать на то, что максимум излучения определяется горячей плазмой с большей степенью ионизации, относящейся к облученной стороне вторичной звезды и/или областью, где аккреционный поток взаимодействует с магнитосферой БК и формирует горячее пятно.

Сильбером [117] были предложены критерии для отличия магнитных КП от немагнитных, которые заключаются в том, что отношение эквивалентных ширин $EW(\text{HeII } 4686) / EW(H\beta) > 0,4$ и $EW(H\beta) > 20 \text{ \AA}$. На всём орбитальном периоде отношение $EW(\text{HeII } 4686) / EW(H\beta) \lesssim 0,4$, а его среднее значение составило $\sim 0,2$, что необычно мало для полярных звезд. Подобная картина наблюдается ещё для ряда объектов, приведенных в работах [98, 118]. При этом стоит заметить, что полученные значения основаны на наблюдениях J0720 в высоком состоянии. Есть ещё несколько объектов, находящихся в высоком состоянии и с измеренным отношением эквивалентных ширин. Так, для полярной звезды RX J0953.1+1458 со слабым магнитным полем 19 МГс в работах были получены оценки $EW(\text{HeII } 4686) / EW(H\beta) \sim 0,3-0,4$ [113, 119]. RBS J0490 был предложен в качестве кандидата в полярные звезды с низким магнитным

полем. В его спектрах наблюдаются сильные эмиссионные линии Бальмера и чрезвычайно низкое отношение $EW(\text{HeII } 4686) / EW(\text{H}\beta) \sim 0,02\text{--}0,06$ [120]. Похожие низкие соотношения были получены для кандидата в поляры CSS1127–05 [121] и для поляра LSQ1725–64 с магнитным полем 12 МГс [122]. На изображении 4.12 представлены распределение известных полярных в пространстве эквивалентных ширин ($EW(\text{HeII } 4686) \times EW(\text{H}\beta)$). В отличие от остальных полярных J0720 не удовлетворяет критерию Сильбера ни на одной орбитальной фазе. Это можно объяснить, тем, что излучение в линии HeII 4686 может быть подавлено низким темпом аккреции [123].

Из полученных результатов можно сделать вывод, что J0720 является полярным. При этом по полученным данным невозможно точно определить параметры этой системы и её компонент. Дальнейший мониторинг J0720 в оптическом диапазоне с целью определения его низкого состояния было бы полезно для оценки масс и температур компонентов. Оптические и инфракрасные спектральные наблюдения с высоким разрешением необходимы для поиска зеемановского расщепления в линиях поглощения и циклотронных горбов в континууме и измерения магнитного поля БК. Поляриметрические наблюдения необходимы для уточнения геометрии системы и структуры магнитного поля.

4.5 Заключение

Нами был проведен анализ оригинальных оптических спектроскопических и фотометрических данных источника MASTER OT J072007.30+451611.6, а также архивных оптических данных различных каталогов и рентгеновские данные телескопа eROSITA. В работе были подтверждена высокая амплитуда переменности кривой блеска этого источника, а также его орбитальный период. В архивных данных были найдены высокие и низкое состояние объекта. Данные оригинальных наблюдений были получены, когда объект находился в высоком состоянии.

В спектрах объекта обнаружены эмиссионные линии серии Бальмера, линии HeI, а также слабая линия HeII 4686. Спектральные линии состоят из двух узкой и широкой компонент. Построенные по спектральным данным допле-

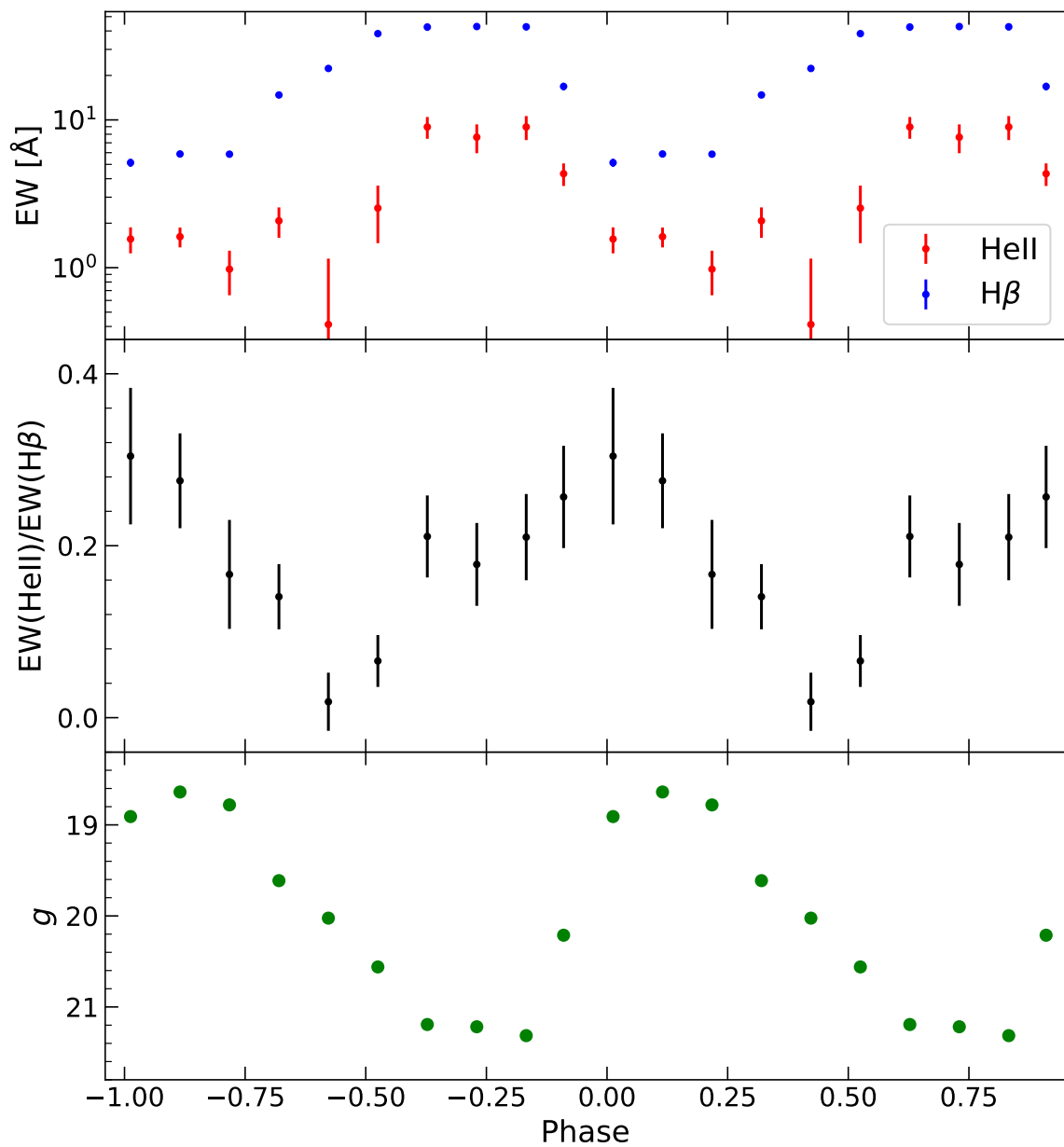


Рисунок 4.12: Эквивалентная ширина спектральных линий HeII 4686 (красные точки) и H β (синие точки) представлены на верхних панелях. Отношение эквивалентных ширин представлено на средней панели. На нижней панели представлена кривая блеска J0720 в фильтре g .

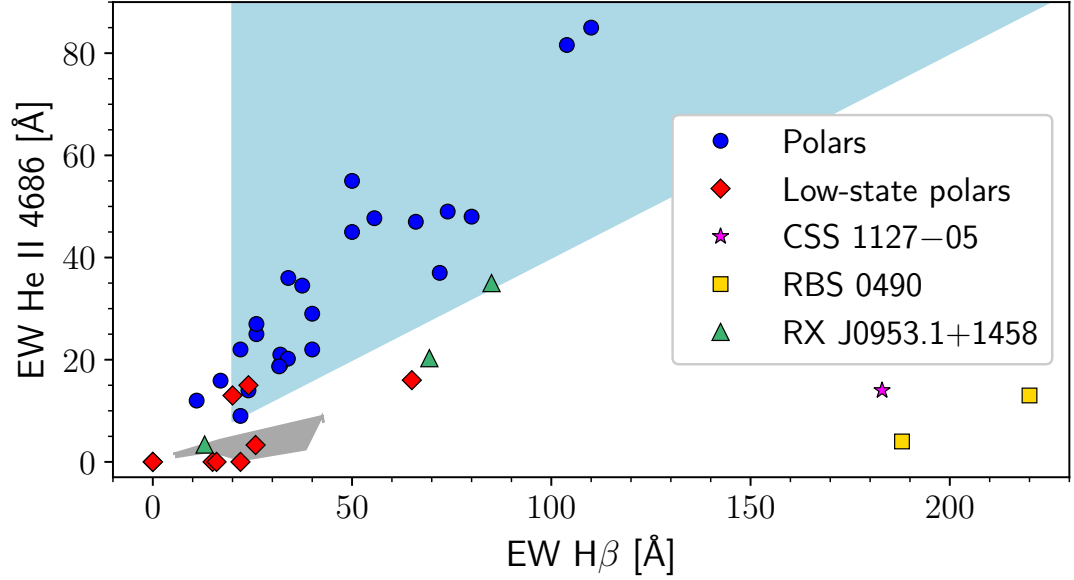


Рисунок 4.13: Распределение полярных звезд в пространстве $EW(\text{He II } 4686) - EW(\text{H}\beta)$. Поляры, находившиеся на момент измерения эквивалентных ширин в высоком состоянии обозначены синими точками, а в низком — красными ромбами. Голубой треугольник показывает область, удовлетворяющую критерию Сильбера [117] для магнитных КП. Серая область показывает значения эквивалентных ширин J0720 на различных орбитальных фазах. Положения остальных источников взяты из статей [121, 119, 113, 124, 125, 120, 126, 127, 128, 129, 130]. Источники, для которых не выполняется $EW(\text{He II } 4686)/EW(\text{H}\beta) < 0,4$, обозначены фиолетовыми звёздами, желтыми квадратами и зелеными треугольниками (одинаковыми точками показаны значения, полученные из разных наблюдений).

ровские томограммы показывают, что узкая компонента образуется вблизи точки Лагранжа L1, а широкая в области взаимодействия дискреционного потока и магнитного поля БК. Такая картина является типичной для полярных. Также было найдено отношение $EW(\text{HeII } 4686) / EW(\text{H}\beta)$ которое на протяжении всех наблюдений не превышало $\lesssim 0,4$. Такое значение необычно для полярных и может быть вызвано низким темпом аккреции.

Рентгеновский спектр источника может быть описан с помощью модели теплового плазменного излучения с параметрами, соответствующими значениям, наблюдаемым для полярных.

Результаты, рассмотренные в этой главе опубликованы в работе АЗ.

Заключение

Были проведены детальные оптические исследования 7 источников, шесть из которых являются миллисекундными пульсарами, а один по итогам исследований был однозначно определен как поляр. Получены следующие результаты:

1. Впервые проведен анализ спектроскопических данных компаньонов трёх МСП: PSR J0621+2514, PSR J2302+4442 и PSR J2317+1439, полученных на телескопе GTC. В спектрах компаньонов пульсаров J0621+2514 и J2317+1439 обнаружены абсорбционные линии серии Бальмера, которые указывают на то, что эти объекты являются БК с водородными атмосферами. Аппроксимация этих спектров теоретическими моделями позволила показать, что их температуры лежат в диапазонах 8400 – 8800 К и 7400 – 12500 К, соответственно. В спектре компаньона J2302+4442 из-за низкого соотношения сигнал – шум нельзя выделить спектральные линии. Тем не менее, его широкополосные величины и форма континуума позволяют отнести его к семейству БК с водородными атмосферами. Его эффективная температура составила $T_{eff} < 6000$ К. Также получена оценка расстояния для компаньона пульсара J0621, которое составило $1,1 \pm 0,3$ кпк. На основании полученных спектров и оценок расстояния для этого объекта в работе показано, что этот объект является БК с гелиевым ядром. Для J2317 разрешение спектров не позволило независимо оценить расстояние. Оценка массы для этого объекта, полученная на основании теоретического соотношения массы и орбитального периода компаньона, составила $M_{J2317} \approx 0,2M_{\odot}$. Это значение также позволяет предположить наличие у компаньона J2317 гелиевого ядра. Кроме того, получены оценки возрастов компаньонов пульсаров J0621 и J2317 ($\lesssim 2,0$ млрд лет).

2. Проведено фазово-разрешенное многополосное фотометрическое исследование трёх МСП PSR J1513–2550, PSR J2017–1614 и PSR J1627+3219, относящихся к системам типа “чёрная вдова”. Кривые блеска компаньонов пульсаров PSR J2017–1614 и PSR J1627+3219 довольно симметричны, что позволило провести их аппроксимацию моделью прямого нагрева. В результате для этих систем удалось получить первые оценки параметров, таких как расстояние до них, наклонение и массы компонент. Полученные оценки указывают на то, что НЗ могут иметь массы существенно больше канонической. Кривая блеска J1513–2550 показывает сильную асимметрию, сохраняющуюся на протяжении, как минимум, трёх лет. Также отмечается возможность наличия слабых колебаний кривой блеска этого объекта с амплитудой $\sim 0^m1$ и периодом ≈ 15 минут.
3. По данным оптических спектроскопических и фотометрических наблюдений проведено исследование оптического источника MASTER OT J072007.30+451611.6. Подтверждены орбитальный период и амплитуда переменности кривой блеска $\approx 3^m$. Ранее этот объект был классифицирован как поляр, однако такая необычайно высокая амплитуда нетипична для таких систем и позволяла предположить его принадлежность к классу “пульсаров-пауков”. Проведенные исследования исключили эту возможность и позволили однозначно отнести этот объект к поляркам. Обнаружены высокое и низкое состояние этого объекта. В полученных спектрах наблюдаются эмиссионные линии $H\beta$, HeI и слабые линии HeII. Спектральные линии демонстрируют сложную структуру, которую можно описать моделью, состоящей из двух функций Гаусса. Построены доплеровские томограммы и сделаны выводы о пространственном распределении вещества в этой системе. Получена оценка отношения эквивалентных ширин $EW(\text{HeII } 4686)$ и $EW(H\beta)$, которая на протяжении наблюдений составила $\lesssim 0,4$, что является необычным для систем такого типа.

Благодарности

Я бы хотел выразить благодарность за помощь в работе и написании диссертации своим коллегам Карповой Анне Викторовне и Зюзину Дмитрию Александровичу, а также Петру Сергеевичу Штернину за помощь в подготовке и подаче диссертации и автореферата. Я благодарен сотрудникам сектора теоретической астрофизики за поддержку, терпение и дружескую атмосферу.

Отдельно хочется отметить вклад моего научного руководителя Юрия Анатольевича Шибанова, под чутким руководством которого я работал последние 7 лет.

Я благодарен моим родным и близким за поддержку во время работы над диссертацией.

Литература

1. Baade W., Zwicky F. [Remarks on Super-Novae and Cosmic Rays](#) // Phys. Rev. — 1934. — Vol. 46, no. 1. — P. 76–77. — Publisher: American Physical Society.
2. Hewish A., Bell S. J., Pilkington J. D. H. et al. Observation of a Rapidly Pulsating Radio Source (Reprinted from Nature, February 24, 1968) // Nature. — 1969. — Vol. 224, no. 5218. — P. 472.
3. Pavlov G. G., Stringfellow G. S., Cordova F. A. Hubble Space Telescope Observations of Isolated Pulsars // ApJ. — 1996. — Vol. 467. — P. 370.
4. Backer D. C., Kulkarni Shrinivas R., Heiles Carl et al. [A millisecond pulsar](#) // Nature. — 1982. — Vol. 300, no. 5893. — P. 615–618.
5. Bisnovatyi-Kogan G. S., Komberg B. V. Pulsars and close binary systems // Soviet Astronomy. — 1974. — Vol. 18. — P. 217.
6. Boriakoff V., Buccheri R., Fauci F. Discovery of a 6.1-ms binary pulsar PSR1953 + 29 // \nat. — 1983. — Vol. 304, no. 5925. — P. 417–419.
7. Segelstein D. J., Rawley L. A., Stinebring D. R. et al. [New millisecond pulsar in a binary system](#) // Nature. — 1986. — Vol. 322, no. 6081. — P. 714–717.
8. Manchester R N. [Pulsar timing and its applications](#) // JoP Conference Series. — 2017. — Vol. 932. — P. 012002.
9. Shapiro Irwin I. [Fourth Test of General Relativity](#) // Phys.Rev. Letters. — 1964. — Vol. 13, no. 26. — P. 789–791.
10. Roberts Mallory S. E. Surrounded by spiders! New black widows and red-backs in the Galactic field // Neutron Stars and Pulsars: Challenges and Opportunities after 80 years / Ed. by Joeri van Leeuwen. — Vol. 291 of IAU Symposium. — 2013. — Mar. — P. 127–132.
11. Özel Feryal, Freire Paulo. Masses, Radii, and the Equation of State of Neutron Stars // ARA&A. — 2016. — Vol. 54. — P. 401–440.
12. Linares M. Super-Massive Neutron Stars and Compact Binary Millisecond Pulsars // Multifrequency Behaviour of High Energy Cosmic Sources - XIII. 3-8 June 2019. Palermo. — 2020. — P. 23.

13. Benvenuto O. G., De Vito M. A., Horvath J. E. Understanding the Evolution of Close Binary Systems with Radio Pulsars // *ApJ*. — 2014. — Vol. 786, no. 1. — P. L7.
14. Chen Hai-Liang, Chen Xuefei, Tauris Thomas M., Han Zhanwen. Formation of Black Widows and Redbacks—Two Distinct Populations of Eclipsing Binary Millisecond Pulsars // *ApJ*. — 2013. — Vol. 775, no. 1. — P. 27.
15. Dai S., Smith M. C., Wang S. et al. The Identification of the White Dwarf Companion to the Millisecond Pulsar J2317+1439 // *ApJ*. — 2017. — Vol. 842, no. 2. — P. 105.
16. Karpova A. V., Zyuzin D. A., Shibano Yu. A. et al. Optical Identification of the Millisecond Pulsar J0621+2514 // *PASA*. — 2018. — Vol. 35. — P. e028.
17. Kirichenko A. Yu, Zharikov S. V., Zyuzin D. A. et al. Optical identification of the binary companion to the millisecond PSR J2302+4442 with the Gran Telescopio Canarias // *MNRAS*. — 2018. — Vol. 480, no. 2. — P. 1950–1955.
18. Yao J. M., Manchester R. N., Wang N. A New Electron-density Model for Estimation of Pulsar and FRB Distances // *ApJ*. — 2017. — Jan. — Vol. 835, no. 1. — P. 29.
19. Cordes J. M., Lazio T. J. W. NE2001.I. A New Model for the Galactic Distribution of Free Electrons and its Fluctuations // *ArXiv e-prints*. — 2002.
20. Ray P. S., Abdo A. A., Parent D. et al. Radio Searches of Fermi LAT Sources and Blind Search Pulsars: The Fermi Pulsar Search Consortium // *arXiv e-prints*. — 2012. — P. arXiv:1205.3089.
21. Sanpa-arsa S. Searching for New Millisecond Pulsars with the GBT in Fermi Unassociated Sources // Ph.D. thesis / University of Virginia. — 2016. — URL: https://libraetd.lib.virginia.edu/public_view/0k225b07h.
22. Cognard I., Guillemot L., Johnson T. J. et al. Discovery of Two Millisecond Pulsars in Fermi Sources with the Nançay Radio Telescope // *ApJ*. — 2011. — Vol. 732, no. 1. — P. 47.
23. Camilo F., Nice D. J., Taylor J. H. Discovery of Two Fast-rotating Pulsars // *ApJ*. — 1993. — Vol. 412. — P. L37.
24. Smith David A., Guillemot Lucas, Kerr Matthew et al. Gamma-ray pulsars with Fermi // *arXiv e-prints*. — 2017. — P. arXiv:1706.03592.

25. Abdollahi S., Acero F., Baldini L. et al. Incremental Fermi Large Area Telescope Fourth Source Catalog // *ApJS*. — 2022. — Vol. 260, no. 2. — P. 53.
26. Gómez-González V. M. A., Mayya Y. D., Rosa-González D. Wolf-Rayet stars in M81: detection and characterization using GTC/OSIRIS spectra and HST/ACS images // *MNRAS*. — 2016. — Vol. 460, no. 2. — P. 1555–1566.
27. Oke J. B. Absolute Spectral Energy Distributions for White Dwarfs // *ApJS*. — 1974. — Vol. 27. — P. 21.
28. Oke J. B. Faint Spectrophotometric Standard Stars // *AJ*. — 1990. — Vol. 99. — P. 1621.
29. Abdurro'uf, Accetta Katherine, Aerts Conny et al. The Seventeenth Data Release of the Sloan Digital Sky Surveys: Complete Release of MaNGA, MaStar, and APOGEE-2 Data // *ApJS*. — 2022. — Vol. 259, no. 2. — P. 35.
30. Flewelling H. A., Magnier E. A., Chambers K. C. et al. The Pan-STARRS1 Database and Data Products // *ApJS*. — 2020. — Vol. 251, no. 1. — P. 7.
31. Koester D. White dwarf spectra and atmosphere models // *Mem. Soc. Astron. Italiana*. — 2010. — Vol. 81. — P. 921–931.
32. Koester D. White dwarf spectra and atmosphere models // *\memsai*. — 2010. — Vol. 81. — P. 921–931.
33. Green Gregory M., Schlafly Edward, Zucker Catherine et al. [A 3D Dust Map Based on Gaia, Pan-STARRS 1, and 2MASS](#) // *ApJ*. — 2019. — Vol. 887, no. 1. — P. 93. — Publisher: American Astronomical Society.
34. Fitzpatrick E. L., Massa Derck, Gordon Karl D. et al. An Analysis of the Shapes of Interstellar Extinction Curves. VII. Milky Way Spectrophotometric Optical-through-ultraviolet Extinction and Its R-dependence // *ApJ*. — 2019. — Vol. 886, no. 2. — P. 108.
35. Carvalho G. A., Marinho R. M., Malheiro M. General relativistic effects in the structure of massive white dwarfs // *General Relativity and Gravitation*. — 2018. — Vol. 50, no. 4. — P. 38.
36. Cordes J. M., Lazio T. J. W. NE2001.I. A New Model for the Galactic Distribution of Free Electrons and its Fluctuations. — 2002. — Published: *\textit{ArXiv e-prints astro-ph/0207156}*.
37. Yao J. M., Manchester R. N., Wang N. A New Electron-density Model for Estimation of Pulsar and FRB Distances // *ApJ*. — 2017. — Vol. 835. — P. 29.

38. Althaus Leandro G., Miller Bertolami Marcelo M., Córscico Alejandro H. New evolutionary sequences for extremely low-mass white dwarfs. Homogeneous mass and age determinations and asteroseismic prospects // A&A. — 2013. — Vol. 557. — P. A19.
39. Holberg J. B., Bergeron P. Calibration of Synthetic Photometry Using DA White Dwarfs // AJ. — 2006. — Vol. 132. — P. 1221–1233.
40. Kowalski P. M., Saumon D. Found: The Missing Blue Opacity in Atmosphere Models of Cool Hydrogen White Dwarfs // ApJ. — 2006. — Vol. 651. — P. L137–L140.
41. Tremblay P.-E., Bergeron P., Gianninas A. An Improved Spectroscopic Analysis of DA White Dwarfs from the Sloan Digital Sky Survey Data Release 4 // ApJ. — 2011. — Vol. 730. — P. 128.
42. Tauris Thomas M., Savonije Gerrit J. Formation of millisecond pulsars. I. Evolution of low-mass X-ray binaries with $P_{\text{orb}} > 2$ days. — Vol. 350. — P. 928–944. — eprint: astro-ph/9909147.
43. Althaus L. G., Miller Bertolami M. M., Córscico A. H. New evolutionary sequences for extremely low-mass white dwarfs. Homogeneous mass and age determinations and asteroseismic prospects // A&A. — 2013. — Vol. 557. — P. A19.
44. Hobbs G., Lorimer D. R., Lyne A. G., Kramer M. A statistical study of 233 pulsar proper motions // MNRAS. — 2005. — Vol. 360, no. 3. — P. 974–992.
45. Sanpa-arsa S. Searching for New Millisecond Pulsars with the GBT in Fermi Unassociated Sources // Thesis University of Virginia. — 2016.
46. Saz Parkinson Pablo. The X-ray counterpart of PSR J1627+3219, a new MSP discovered by FAST. — XMM-Newton Proposal ID #90273. — 2021.
47. Li Di, Wang Pei, Hou Xian et al. Joint Pulsar Studies with the FAST radio telescope and the Fermi LAT. — https://indico.cern.ch/event/1091305/contributions/5007590/attachments/2530789/4354373/221010_Saz_Parkinson_10thFSymp_opt.pdf. — 2022.
48. Smith D. A., Abdollahi S., Ajello M. et al. The Third Fermi Large Area Telescope Catalog of Gamma-Ray Pulsars // ApJ. — 2023. — Vol. 958, no. 2. — P. 191.
49. Smith D. A., Abdollahi S., Ajello M. et al. The Third Fermi Large Area Telescope Catalog of Gamma-Ray Pulsars // ApJ. — 2023. — Vol. 958, no. 2. — P. 191.

50. Dhillon Vikram S., Marsh Thomas R., Bezawada Naidu et al. HiPERCAM: a high-speed quintuple-beam CCD camera for the study of rapid variability in the universe // Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy VI / Ed. by Christopher J. Evans, Luc Simard, Hideki Takami. — Vol. 9908 of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series. — 2016. — P. 99080Y.
51. Dhillon Vik, Dixon Simon, Gamble Trevor et al. First light with HiPERCAM on the GTC // Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy VII / Ed. by Christopher J. Evans, Luc Simard, Hideki Takami. — Vol. 10702 of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series. — 2018. — P. 107020L.
52. Dhillon V. S., Bezawada N., Black M. et al. HiPERCAM: a quintuple-beam, high-speed optical imager on the 10.4-m Gran Telescopio Canarias // MNRAS. — 2021. — Vol. 507, no. 1. — P. 350–366.
53. Naylor Tim. An optimal extraction algorithm for imaging photometry // MNRAS. — 1998. — Vol. 296, no. 2. — P. 339–346.
54. Honeycutt R. K. CCD Ensemble Photometry on an Inhomogeneous Set of Exposures // PASP. — 1992. — Vol. 104. — P. 435.
55. Tonry J. L., Stubbs C. W., Lykke K. R. et al. [THE Pan-STARRS1 PHOTOMETRIC SYSTEM](#) // The Astrophysical Journal. — 2012. — apr. — Vol. 750, no. 2. — P. 99.
56. Gaia Collaboration, Brown A. G. A., Vallenari A. et al. Gaia Data Release 2. Summary of the contents and survey properties // A&A. — 2018. — Vol. 616. — P. A1.
57. Landolt Arlo U. UBVRI Photometric Standard Stars in the Magnitude Range 11.5 $\leq$ V $\leq$ 16.0 Around the Celestial Equator // AJ. — 1992. — Vol. 104. — P. 340.
58. Kilic Mukremin, Bédard A., Bergeron P., Kosakowski Aleksander. Two new double-lined spectroscopic binary white dwarfs // MNRAS. — 2020. — Vol. 493, no. 2. — P. 2805–2816.
59. Draghis Paul, Romani Roger W., Filippenko Alexei V. et al. Multiband Optical Light Curves of Black-widow Pulsars // ApJ. — 2019. — Vol. 883, no. 1. — P. 108.
60. Mata Sánchez D., Kennedy M. R., Clark C. J. et al. A black widow population dissection through HiPERCAM multi-band light curve modelling // MNRAS. — 2023. — Vol. 520, no. 2. — P. 2217–2244.

61. Zharikov S., Tovmassian G., Aviles A. et al. The accretion disk in the post period-minimum cataclysmic variable SDSS J080434.20 + 510349.2 // *A&A*. — 2013. — Vol. 549. — P. A77.
62. Zharikov S., Kirichenko A., Zyuzin D. et al. Optical detection of the black widow binary PSR J2052+1219 // *MNRAS*. — 2019. — Vol. 489, no. 4. — P. 5547–5555.
63. Chebyshev P. L. Théorie des mécanismes connus sous le nom de parallélogrammes. — St.-Petersbourg : Imprimerie de l'Académie impériale des sciences, 1853.
64. Lomb N. R. Least-Squares Frequency Analysis of Unequally Spaced Data // *Ap&SS*. — 1976. — Feb. — Vol. 39, no. 2. — P. 447–462.
65. Scargle J. D. Studies in astronomical time series analysis. II. Statistical aspects of spectral analysis of unevenly spaced data. // *ApJ*. — 1982. — Dec. — Vol. 263. — P. 835–853.
66. Koljonen Karri I. I., Linares Manuel. A Gaia view of the optical and X-ray luminosities of compact binary millisecond pulsars // *MNRAS*. — 2023. — Vol. 525, no. 3. — P. 3963–3985.
67. Green Gregory M., Schlafly Edward, Zucker Catherine et al. A 3D Dust Map Based on Gaia, Pan-STARRS 1, and 2MASS // *ApJ*. — 2019. — Vol. 887, no. 1. — P. 93.
68. Romani Roger W., Filippenko Alexei V., Silverman Jeffrey M. et al. PSR J1311-3430: A Heavyweight Neutron Star with a Flyweight Helium Companion // *ApJ*. — 2012. — Vol. 760, no. 2. — P. L36.
69. Nieder L., Clark C. J., Kandel D. et al. Discovery of a Gamma-Ray Black Widow Pulsar by GPU-accelerated Einstein@Home // *ApJ*. — 2020. — Vol. 902, no. 2. — P. L46.
70. Romani Roger W., Kandel D., Filippenko Alexei V. et al. PSR J1810+1744: Companion Darkening and a Precise High Neutron Star Mass // *ApJ*. — 2021. — Vol. 908, no. 2. — P. L46.
71. Clark C. J., Nieder L., Voisin G. et al. Einstein@Home discovery of the gamma-ray millisecond pulsar PSR J2039-5617 confirms its predicted redback nature // *MNRAS*. — 2021. — Vol. 502, no. 1. — P. 915–934.
72. Kandel D., Romani Roger W., Filippenko Alexei V. et al. Heated Poles on the Companion of Redback PSR J2339-0533 // *ApJ*. — 2020. — Vol. 903, no. 1. — P. 39.

73. Romani Roger W., Sanchez Nicolas. Intra-binary Shock Heating of Black Widow Companions // *ApJ*. — 2016. — Vol. 828, no. 1. — P. 7.
74. Kandel D., Romani Roger W. Atmospheric Circulation on Black Widow Companions // *ApJ*. — 2020. — Vol. 892, no. 2. — P. 101.
75. Voisin Guillaume, Kennedy M. R., Breton R. P. et al. A model for redistributing heat over the surface of irradiated spider companions // *MNRAS*. — 2020. — Vol. 499, no. 2. — P. 1758–1768.
76. Halpern Jules P. Optical Light Curve of 4FGL J0935.3+0901: A Flaring Black Widow Candidate // *ApJ*. — 2022. — Vol. 932, no. 1. — P. L8.
77. Swihart Samuel J., Strader Jay, Chomiuk Laura et al. A New Flaring Black Widow Candidate and Demographics of Black Widow Millisecond Pulsars in the Galactic Field // *ApJ*. — 2022. — Vol. 941, no. 2. — P. 199.
78. Zyuzin D. A., Kirichenko A. Yu, Karpova A. V. et al. Nature of 4FGL J1838.2+3223: A flaring 'spider' pulsar candidate // *MNRAS*. — 2024. — Vol. 527, no. 3. — P. 6712–6721.
79. Kolobov D. Y., Chelpanov A. A., Kobanov N. I. Peculiarity of the Oscillation Stratification in Sunspot Penumbrae // *Sol. Phys.*. — 2016. — Vol. 291, no. 11. — P. 3339–3347.
80. Sych Robert. MHD Wave in Sunspots // *Geophysical Monograph Series*. — 2016. — Vol. 216. — P. 467–487.
81. Sanchez Nicolas, Romani Roger W. B-ducted Heating of Black Widow Companions // *ApJ*. — 2017. — Vol. 845, no. 1. — P. 42.
82. Hobbs G., Lorimer D. R., Lyne A. G., Kramer M. A statistical study of 233 pulsar proper motions // *MNRAS*. — 2005. — Vol. 360, no. 3. — P. 974–992.
83. Pogrosheva T., Gress O., Vladimirov V. et al. MASTER Net: optical transients detection // *The Astronomer's Telegram*. — 2018. — Vol. 11620. — P. 1.
84. Denisenko D. MASTER OT J072007.30+451611.6: Cataclysmic Variable with an Extreme Hot Spot // *The Astronomer's Telegram*. — 2018. — Vol. 11626. — P. 1.
85. Drake A. J., Djorgovski S. G., Mahabal A. et al. First Results from the Catalina Real-Time Transient Survey // *ApJ*. — 2009. — Vol. 696, no. 1. — P. 870–884.

86. Zhao Gang, Zhao Yong-Heng, Chu Yao-Quan et al. LAMOST spectral survey — An overview // *Research in Astronomy and Astrophysics*. — 2012. — Vol. 12, no. 7. — P. 723–734.
87. Saxton R. D., Read A. M., Esquej P. et al. The first XMM-Newton slew survey catalogue: XMMSL1 // *A&A*. — 2008. — Vol. 480, no. 2. — P. 611–622.
88. Cropper Mark. The Polars // *Space Sci. Rev.*. — 1990. — Vol. 54, no. 3-4. — P. 195–295.
89. Bobakov A. V., Kirichenko A. Yu., Zharikov S. V. et al. Two black widow pulsars in the optical and X-rays // *A&A*. — 2024. — Vol. 690. — P. A173.
90. Predehl P., Andritschke R., Arefiev V. et al. The eROSITA X-ray telescope on SRG // *A&A*. — 2021. — Vol. 647. — P. A1.
91. Sunyaev R., Arefiev V., Babyshkin V. et al. SRG X-ray orbital observatory. Its telescopes and first scientific results // *A&A*. — 2021. — Vol. 656. — P. A132.
92. Gaia Collaboration, others. The Gaia mission. — Vol. 595. — P. A1.
93. Gaia Collaboration, Vallenari A., Brown A. G. A. et al. Gaia Data Release 3. Summary of the content and survey properties // *A&A*. — 2023. — Vol. 674. — P. A1.
94. Flewelling H. A., Magnier E. A., Chambers K. C. et al. The Pan-STARRS1 Database and Data Products // *ApJS*. — 2020. — Vol. 251, no. 1. — P. 7.
95. Masci Frank J., Laher Russ R., Rusholme Ben et al. The Zwicky Transient Facility: Data Processing, Products, and Archive // *PASP*. — 2019. — Vol. 131, no. 995. — P. 018003.
96. Prochaska J. Xavier, Hennawi Joseph, Cooke Ryan et al. *pypeit*/*PypeIt*: Release 1.0.0. — 2020.
97. Prochaska J. Xavier, Hennawi Joseph F., Westfall Kyle B. et al. [PypeIt: The Python Spectroscopic Data Reduction Pipeline](#) // *Journal of Open Source Software*. — 2020. — Vol. 5, no. 56. — P. 2308.
98. Latham D. W., Liebert J., Steiner J. E. The 1980 low state of AM Her. // *ApJ*. — 1981. — Vol. 246. — P. 919–934.
99. Scargle J. D. Studies in astronomical time series analysis. II. Statistical aspects of spectral analysis of unevenly spaced data. // *ApJ*. — 1982. — Vol. 263. — P. 835–853.

100. Schwobe A. D., Mantel K. H., Horne K. Phase-resolved high-resolution spectrophotometry of the eclipsing polar HU Aquarii. // *A&A*. — 1997. — Vol. 319. — P. 894–908.
101. Foreman-Mackey Daniel, Hogg David W., Lang Dustin, Goodman Jonathan. [jttiemceej/ttj: The MCMC Hammer](#) // Publications of the Astronomical Society of the Pacific. — 2013. — Vol. 125, no. 925. — P. 306–312.
102. Schwobe A. D., Horne K., Steeghs D., Still M. Dissecting the donor star in the eclipsing polar HU Aquarii // *A&A*. — 2011. — Vol. 531. — P. A34.
103. Shaw A. W., Heinke C. O., Mukai K. et al. Measuring the masses of magnetic white dwarfs: a NuSTAR legacy survey // *MNRAS*. — 2020. — Vol. 498, no. 3. — P. 3457–3469.
104. Smith D. A., Dhillon V. S. The secondary stars in cataclysmic variables and low-mass X-ray binaries // *MNRAS*. — 1998. — Vol. 301, no. 3. — P. 767–781.
105. Davey Stephen, Smith Robert C. Irradiation of the secondary star in cataclysmic variables. // *MNRAS*. — 1992. — Vol. 257. — P. 476–484.
106. Cropper Mark. The orientations of the magnetic pole in AM HER systems : implications for synchronous rotation and selection effects. // *MNRAS*. — 1988. — Vol. 231. — P. 597–608.
107. Spruit H. C. Fast maximum entropy Doppler mapping // arXiv e-prints. — 1998. — P. astro-ph/9806141.
108. Kotze E. J., Potter S. B., McBride V. A. Exploring inside-out Doppler tomography: magnetic cataclysmic variables // *A&A*. — 2016. — Vol. 595. — P. A47.
109. Salvi Nikita, Ramsay Gavin, Cropper Mark et al. Indirect imaging of the accretion stream in eclipsing polars - IV. V895 Cen // *MNRAS*. — 2002. — Vol. 331, no. 2. — P. 488–494.
110. Galiullin Ilkham, Rodriguez Antonio C., El-Badry Kareem et al. Searching for new cataclysmic variables in the Chandra Source Catalog // *A&A*. — 2024. — Vol. 690. — P. A374.
111. Schwobe A. D., Knauff K., Kurpas J. et al. A first systematic characterization of cataclysmic variables in SRG/eROSITA surveys // *A&A*. — 2024. — Vol. 690. — P. A243.

112. Lin Jiamao, Ren Liangliang, Li Chengyuan et al. Discovery and characterization of ZTF J0112+5827: An 80.9-minute polar with strong cyclotron features // *A&A*. — 2025. — Vol. 694. — P. A112.
113. Beuermann K., Burwitz V., Reinsch K. et al. Neglected X-ray discovered polars. III. RX J0154.0-5947, RX J0600.5-2709, RX J0859.1+0537, RX J0953.1+1458, and RX J1002.2-1925 // *A&A*. — 2021. — Vol. 645. — P. A56.
114. Liu Yiqi, Hwang Hsiang-Chih, Zakamska Nadia L., Thorstensen John R. CSS1603+19: a low-mass polar near the cataclysmic variable period minimum // *MNRAS*. — 2023. — Vol. 522, no. 2. — P. 2719–2731.
115. Thomas H. C., Reinsch K. Optical studies of the newly discovered polar AX J2315-592. // *A&A*. — 1996. — Vol. 315. — P. L1–L4.
116. Szkody Paula. Spectroscopy of Cataclysmic Variables: Whopping Clues from Wiggly Lines // *Wild Stars in the Old West* / Ed. by S. Howell, E. Kuulkers, C. Woodward. — Vol. 137 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series. — 1998. — P. 18.
117. Silber Andrew D. Studies of an X-Ray Selected Sample of Cataclysmic Variables. // Ph.D. thesis / Massachusetts Institute of Technology. — 1992.
118. Kolbin A. I., Pavlenko E. P., Kochkina V. Yu. et al. Spectroscopic and Photometric Study of the New Eclipsing Polar Gaia23cer // *Astronomy Letters*. — 2024. — Vol. 50, no. 5. — P. 335–349.
119. Oliveira A. S., Rodrigues C. V., Martins M. et al. Exploratory Spectroscopy of Magnetic Cataclysmic Variables Candidates and Other Variable Objects. II // *AJ*. — 2020. — Vol. 159, no. 3. — P. 114.
120. Joshi Arti, Pandey J. C., Rawat Nikita et al. Optical Characterization of Two Cataclysmic Variables: RBS 0490 and SDSS J075939.79+191417.3 // *AJ*. — 2022. — Vol. 163, no. 5. — P. 221.
121. Oliveira A. S., Rodrigues C. V., Cieslinski D. et al. Exploratory Spectroscopy of Magnetic Cataclysmic Variables Candidates and Other Variable Objects // *AJ*. — 2017. — Vol. 153, no. 4. — P. 144.
122. Fuchs J. T., Dunlap Bart H., Dennihy E. et al. The magnetic cataclysmic variable LSQ1725-64 // *MNRAS*. — 2016. — Vol. 462, no. 3. — P. 2382–2395.
123. Kafka S., Tappert C., Honeycutt R. K. Evidence for an accretion steam in the low-accretion-rate polar J2048 // *MNRAS*. — 2010. — Vol. 403, no. 2. — P. 755–759.

124. Shafter A. W., Reinsch K., Beuermann K. et al. RX J0515.6+0105: an Unusual, Eclipsing, Magnetic Cataclysmic Variable // *ApJ*. — 1995. — Vol. 443. — P. 319.
125. Joshi Arti, Pandey J. C., Raj Ashish et al. Optical and X-ray studies of three polars: RX J0859.1+0537, RX J0749.1-0549, and RX J0649.8-0737 // *MNRAS*. — 2020. — Vol. 491, no. 1. — P. 201–214.
126. Voikhanskaya N. F. A Spectroscopic Analysis of the Am-Herculis Binary E:2003+225 // *Soviet Astronomy Letters*. — 1986. — Vol. 12. — P. 196–199.
127. Singh K. P., Szkody P., Barrett P. et al. A New Magnetic Cataclysmic Variable: WGA J1047.1+6335 // *ApJ*. — 1995. — Vol. 453. — P. L95.
128. Griffiths R. E., Ward M. J., Blades J. C. et al. The optical identification of 2A 0311-227 with a new AM Herculis-type object. // *ApJ*. — 1979. — Vol. 232. — P. L27–L31.
129. Romero-Colmenero E., Potter Stephen B., Buckley D. A. H. et al. Multi-epoch spectroscopy, polarimetry and photometry of the polar UW Pic // *MNRAS*. — 2003. — Vol. 339, no. 3. — P. 685–694.
130. Tovmassian G. H., Greiner J., Zickgraf F. J. et al. RX J0719.2+6557: a new eclipsing polar // *A&A*. — 1997. — Vol. 328. — P. 571–578.